

Untersuchungen zur elastisch-plastischen Bruchmechanik der Grenzflächenrisse mittels des Moiréverfahrens und der FEM

von der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Technischen Universität Chemnitz genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt von Dipl.-Ing. Jens Telgkamp
geboren am 16.12.1970 in Bremen

eingereicht am 28.07.2000

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. J. Naumann
Prof. Dr.-Ing. habil. H. Balke
Prof. Dr.-Ing. J.-F. Kalthoff

Tag der Verleihung: 01.03.2001

Telgkamp, Jens

Untersuchungen zur elastisch-plastischen Bruchmechanik der Grenzflächenrisse mittels des Moiréverfahrens und der FEM

Dissertation an der Fakultät für Maschinenbau und Verfahrenstechnik der Technischen Universität Chemnitz, Institut für Mechanik, 2001

132 Seiten
52 Abbildungen
4 Tabellen
144 Literaturzitate

Referat

Das geometrische In-plane-Moiréverfahren wird benutzt, um das Deformationsfeld um einen Riss in einem geschweißten Verbund zweier unterschiedlicher Metalle sowie in homogenen Proben dieser Materialien zu untersuchen. Konkret werden Vierpunktbiegeproben benutzt, wobei die Grenzflächen der Verbundproben durch Explosions-schweißen (Sprengplattieren) hergestellt werden.

In Verbindung mit der digitalen Bildverarbeitung wird das Feld der Verschiebungen zum Zeitpunkt der Rissinitiierung als primäres Resultat aus den Isothetenfeldern ermittelt. Aus diesen Verschiebungsfeldern lassen sich mittels eines Approximationsverfahrens weitere Größen wie Verzerrungen und Spannungsgrößen an der Oberfläche ableiten.

Zusätzlich werden dreidimensionale elastisch-plastische FEM-Berechnungen für die homogenen Proben und die Proben mit Grenzflächenriss durchgeführt.

Das J-Integral wird aufgrund der experimentell und numerisch gewonnenen Daten für den Rissinitiierungszeitpunkt berechnet. Außerdem findet ein Vergleich mit J-Integralwerten statt, die mit Methoden der Materialprüfnormen bestimmt werden.

Schlagworte

Approximation – Bruchmechanik – Bruchzähigkeit – Digitale Bildverarbeitung – Finite Elemente – Grenzflächenriss – Interface – J-Integral – Moiré-Technik – Potentialsonde

Vorwort

Diese Arbeit ist im Rahmen des Graduiertenkollegs „Kontinuumsmechanik inelastischer Festkörper“ entstanden. Dabei handelt es sich um ein Graduiertenkolleg der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG), das inhaltlich von Hochschullehrern und Stipendiaten an den Technischen Universitäten Dresden und Chemnitz getragen wird.

Ich danke meinem Betreuer, Prof. Dr.-Ing. habil. J. Naumann, für die Unterstützung meiner Arbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre. Dieser Dank schließt alle Mitarbeiter der Lehrstühle für Experimentelle Mechanik und Festkörpermechanik der TU Chemnitz ein. Hier schulde ich speziell Frau A. Thiele sowie Herrn Dipl.-Ing. F. Pelz und Herrn K.-H. Rentzsch Dank für die Herstellung und Applikation der für die Moirétechnik unverzichtbaren Kreuz- und Linienraster, sowie Herrn Dr.-Ing. habil. M. Stockmann und Herrn Dipl.-Ing. P. Kaiser für anregende Diskussionen und praktische Tipps im Zusammenhang mit der experimentellen Technik. Außerdem danke ich allen Mitarbeitern der Werkstatt der TU Chemnitz für die Herstellung der Zug- und Biegeproben und für die Fertigung der Belastungsvorrichtung.

Des Weiteren gilt mein Dank der Firma DYNAMIT NOBEL in Burbach/Siegerland, die mir verschiedene Platten aus explosionsgeschweißtem Material zum Zweck der Probenherstellung zur Verfügung gestellt hat. Als kompetenter Ansprechpartner hat mir dort Herr Dipl.-Ing. W. Kasper sehr weitergeholfen.

Ich danke den Mitgliedern des Graduiertenkollegs für die zahlreichen Diskussionen und Anregungen. Besonders die regelmäßig durchgeführten Frühjahrs- und Herbst-Workshops sowie die durch das Graduiertenkolleg finanzierten Tagungsbesuche haben mir zahlreiche Anregungen vermittelt. Herrn Prof. Dr.-Ing. V. Ulbricht sei für die exzellente Betreuung des Kollegs gedankt.

Schließlich danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Balke (TU Dresden) sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. J.F. Kalthoff (Ruhr-Universität Bochum) für ihre freundliche Bereitschaft zur Übernahme der Korreferate.

Chemnitz, im März 2001

Jens Telgkamp

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Bruchmechanik homogener Werkstoffe und Interface-Bruchmechanik	3
2.1	Bruchmechanik homogener Werkstoffe	4
2.1.1	Linear-elastische Bruchmechanik homogener Werkstoffe	4
2.1.2	Nichtlineare Bruchmechanik homogener Werkstoffe	5
2.2	Bruchmechanik des Grenzflächenrisses	10
2.2.1	Linear-elastische Bruchmechanik des Grenzflächenrisses	10
2.2.2	Nichtlineare Bruchmechanik des Grenzflächenrisses	12
3	Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen	15
4	Experimentelle Technik	17
4.1	Werkstoffe und Werkstoffkombinationen	17
4.1.1	Werkstoffauswahl	17
4.1.2	Herstellung von Vierpunktbiegeproben	20
4.1.3	Ermittlung der Werkstoffparameter im einachsigen Zugversuch	22
4.1.3.1	Versuchsdurchführung (Zugversuch)	22
4.1.3.2	Messen mit DMS	22
4.1.3.3	Identifikation der Materialparameter	27
4.2	Einbringen eines Ermüdungsanrisses	31
4.3	Belastungsvorrichtung	34
4.4	Versuchsdurchführung und gemessene Größen	38
4.4.1	Beschreibung der Probenverformung	39
4.4.2	Probenbelastung	43
4.4.3	Gleichstrompotentialsonde (DCPD)	44
4.5	Messung des Verschiebungsfeldes	48
4.5.1	Messprinzip des In-plane-Moiréverfahrens	49
4.5.2	Experimentelle Technik des Isothetenverfahrens	51
4.5.3	Ausrichten des Referenzrasters	52

4.5.4	Aufnahme der Bilder	57
5	Primäre experimentelle Ergebnisse	59
5.1	Allgemeine Erfahrungen	59
5.1.1	Belastungskurven	59
5.1.2	Rissausbreitung	60
5.2	Isothetenfelder	62
6	Analyse der experimentellen Verschiebungsfelder	64
6.1	Digitale Bildverarbeitung	64
6.1.1	Verfahren zur Erfassung von Isothetenfeldern	64
6.1.2	Filterung der Bilder	67
6.1.3	Linienverfolgung	72
6.1.4	Stützpunkte	75
6.1.4.1	Ermitteln der Streifenbreite	75
6.1.4.2	Finden der optimierten Stützpunktkoordinaten	76
6.2	Approximation der Verschiebungsfelder	79
6.3	Berechnung der Spannungen an der Oberfläche	86
7	Vergleich Experiment – FEM-Berechnung	90
7.1	FEM-Modell der Biegeprobe	90
7.1.1	Modellierung der Rissspitzenumgebung	92
7.1.2	Kontrolle der Modellierung an der Rissspitze	94
7.1.3	Modellierung der Lasteinleitung im FEM-Modell	96
7.2	Untersuchungen zum J -Integral	97
7.2.1	Berechnung des J -Integrals	98
7.2.2	Zur Pfadunabhängigkeit des J -Integrals	100
7.3	Ermittlung von J -Initiierungswerten	106
7.3.1	Vergleich der J -Initiierungswerte der homogenen Werkstoffe und des Grenzflächenrisses	107
7.3.2	Vergleich der experimentell/numerisch ermittelten J -Initiierungs- werte mit den nach Materialprüfnormen bestimmten	108
8	Zusammenfassung	112
	Formelzeichen	115
	Literaturverzeichnis	121

1 Einleitung

Eine wichtige Aufgabe des Ingenieurs ist es, die Sicherheit und die Zuverlässigkeit der seiner Verantwortung unterliegenden Maschinen und Anlagen zu garantieren. Dazu werden neben den klassischen Beanspruchungshypothesen der Elastizitäts- und Plastizitätstheorie zunehmend auch bruchmechanische Versagenskonzepte benötigt. Diese analysieren die mechanischen Beanspruchungen und das Versagensverhalten des Werkstoffs in der Umgebung von Rissen und Fehlerstellen, die in der Praxis beispielsweise herstellungs- oder betriebsbedingte Kerben oder Risse sein können.

Die Bruchmechanik untersucht die Verzerrungs- und Spannungsfelder in der Umgebung solcher Stellen und definiert bruchmechanische Parameter, die ein Maß für die Belastung der Rissspitze bzw. Rissfront sind. So kann auf der einen Seite die Rissspitzenbelastung durch die experimentelle oder numerische Bestimmung bruchmechanischer Parameter für eine bestimmte Bauteilgeometrie und -belastung ausgedrückt werden. Auf der anderen Seite muss für einen bruchmechanischen Parameter ein werkstoffspezifischer Kennwert bestimmbar sein, der den Widerstand des Werkstoffs gegen Initiierung bzw. Ausbreitung des Risses ausdrückt und der als Werkstoffkennwert mit der ermittelten Belastung verglichen werden kann.

Die Bruchmechanik von Rissen in homogenen Werkstoffen gilt in vielen Bereichen mittlerweile als gut verstanden. Bei der Bruchmechanik an Grenzflächenrissen¹ sind hingegen noch viele Fragestellungen ungeklärt, besonders bei Grenzflächen zwischen duktilen Werkstoffen, bei denen oft die Annahme des Kleinbereichsfließens nicht mehr erfüllt ist. So gibt es in der aktuellen Literatur noch recht unterschiedliche Meinungen zu der Fragestellung, welche Form ein universelles Rissinitiierungskriterium für den Grenzflächenriss haben wird, wie viele Parameter man benötigt, um auch Geometrieinflüsse zu erfassen und welche Parameter sich für diese Problemstellung eignen.

Diese Arbeit beschäftigt sich sowohl mit der Bruchmechanik duktiler homogener metallischer Werkstoffe als auch mit der Bruchmechanik der Grenzflächenrisse zwischen solchen Werkstoffen. In den Experimenten zu Grenzflächenrissen kommen hier Proben zum Einsatz, die explosionsgeschweißte Grenzflächen zwischen einer duktilen Kupfer-Nickel-Legierung und einem Kesselbaustahl enthalten.

Als experimentelle Techniken werden unter anderem die Gleichstrompotentialmessung, mit der man den Moment der Rissinitiierung erkennen kann, und das geometri-

¹Neben dem Begriff „Grenzflächenriss“ ist – auch in der deutschsprachigen Literatur – der Begriff „Interface-Riss“ gebräuchlich.

sche In-plane-Moiréverfahren (Isothetenverfahren) benutzt, das Informationen über die Verschiebungsfelder an der Probenoberfläche liefert.

Somit schließt sich diese Arbeit an verschiedene Bruchmechanik-Arbeiten von NAUMANN, VOGEL und ANGERMANN an, die an der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz entstanden sind. So wurden beispielsweise in [76] Untersuchungen an Austenit – Ferrit Interface-Rissen, in [133, 135] Untersuchungen an Rissen in Grauguss mit Globulargraphit (z. B. GGG40) vorgestellt. Ähnliche Untersuchungen mit optischen Feldmessverfahren, jedoch für den Bereich der linear-elastischen Bruchmechanik homogener Werkstoffe, finden sich bei SCHULTHEISS [104, 105, 106]. Eine automatische Verarbeitung der Streifenfelder und eine feldmäßige Aufbereitung der Daten finden jedoch in den genannten Literaturstellen nicht statt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird sowohl eine verbesserte Versuchstechnik (z. B. Belastungsvorrichtung) als auch eine erheblich leistungsfähigere aber auch aufwändigere Methode zur Aufbereitung der experimentell gewonnenen Feldgrößen präsentiert: Die – bislang manuell durchgeführte – Auswertung der Isothetenfelder des geometrischen In-plane-Moiré geschieht nunmehr mittels der digitalen Bildverarbeitung. Dazu werden neu entwickelte Algorithmen vorgestellt, in denen die besondere Struktur der Isotheten beim geometrischen Moiré berücksichtigt ist. Die Informationen, die von den Bildverarbeitungsprogrammen aus den Bildern der Isothetenfelder extrahiert werden, sind die Grundlage für eine Approximation der experimentellen Verschiebungsfelder. Diese erfolgt mit Hilfe einer von FENG und BOHNSACK [35, 10] vorgeschlagenen Methode. Durch eine Erweiterung dieser Approximationsmethode können – unter bestimmten Voraussetzungen – auch die Spannungsfelder an der Oberfläche berechnet werden. Die so aufbereiteten Felder bieten erweiterte Auswertungsmöglichkeiten gegenüber der direkten Ermittlung bruchmechanischer Parameter aus den Isothetenfeldern, wie sie von VOGEL und anderen [133] benutzt wird.

Die durchgeführten Experimente werden zusätzlich mit der Methode der Finiten Elemente (FEM) simuliert. Dabei zeigt sich, dass das dreidimensionale FEM-Modell den Zustand an der Oberfläche der Probe insgesamt gut reproduzieren kann, was für die ebenen FEM-Modelle nur mit erheblichen Einschränkungen gilt. Weiterhin wird das dreidimensionale FEM-Modell dazu benutzt, die Vorgänge im Innern der Probe besser zu verstehen, insbesondere was den Unterschied zwischen dem Riss im homogenen Material und dem Grenzflächenriss betrifft. Untersucht werden Zustände am Punkt der Rissinitiierung, die im Experiment mit der Gleichstrompotentialsonde detektiert wird.

Insgesamt soll die vorliegende Arbeit helfen, die Vorgänge um die Spitze eines Risses besser zu verstehen. Das Fernziel der Forschung auf diesem Gebiet ist das Finden eines universellen und auf verschiedene Bauteilgeometrien übertragbaren Rissinitiierungskriteriums für Grenzflächenrisse.

2 Bruchmechanik homogener Werkstoffe und Interface-Bruchmechanik

Um eine bruchmechanische Bewertung durchführen zu können, muss man für eine große Anzahl verschiedener Werkstoffe und Werkstoffkombinationen den Versagensmechanismus verstehen und lernen, ihn durch Parameter zu beschreiben, die geeignet sind, um eine Aussage über die Stabilität des Risses zu machen. Solche Parameter müssen außerdem in entsprechenden Experimenten als Initiierungswerte für bestimmte Materialien oder Materialkombinationen bestimmt werden können.

Für ein technisches Bauteil kann dann aus Bauteilgeometrie, Werkstoffverhalten und äußerer Belastung der Wert eines bruchmechanischen Parameters berechnet werden, der als lokale Belastung der Rissspitze zu verstehen ist. Oberhalb eines bestimmten Parameterwertes wird es zum stabilen oder instabilen Risswachstum kommen. Wenn der Rissinitiierungswert als Materialkenngröße für den benutzten Werkstoff bekannt ist, lässt sich durch Vergleich zwischen dem tatsächlichen Parameterwert im Bauteil (Belastung) mit dem Initiierungswert (Werkstoffkenngröße) eine Aussage über einen eventuell auftretenden Rissfortschritt treffen.

Grundsätzlich unterscheidet man drei Rissöffnungsarten, auch Rissöffnungsmoden genannt. Bild 2.1 veranschaulicht die Bedeutung der drei Moden. Viele Autoren sehen dabei Mode I als die technisch bedeutsamste Rissöffnungsart. Mode I wird auch als „Trennbruch“ bezeichnet.

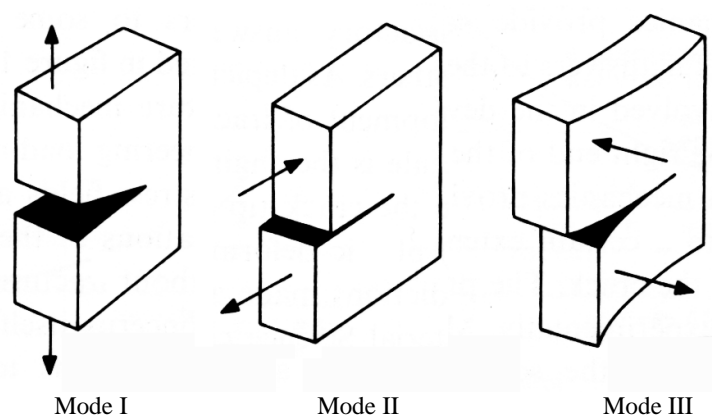


Bild 2.1: Die drei Rissöffnungsmoden

2.1 Bruchmechanik homogener Werkstoffe

2.1.1 Linear-elastische Bruchmechanik homogener Werkstoffe

Die linear-elastische Bruchmechanik (LEBM)¹ beschäftigt sich mit der Analyse von Rissen in Konfigurationen, die – zumindest in einem hinreichenden Abstand von der Rissspitze – durch linear-elastisches Materialverhalten gekennzeichnet sind. Das ist so zu verstehen, dass es rings um die „Prozesszone“ ein Gebiet gibt, in dem der Werkstoff sich linear elastisch verhält. Das Verhalten der Prozesszone, in der sich die Mechanismen abspielen, die schließlich zum Rissfortschritt führen, lässt sich dann unter Umständen durch Parameter beschreiben, die in dem umgebenden Gebiet definiert sind.

GRIFFITH [44] findet im Jahr 1920, dass der Moment der Rissinitiierung mittels eines energetischen Kriteriums vorausgesagt werden kann. Dazu wird die freigesetzte Energie, bezogen auf einen infinitesimalen Rissfortschritt („Energiefreisetzungsrate“), verglichen mit der Energie, die zur Bildung der beim Riss entstehenden freien Oberflächen benötigt wird.

Eine frühe Arbeit auf dem Gebiet der Spannungen und Deformationen an Kerben und Rissen ist die „Kerbspannungslehre“ von NEUBER ([77], überarbeitete und erweiterte Auflage [78]) aus dem Jahr 1938. NEUBER untersucht die elastischen Spannungs- und Deformationsfelder in der Nähe von Kerben mit unterschiedlichen Geometrien und mit endlichem Kerbradius und findet für viele derartige Fälle analytische Lösungen.

Den Übergang zu einem „unendlich kleinen“ Kerbradius brachten in den fünfziger Jahren die Arbeiten von IRWIN [56] und WILLIAMS [137]. IRWIN leitet aus den analytischen linear-elastischen Lösungen in der Nähe einer Rissspitze Spannungsfaktoren („K-Faktoren“) her. Das sind skalare Parameter, die die Intensität der Rissspitzenbelastung charakterisierten. Außerdem zeigt IRWIN, dass eine enge Verwandtschaft zwischen der von GRIFFITH vorgeschlagenen Energiefreisetzungsrate als Rissinitiierungsparameter und den Spannungsfaktoren besteht.

Durch analytische Betrachtungen lässt sich zeigen, dass das Spannungsfeld um einen Riss mit „unendlich kleinem“ Kerbradius an der Rissspitze in der Form

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \left[K_I \tilde{\sigma}_{ij}^I(\theta) + K_{II} \tilde{\sigma}_{ij}^{II}(\theta) + K_{III} \tilde{\sigma}_{ij}^{III}(\theta) \right] \quad (2.1)$$

darstellbar ist, wenn man linear-elastisches Materialverhalten annimmt. Man erkennt in Gl. (2.1), dass die Felder trennbar in den Polarkoordinaten r, θ sind. Das bedeutet, dass die Abhängigkeit von der radialen Koordinate r allein im Faktor $\frac{1}{\sqrt{2\pi r}}$ besteht, und dass die Abhängigkeit von der Winkelkoordinate θ nur durch die dimensionslosen Funktionen $\tilde{\sigma}_{ij}(\theta)$ entsteht, die ihrerseits unabhängig von r sind. Die Funktionen

¹auch LEFM – linear elastic fracture mechanics

$\tilde{\sigma}_{ij}(\theta)$ sind für den hier zunächst betrachteten einfachen Fall des linear-elastischen Rissspitzenfeldes im homogenen Medium für alle drei Rissöffnungsmoden analytisch bestimmbar [45]. Für die Spannungsfelder um die Rissspitze eines Risses unter reiner Mode-I Belastung gilt in Polarkoordinaten:

$$\begin{bmatrix} \sigma_r \\ \sigma_\theta \\ \tau_{r\theta} \end{bmatrix} = \frac{K_I}{4\sqrt{2\pi r}} \begin{bmatrix} 5 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ 3 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + \sin\left(\frac{3\theta}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Dieses einfache Beispiel verdeutlicht ein Grundprinzip, auf das verschiedene bruchmechanische Konzepte aufbauen: Die Vorgänge in der unmittelbaren Nähe der Rissspitze sind im Allgemeinen nicht genau bekannt. Jedoch liegt diese „Prozesszone“ unter bestimmten Voraussetzungen innerhalb eines Gebietes, das komplett von einem Bereich umschlossen ist, in dem der Werkstoff sich linear-elastisch verhält und in dem die Spannungen sich gemäß Gl. (2.1) verhalten. Unter der Annahme, dass das Verhalten der eingeschlossenen Prozesszone dann von den Zuständen in den umschließenden Gebieten bestimmt wird, kann der Wert des Spannungsintensitätsfaktors K_I als bruchmechanischer Parameter benutzt werden.

Als Maßeinheit der Spannungsintensitätsfaktoren K sind $MPa\sqrt{mm} = N\,mm^{-3/2}$ und $MPa\sqrt{m}$ gebräuchlich.

Einerseits lässt sich dann die Belastung der Rissspitze in einem Bauteil in Form eines K -Wertes ausdrücken, indem mit numerischen oder analytischen Methoden das Spannungsfeld in der Umgebung der Rissspitze im zu untersuchenden Bauteil untersucht wird. Die K -Faktoren, die sich für bestimmte Geometrien und Belastungskonfigurationen ergeben, sind in Tabellenbüchern (z.B. bei FETT und MUNZ [36]) aufgeführt. Zur Berechnung der Rissspitzenbeanspruchung im Rahmen der numerischen Analyse eines Bauteils gibt es spezielle Rissspitzenelemente und Berechnungshilfen in kommerzieller Numerik-Software.

Andererseits kann für einen bestimmten Werkstoff ein kritischer Wert K_c bzw. K_{Ic} (Index I für Mode I, Index c für „critical“) bestimmt werden, der in diesem Material den Punkt der Rissinitiierung beschreibt. Wenn der Riss nicht weiterwachsen darf, muss für den tatsächlich vorliegenden K_I -Wert im Bauteil gelten:

$$K_I < K_{Ic} \quad (2.3)$$

2.1.2 Nichtlineare Bruchmechanik homogener Werkstoffe

Viele metallische Konstruktionswerkstoffe verhalten sich duktil. Bei solchen Werkstoffen gibt es oft keine hinreichend kleine Prozesszone, die von Material mit linear-elastischem Verhalten umschlossen ist. Risse in solchen Konfigurationen sind für die linear-elastische Beschreibungsweise nicht geeignet. Sie müssen mit der nichtlinearen

elastisch-plastischen Bruchmechanik (EPBM)² beschrieben werden. NEUBER [78] schreibt bezüglich der Grenzen der linear-elastischen Bruchmechanik:

... Die „Bruchmechanik“ („fracture mechanics“) stützt sich dagegen in ihrer Bruchprognose im wesentlichen auf den Grenzwert K_c des Spannungsintensitätsfaktors. Bei der experimentellen Bestimmung von K_c , die inzwischen in den USA und in Japan mit erheblichem Aufwand durchgeführt worden ist, stellen sich, wie zu erwarten war, nicht unerhebliche Streuungen heraus. Dennoch gewann die Bruchmechanik an Bedeutung, nachdem viele Mathematiker in dieser Disziplin ein neues Feld für die Anwendung der Methoden der Integraltransformation entdeckt zu haben glaubten ...

... Darüber hinaus darf nicht übersehen werden, daß die „Bruchmechanik“ auf einer Überbewertung der linearen Elastizitätstheorie beruht... Im Interesse einer möglichst wirklichkeitsgetreuen Festigkeitsrechnung erschien es ohnehin notwendig, auch die Abweichungen vom linearen Elastizitätsgesetz zu berücksichtigen, um so mehr als häufig duktilere Stoffe mit ausgeprägter Streckgrenze, wie z. B. Stähle mittlerer Festigkeit, den hochfesten Stoffen mit geringerer Duktilität vorgezogen werden.

RICE [91] definiert 1968 das J -Integral als bruchmechanischen Parameter, nachdem ESHELBY [33] bereits 1951 erkannt hatte, dass sich eine integrale Beschreibungsweise für Defekte in elastischen Kontinua verwirklichen lässt. Mit den hier benutzten Bezeichnungen und den Koordinatendefinitionen gemäß Bild 2.2 lautet die Definition nach RICE:

$$J = \int_{\Gamma} \left(W \, dx + \underline{T} \cdot \frac{\partial \underline{u}}{\partial y} \, ds \right) \quad (2.4)$$

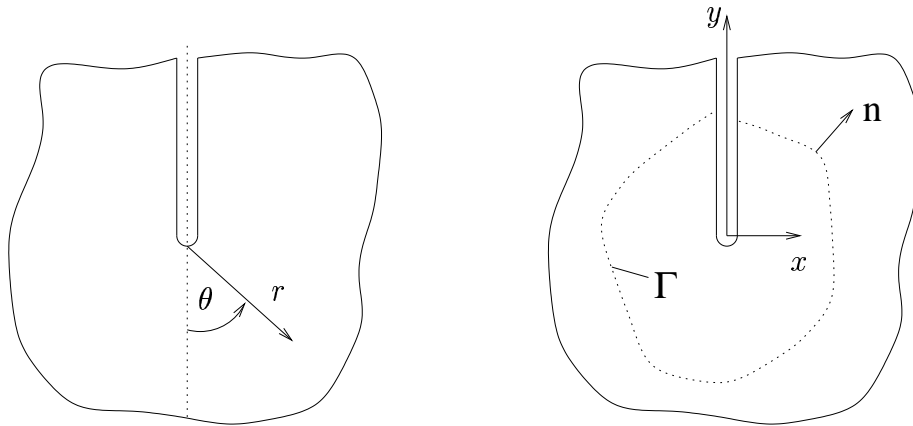
mit

Γ	Integrationspfad
$W = \int \sigma_{ij} \, d\varepsilon_{ij}$	Formänderungsenergiedichte
$\underline{T} = \underline{\sigma} \cdot \underline{n}$	\underline{n} : nach außen zeigender Normalenvektor auf Γ
$ds^2 = dx^2 + dy^2$	Inkrement entlang des Pfades Γ

Dabei handelt es sich strenggenommen nur um eine Komponente des J -Integralvektors, nämlich um die technisch bedeutsamste Komponente, die sich auf die Rissausbreitung in Richtung des ungerissenen Ligaments, in diesem Fall in negative y -Richtung, bezieht. Die anderen Komponenten beziehen sich auf eine theoretisch denkbare, aber physikalisch nicht sinnvoll interpretierbare Verschiebung des Risses in eine der dazu senkrechten Richtungen.

Wenn man das J -Integral, Gl. (2.4), in einem ebenen Rissproblem längs eines geschlossenen Integrationsweges um die Risspitze berechnet, wobei der Integrationspfad komplett in einem Bereich liegt, der durch linear-elastisches Materialverhalten gekennzeichnet ist, dann lässt sich zeigen, dass der berechnete Wert von J von

²auch „Fließbruchmechanik“ (FBM), „nonlinear fracture mechanics“ (NLFM), „elastic-plastic fracture mechanics“ (EPFM)


 Bild 2.2: Polarkoordinaten an der Risspitze (links) und geschlossener Pfad Γ um die Risspitze

der Wahl des Integrationspfades unabhängig ist. Analog gilt, dass der Wert des J -Integrals verschwindet, wenn der Integrationspfad einen Bereich ohne Singularität umschließt. Wie die K -Faktoren enthält auch J Informationen über den Belastungszustand an der Risspitze. Für den Fall des linear-elastischen Spannungsfeldes um einen ebenen Riss in einem homogenen Kontinuum lässt sich eine einfache Beziehung zwischen K_I und J als Risspitzenbeanspruchungsparameter angeben, wobei der Zusammenhang der Größen davon abhängt, welches der ebenen Modelle (EVZ oder ESZ)³ man zugrundelegt:

$$J = \mathcal{G} = \frac{1}{E'} K_I^2 \quad (2.5)$$

mit $E' = \frac{E}{1 - \nu^2}$ (EVZ) bzw. $E' = E$ (ESZ)

In Gl. (2.5) ist außerdem die Äquivalenz zwischen dem J -Integralwert und der Energiefreisetzungsrate \mathcal{G} angedeutet. Die Größe \mathcal{G} lässt sich anschaulich deuten als die freigesetzte Energie, bezogen auf einen infinitesimal kleinen Rissfortschritt. Diese Energiefreisetzungsrate steht in der betrachteten Konfiguration zur Verfügung, um den Riss voranzutreiben.

Die Dimension der Größen J und \mathcal{G} ist Energie pro Fläche, als Maßeinheiten sind $\frac{N}{mm} = 10^{-3} MPa m$ gebräuchlich.

Falls der zur Berechnung des J -Integrals benutzte Integrationspfad in einem Bereich liegt, in dem das Material auch inelastische Deformationen erfährt, so ist die Pfadunabhängigkeit des J -Integrals nur noch unter bestimmten Voraussetzungen gegeben. Die elastisch-plastischen Risspitzenfelder lassen sich im Allgemeinen in guter Näherung mit den Mitteln der Deformationstheorie beschreiben [45], zumindest solange man nur die monotone Belastung eines Risses bis zum Erreichen des Rissinitiierungspunktes betrachtet, auch wenn dieses strenggenommen nicht der Forderung nach

³EVZ bedeutet „ebener Verzerrungszustand“, ESZ bedeutet „ebener Spannungszustand“

proportionaler Belastung genügt. Die Deformationstheorie [45] beschreibt elastisch-plastische Deformationen ähnlich wie nichtlineare Elastizität. Somit gibt es einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Deformationen und Spannungen, was bei anderen elastisch-plastischen Beschreibungsweisen nicht unbedingt der Fall ist, da der Zustand eines jeden materiellen Teilchens von der Belastungsgeschichte abhängt. Aus diesen Erkenntnissen folgt, dass sich das J -Integral die Eigenschaft der Pfadunabhängigkeit auch dann erhält, wenn es längs eines Integrationspfades in elastisch-plastisch beanspruchtem Gebiet berechnet wird, zumindest für die monoton belastete Anordnung und **vor** dem Zeitpunkt der Initiierung. Beim Risswachstum hingegen treten lokale Entlastungs- und Rückplastizierungsvorgänge auf, was die Wegunabhängigkeit des J -Integrals zumindest theoretisch in Frage stellt, obwohl in der Praxis oft das J -Integral benutzt wird, um stabiles Risswachstum zu charakterisieren.

Als Äquivalent zu den singulären Rissspitzenfeldern der linear-elastischen Bruchmechanik, Gl. (2.2), gibt es in der elastisch-plastischen Bruchmechanik die sogenannten HRR-Felder. Diese sind benannt nach HTCHINSON [54, 53], RICE [91] und ROSENGREN [94]. Die Theorie dieser Felder basiert auf der Deformationstheorie, bezieht sich auf die Mode-I-Belastung und setzt zunächst das Vorliegen eines ebenen Zustandes (EVZ oder ESZ) und kleiner Deformationen voraus. Durch die Beschränkung auf ebene Zustände lassen sich zunächst nur die beiden Extremfälle ESZ und EVZ betrachten, obwohl real existierende Konfigurationen grundsätzlich zwischen diesen beiden Extremen liegen. Da große Deformationen in der HRR-Theorie nicht berücksichtigt sind, lässt sich die Rissspitzenausrundung (Crack Tip Blunting) und ihr Einfluss auf den Bruchvorgang nicht erfassen.

Zur Herleitung der Differentialgleichungen für die HRR-Felder benutzen HUTCHINSON, RICE und ROSENGREN die RAMBERG-OSGOOD-Gleichung [88], die die einachsige Fließkurve von Metallen mit den Parametern ε_0 , σ_0 , α und n beschreibt:

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n \quad (2.6)$$

Aus den Grundgleichungen der Deformationstheorie leiten die Autoren die Beziehungen für die elastisch-plastischen Spannungsfelder um die Rissspitze her:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr}(r, \theta) &= \sigma_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \tilde{\sigma}_{rr}^{HRR}(\theta) \\ \sigma_{\theta\theta}(r, \theta) &= \sigma_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \tilde{\sigma}_{\theta\theta}^{HRR}(\theta) \\ \sigma_{r\theta}(r, \theta) &= \sigma_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{1}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \tilde{\sigma}_{r\theta}^{HRR}(\theta) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für die Verzerrungen gilt:

$$\varepsilon_{rr}(r, \theta) = \alpha \varepsilon_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{n}{n+1}} \tilde{\varepsilon}_{rr}^{HRR}(\theta)$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\theta\theta}(r, \theta) &= \alpha \varepsilon_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{n}{n+1}} \tilde{\varepsilon}_{\theta\theta}^{HRR}(\theta) \\ \varepsilon_{r\theta}(r, \theta) &= \alpha \varepsilon_0 \left(\frac{1}{\alpha \sigma_0 \varepsilon_0 I_n} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{J}{r} \right)^{\frac{n}{n+1}} \tilde{\varepsilon}_{r\theta}^{HRR}(\theta)\end{aligned}\quad (2.8)$$

Die dimensionslosen Winkelfunktionen $\tilde{\sigma}^{HRR}(\theta)$ folgen aus Differentialgleichungen, die nur numerisch gelöst werden können und wurden für verschiedene Verfestigungsexponenten und für beide ebenen Modelle (EVZ und ESZ) berechnet und in einem internen Forschungsbericht erstmals tabelliert von SHIH [111]. Verfügbar sind die tabellierten Funktionen heute in einem BAM-Bericht [16]. Die I_n fassen alle über θ durchzuführenden Integrationen zusammen und hängen nur vom Verfestigungsexponenten n des Werkstoffs und vom benutzten Modell EVZ/ESZ ab.

Man erkennt bei Betrachtung der Gln. (2.7) und (2.8), dass die Struktur der Felder durch die Materialparameter aus Gl. (2.6) festgelegt ist und die Intensität der Rissspitzenbelastung durch den Wert von J bestimmt wird, ähnlich wie der Faktor K die Intensität im linear-elastischen Fall charakterisiert, siehe Gl. (2.2). Außerdem ist erkennbar, dass die Rissspitzen-Singularität vom Typ $r^{-1/2}$ der linear-elastischen Spannungsfelder nun im elastisch-plastischen Fall durch eine Singularität vom Typ $r^{-1/(n+1)}$ (Spannungen) bzw. $r^{-n/(n+1)}$ (Verzerrungen) ersetzt werden.

Der Rissspitzenbelastungsparameter J hat sich als bruchmechanischer Parameter auch in den Fällen bewährt, in denen die plastische Zone nicht komplett von Bereichen umschlossen ist, in denen linear-elastisches Materialverhalten dominiert. So ist J auch dann zur Charakterisierung der Rissspitzenbeanspruchung brauchbar, wenn das Ligament komplett durchplastiziert. Allerdings ist für Konfigurationen, in denen Rissfortschritt auftritt, die Eignung von J als Parameter theoretisch nicht mehr zulässig, da in diesen Fällen lokale Entlastungs- und Lastumkehrvorgänge auftreten. Dadurch lassen sich die Felder nicht mehr durch die Deformationstheorie beschreiben, auch wenn die äußere Last während des Rissfortschritts ansteigt. Dennoch hat sich in gewissen Grenzen das J -Integral in der Praxis auch zur Charakterisierung von Rissfortschritt bewährt ($J - R$ -Konzept, [4, 97]).

Es wird ein kritischer Wert (Initiierungswert) J_{Ic} definiert, der als Materialkennwert die Bruchzähigkeit des Werkstoffs durch J ausdrückt und an genormten Proben bestimmt werden kann [4]. Das Rissinitiierungskriterium hat dann in Analogie zu Gl. (2.3) die Form

$$J < J_{Ic} . \quad (2.9)$$

Ein neuerer Ansatz der Bruchmechanik homogener Werkstoffe ist das Kohäsivzonenmodell [23], das hier der Vollständigkeit halber erwähnt wird. Dieses Modell wird gelegentlich zur Rissfortschrittssimulation benutzt.

2.2 Bruchmechanik des Grenzflächenrisses

2.2.1 Linear-elastische Bruchmechanik des Grenzflächenrisses

Die linear-elastische Bruchmechanik eines Grenzflächenrisses unterscheidet sich qualitativ von der linear-elastischen Bruchmechanik eines Risses im homogenen Medium. Im Folgenden sollen einige Effekte beschrieben werden, die typisch für das Wesen der Grenzflächenrisse sind.

DUNDURS [32] definiert die Parameter α_b und β_b , in der Literatur auch als DUNDURS-Parameter bekannt. Sie charakterisieren die Unterschiede der **elastischen** Eigenschaften der Materialpaarung. RICE [92] definiert die Bimaterial-Konstante ϵ . Wenn ν_1 und $\mu_1 = E_1 / 2(1 + \nu_1)$ die elastischen Konstanten des Materials 1, und ν_2 und $\mu_2 = E_2 / 2(1 + \nu_2)$ die elastischen Konstanten des Materials 2 sind, gilt für die verschiedenen Bimaterial-Parameter:

$$\text{mit:} \quad \kappa_{1/2} = \frac{3 - \nu_{1/2}}{1 + \nu_{1/2}} \quad (\text{ESZ}) \quad \text{bzw.} \quad \kappa_{1/2} = 3 - 4\nu_{1/2} \quad (\text{EVZ})$$

$$\alpha_b = \frac{\mu_1(\kappa_2 + 1) - \mu_2(\kappa_1 + 1)}{\mu_1(\kappa_2 + 1) + \mu_2(\kappa_1 + 1)} \quad (2.10)$$

$$\beta_b = \frac{\mu_1(\kappa_2 - 1) - \mu_2(\kappa_1 - 1)}{\mu_1(\kappa_2 + 1) + \mu_2(\kappa_1 + 1)} \quad (2.11)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{1 - \beta_b}{1 + \beta_b} \right) = \frac{1}{2\pi} \ln \left(\frac{\frac{\kappa_1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}}{\frac{\kappa_2}{\mu_2} + \frac{1}{\mu_1}} \right) \quad (2.12)$$

Für die Spannungen um einen Interface-Riss zwischen zwei linear-elastischen Materialien gilt außerhalb der Prozesszone die oft zitierte Lösung von WILLIAMS [138]:

$$\sigma_{ij} = \frac{\text{Re}\{\mathcal{K}r^{i\epsilon}\}}{\sqrt{2\pi r}} \tilde{\sigma}_{ij}^I(\theta, \epsilon) + \frac{\text{Im}\{\mathcal{K}r^{i\epsilon}\}}{\sqrt{2\pi r}} \tilde{\sigma}_{ij}^{II}(\theta, \epsilon) \quad (2.13)$$

Darin ist \mathcal{K} der nunmehr komplexe K-Faktor. Die $\tilde{\sigma}_{ij}(\theta, \epsilon)$ sind wieder Funktionen des Winkels, wobei die Struktur der Winkelfunktionen nun auch von der in Gl. (2.12) definierten Bimaterial-Konstanten ϵ abhängt.

Die Struktur des Spannungsfeldes in Gl. (2.13) verdeutlicht einige Besonderheiten gegenüber den linear-elastischen Spannungsfeldern um den Riss im homogenen Material, Gl. (2.1). Die Abhängigkeit von der radialen Polarkoordinate r tritt nun auch in den Termen $r^{i\epsilon}$ im Zähler auf. Mit dem Wert von r variiert auch die Phase dieses Ausdrucks in der komplexen Zahlenebene. Gemäß Gl. (2.13) variiert damit auch das Verhältnis von Mode-I und Mode-II Anteil mit der Entfernung von der Rissspitze. Daraus folgt, dass man in unterschiedlichen Entfernungen unterschiedliche Moden-Mischungen hat. Wenn also die äußere Belastung eines Bauteils oder einer Probe

mit Interface-Riss so beschaffen ist, dass der Riss im homogenen Material auf Mode-I belastet würde, dann entstehen in der Nähe der Risssspitze verschiedene Moden-Verhältnisse, abhängig von der Koordinate r . Dieser Effekt ist gegenüber der Bruchmechanik homogener Medien ein qualitativ neues Verhalten und wird in der Literatur oft als „Spannungsfeldrotation“ / „stress field rotation“ bezeichnet [41, 92, 113, 138].

Eine aus der Spannungsfeldrotation resultierende Erscheinung ist der Rissuferkontakt, der beim Interface-Riss nahe an der Risssspitze auftreten kann: Wenn man beispielsweise die linear-elastische Lösung für die Spannungen um die Spitze des Interface-Risses betrachtet, erkennt man, dass die Lösung bezüglich des Betrages die vom homogenen Problem bekannte $r^{-1/2}$ -Singularität aufweist, und dass die einzelnen Spannungskomponenten durch den Faktor r^{ϵ} nahe an der Risssspitze oszillieren. Die Lösung enthält damit eine physikalisch nicht sinnvolle Durchdringung der Rissufer nahe an der Risssspitze. Dieser Tatsache begegnen die Autoren auf unterschiedliche Art und Weise. COMNINOU [21, 22] nimmt statt der physikalisch unmöglichen Durchdringung eine Zone des reibungsfreien Kontakts zwischen den Rissufern an. Auch RICE und SIH [92, 95] nehmen eine solche Kontaktzone an, die sie als „small scale contact zone“ bezeichnen. MALYSHEV und SALGANIK [70] schlagen eine Lösung vor, die die gegenseitige Durchdringung der Rissufer nicht akzeptiert, sondern an deren Stelle die Ausbildung einer HERZschen Flächenpressung modelliert.

Wenn die elastischen Unterschiede beider Materialien gering sind ($\epsilon \approx 0$), dann fällt der Effekt der Spannungsfeldrotation gering aus und Real- bzw. Imaginärteil des komplexen Spannungsintensitätsfaktors \mathcal{K} bekommen die Bedeutung der konventionellen Faktoren K_I und K_{II} , unabhängig von der Koordinate r ; eine äußere Mode-I Last führt dann auch in der Nähe der Risssspitze auf Mode-I Verhältnisse. Außerdem fällt bei geringem ϵ und bei äußerer Mode-I Belastung der Rissuferkontakt, der rechnerisch in diesem Fall nur sehr dicht an der Risssspitze aufträte, praktisch nicht ins Gewicht und der Riss bleibt geöffnet.

Auch für den linear-elastischen Grenzflächenriss lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem K-Faktor und dem J -Integral bzw. der Energiefreisetzungsrate in Analogie zu Gl. (2.5) des homogenen Falls angeben [113]:

$$\begin{aligned}
 J = \mathcal{G} &= \frac{|\mathcal{K}|^2}{\cosh^2(\pi\epsilon) E^*} & \text{mit:} & \quad E^* = \frac{2 E'_1 E'_2}{E'_1 + E'_2} & (2.14) \\
 E'_{1/2} &= E_{1/2} / (1 - \nu^2) & (\text{EVZ}) & & \\
 E'_{1/2} &= E_{1/2} & (\text{ESZ}) & &
 \end{aligned}$$

Wenn man ein Rissinitiierungskriterium für den linear-elastischen Interface-Riss in der Form

$$\mathcal{G} < \mathcal{G}_c \tag{2.15}$$

formuliert, muss man den Initiierungswert \mathcal{G}_c für die interessierende Materialpaarung experimentell als Materialparameter bestimmen. Dabei stellt sich heraus, dass dieser Wert speziell beim Interface-Riss erheblich von dem Moden-Verhältnis der aufgebrachten Belastung abhängt. O'DOWD und andere [82] sowie DOLLHOFER und

andere [30] stellen experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der Bruchzähigkeit von der Belastungsart vor. So hängt beim Bruchkriterium der durch Gl. (2.15) gegebenen Form nicht nur die linke Seite (Materialbeanspruchung), sondern auch die rechte Seite (Materialkennwert) von der Art der Belastung ab:

$$\mathcal{G}_c = \mathcal{G}_c(\psi) \quad (2.16)$$

Der darin enthaltene Phasen-Winkel ψ ist definiert als das Verhältnis von Schub- zu Normalspannungen im Ligament (im Interface) in einem bestimmten Abstand L vor der Risspitze:

$$\tan \psi = \left(\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}} \right)_{\theta=0; r=L} \quad (2.17)$$

Die Einführung einer charakteristischen Länge L ist beim Interface-Riss sinnvoll, da das in Gl. (2.17) vorkommende Spannungsverhältnis infolge der Spannungsfeldrotation von der radialen Koordinate r abhängt. In der Praxis wird L so gewählt, dass ψ in guter Näherung die äußere Belastung der Konfiguration charakterisiert, so dass beispielsweise für eine symmetrische Vierpunktbiegeprobe, die im Fall des homogenen Materials eine reine Mode-I Last erzeugt, bei der Interface-Probe $\psi \approx 0$ gilt.

2.2.2 Nichtlineare Bruchmechanik des Grenzflächenrisses

Abschnitt 2.2.1 fasst einige wesentliche Merkmale der linear-elastischen Bruchmechanik an Grenzflächenrissen zusammen. Die Beschreibung der hierbei auftretenden Erscheinungen gilt mittlerweile als weitgehend verstanden [22]. Zur elastisch-plastischen Bruchmechanik an Grenzflächenrissen sind hingegen noch wesentliche Fragestellungen ungeklärt. So finden sich in der Literatur verschiedene Meinungen über geeignete bruchmechanische Parameter, die es erlauben, ein geometrieunabhängiges Kriterium für die Initiierung oder gar das Wachstum eines Interface-Risses zu formulieren.

So gibt es beispielsweise recht unterschiedliche Meinungen zu der Fragestellung, ob die Spannungs- und Verzerrungsfelder in den Variablen r und θ trennbar sind, oder ob grundsätzlich auch beim Interface-Riss eine multiplikative Aufspaltung in eine Funktion für die radiale Singularität und eine Funktion für die Abhängigkeit vom Winkel θ möglich ist, so wie bei den HRR-Feldern der homogenen Bruchmechanik, Gl. (2.7). In diesem Fall könnte man den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Effekt der Spannungsfeldrotation beim Interface-Riss im elastisch-plastischen Material vernachlässigen und die Felder mit ähnlichen Techniken beschreiben wie beim homogenen Material. So findet sich beispielsweise bei GAO und LOU [39] eine in r und θ trennbare Lösung, welche jedoch von SHARMA und ARAVAS [110] angezweifelt wird.

Viele Autoren schlagen als bruchmechanischen Parameter für die nichtlineare Bruchmechanik des Grenzflächenrisses das J -Integral vor, wie es in Gl. (2.4) definiert ist. Diese Definition des J -Integrals gilt auch für den Grenzflächenriss, solange der Riss in Richtung des Interfaces läuft, bzw. solange nur die Komponente des J -Integralvektors

ausgewertet wird, die parallel zur Grenzfläche verläuft. Das durch Gl. (2.4) angegebene skalare J -Integral entspricht genau dieser Komponente des J -Integralvektors. Entscheidend ist, dass diese Komponente des J -Integralvektors eine Energiefreisetzungsrate für die Richtung parallel zum Interface darstellt, und dass das partielle Differential der Materialeigenschaften gerade in dieser Richtung verschwindet [116].

Damit ist zu erwarten, dass das J -Integral seine charakteristischen Eigenschaften wie die Unabhängigkeit vom Integrationspfad auch im Fall des Interface-Risses beibehält. Wenn das der Fall ist, ist allerdings noch nicht klar, ob das J -Integral auch in diesem Fall dem Anspruch gerecht wird, als alleiniger skalarer Parameter die Bruchzähigkeit eines bestimmten Interfaces zu charakterisieren und als Rissinitiierungskriterium auf beliebig geformte und belastete Bauteile übertragbar zu sein.

Daher nehmen viele Autoren an, dass ein geometrieunabhängiges Kriterium mit guter Übertragbarkeit auf reale Bauteile ein mehrparametrisches Konzept sein muss. Auch über die Anzahl und Beschaffenheit dieser Parameter gibt es recht unterschiedliche Vorschläge.

So schlagen SHARMA und ARAVAS [110, 109] einen $J - Q$ -Ansatz vor, wobei J wie bei den HRR-Feldern die Stärke der Singularität und damit der Rissspitzenbeanspruchung charakterisiert, und Q den zusätzlichen Einfluss von Verformungsbehinderungen⁴, wie sie durch das Interface entstehen können, in den Ansatz mit einbringt. Der Parameter Q wird von anderen Autoren, z.B. O'DOWD und SHIH [81] auch als zusätzlicher Parameter für die Bruchmechanik homogener Materialien vorgeschlagen, wenn durch die Geometrie eines rissbehafteten Bauteils eine Verformungsbehinderung auftritt, die die Anwendung des J -Integrals als alleinigen geometrieunabhängigen Parameter verhindert.

ZHANG und andere [143, 144] beschreiben die Spannungsfelder um eine Interface-Riss Spitze mit einem $J - M$ Ansatz, wobei der J -Anteil das homogene Feld eines der beiden Materialien beschreibt und der Verformungsbehinderungs-Parameter M die Asymmetrie in das Feld einbringt. Dabei bezieht sich M auf die Verformungsbehinderung, die – bezogen auf das Referenzmaterial – von dem Interface zum anderen Material ausgeht. Die Autoren vergleichen den Parameter M mit dem von O'DOWD und SHIH [81] vorgeschlagenen Parameter Q , der Verformungsbehinderungen durch die Geometrie des Körpers erfasst. Ähnlich wie der Ansatz von ZHANG ist der zwei-parametrische $J - M$ -Ansatz von RANESTAD und anderen [90] strukturiert. Einen drei-parametrischen Ansatz schlagen KIM und andere [64] vor. RAK und TREIBER [87] benutzen zur Charakterisierung einer Schweißnaht einen drei-parametrischen Ansatz der Form $J - Q - M$. Auch die aus der linear-elastischen Bruchmechanik stammende „T-Spannung“ (T-Stress) kann als zweiter Parameter in ein bruchmechanisches Kriterium für homogene Werkstoffe aufgenommen werden, um Geometrieunabhängigkeit zu gewährleisten, wie HANCOCK und andere [47] zeigen.

⁴Verformungsbehinderungen werden in der englischsprachigen Literatur, manchmal auch in der deutschsprachigen Literatur, als „constraint“ bezeichnet.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es noch unklar ist, in welcher Form man ein allgemeines Bruch- bzw. Versagenskriterium für den Grenzflächenriss formulieren muss, so dass es auf beliebige Bauteile übertragbar und zuverlässig ist. Untersuchungen, die zum Verständnis der Spannungs- und Verzerrungsfelder beim Interface-Riss beitragen, sind daher dringend erforderlich.

3 Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen

In **Kapitel 2** wurde eine kurze Übersicht über den Kenntnisstand der Bruchmechanik homogener Werkstoffe und der Interface-Bruchmechanik gegeben. Dabei wird deutlich, dass es besonders im Fall des Interface-Risses zwischen zwei duktilen Materialien in der Literatur noch sehr verschiedene Vorstellungen über die Gestalt eines brauchbaren Rissinitiierungs- bzw. Rissausbreitungskriteriums gibt.

Die existierenden Arbeiten in diesem speziellen Forschungsgebiet stützen sich oft auf allgemeine Betrachtungen oder rein numerische Modelle, etwa bei SHIH und ASARO [115]. Soweit es experimentelle Arbeiten dazu gibt, z. B. bei TSCHEGG und anderen [127, 128, 129, 142], beschränken sich diese größtenteils auf die Untersuchung allgemeiner Erfahrungen (z. B. Rissverlauf bei stabiler Rissausbreitung) und auf die Auswertung globaler Versuchsparameter wie etwa den aus der Belastungskurve gewonnenen Schätzwerten für das J -Integral.

Es gibt einige Arbeiten, die experimentelle Verschiebungs- und Verzerrungsfelder an der Oberfläche der Probe mit optischen Feldmessverfahren ermitteln, zum Beispiel bei SCHULTHEISS und anderen [104, 105, 106] und bei KANG und KOBAYASHI [63, 62] mit der Moiréinterferometrie, bei KALTHOFF [60, 61] mit dem Kaustikverfahren sowie bei NAUMANN, VOGEL und anderen [75, 131, 132, 133] mit dem geometrischen Moiré. Diese Arbeiten beschäftigen sich mit der Bruchmechanik homogener Werkstoffe und berechnen bruchmechanische Parameter anhand der in den Streifenfeldern enthaltenen Informationen. Es wird jedoch keine feldmäßige Aufbereitung der Verschiebungen und daraus abgeleiteter Größen betrieben. Außerdem sind einige der genannten Untersuchungen auf die linear-elastische Bruchmechanik beschränkt. NAUMANN, VOGEL und andere [76, 135] wenden optische Feldmessverfahren auch auf bruchmechanische Problemstellungen mit Grenzflächenriss an, jedoch ebenfalls ohne eine feldmäßige Aufbereitung der gemessenen Verschiebungen. Sie beschreiben grundlegende Betrachtungen zu den Verschiebungsfeldern, die an Proben mit Grenzflächenriss zwischen duktilen Materialien gemessen wurden.

Insgesamt werden zur elastisch-plastischen Bruchmechanik der Grenzflächenrisse dringend neue Erkenntnisse über die Vorgänge auf der Oberfläche der Proben und im Probeninneren benötigt, die schließlich zur Initiierung des Risses führen.

In dieser Arbeit werden bruchmechanische Experimente vorgestellt, die sowohl an homogenen Proben als auch an Proben mit Grenzflächenriss durchgeführt werden. Als

Probengeometrie wird die Vierpunktbiegeprobe (SENB-Probe, Single Edge Notched Bending) benutzt; zur Herstellung der Proben mit Grenzflächen dient das Explosionsschweißverfahren (Sprengplattieren). Während der Experimente werden neben den üblichen globalen Parametern Kraft und Weg auch solche Parameter gemessen, welche die Verformung der Probe besser beschreiben können. Dazu kommen Neigungssensoren zum Einsatz. Als Feldmessverfahren wird das geometrische In-plane-Moiréverfahren benutzt, welches Streifenfelder liefert, deren Streifenordnungen in einer einfachen Beziehung zu der jeweiligen Komponente des Verschiebungsvektors stehen. **Kapitel 4** beschreibt das Versuchsprogramm einschließlich der Probenherstellung, der Materialparameteridentifikation und der neu- und weiterentwickelten experimentellen Technik.

Anschließend stellt **Kapitel 5** kurz die primären experimentellen Ergebnisse vor. Damit sind allgemeine Beobachtungen und Erkenntnisse im Zusammenhang mit den durchgeführten Experimenten gemeint; die Auswertung der Isothetenfelder wird erst in Kapitel 6 beschrieben.

Im Zusammenhang mit der durchzuführenden feldmäßigen Aufbereitung der Verschiebungs- und Verzerrungsfelder wird im Rahmen dieser Arbeit ein weiteres Problem gelöst: Die Isotheten des geometrischen In-plane-Moiréverfahrens wurden an der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz bislang manuell ausgewertet. Tatsächlich ist die automatische Auswertung der mit diesem Messverfahren erzeugten Streifen nicht trivial und die kommerziellen Programmsysteme eignen sich nicht unbedingt für diese Aufgabe, da die Grauwertstruktur der geometrischen Isotheten erheblich von der Grauwertstruktur von Streifenscharen, die mit interferometrischen Verfahren erzeugt wurden, abweicht. In **Kapitel 6** werden neuentwickelte, erfolgreich eingesetzte Algorithmen und Programme vorgestellt, die eine effiziente Filterung und halbautomatische Auswertung der Isothetenfelder ermöglichen. Weiterhin wird eine erweiterte Fassung der von BOHNSACK entwickelten Methode zur Approximation in Verbindung mit den von der digitalen Bildverarbeitung extrahierten Stützpunkten benutzt, um die experimentellen Verschiebungs- und Verzerrungsfelder sowie dazu berechnete Felder der Oberflächenspannungen mittels eines ebenen Finite-Element-Modells zu approximieren und darzustellen.

In **Kapitel 7** werden ausgewählte Ergebnisse präsentiert. Zusätzlich zu den experimentellen Ergebnissen werden auch dreidimensionale FEM-Simulationen der bruchmechanischen Experimente vorgestellt. Es wird gezeigt, wie weit diese Berechnungen trotz des einfachen Materialmodells (es wird nur die isotrope Verfestigung berücksichtigt) in der Lage sind, die experimentell festgestellten Verhältnisse an der Oberfläche der Probe korrekt wiederzugeben. Einige Betrachtungen zum J -Integral, einem wichtigen bruchmechanischen Parameter, werden durchgeführt. Dabei sind besonders Vergleiche zwischen den homogenen Proben und den Proben mit Grenzflächenriss sowie ein Vergleich zu der ASTM-Methode zur Bestimmung von J -Initiierungswerten von Interesse.

4 Experimentelle Technik

4.1 Werkstoffe und Werkstoffkombinationen

4.1.1 Werkstoffauswahl

In dieser Arbeit werden neue Erkenntnisse über die nichtlineare Bruchmechanik (Fließbruchmechanik) metallischer Werkstoffe gezeigt. Die Modelle der nichtlinearen Bruchmechanik werden benötigt, um das Bruchverhalten duktiler Materialien zu kennzeichnen, da für solche Materialien die Annahmen der linear-elastischen Bruchmechanik bezüglich der kleinen Ausdehnung der plastischen Zone im Allgemeinen nicht mehr zutreffen. Neben homogenen Werkstoffen sollen hier Schweißverbindungen zwischen unterschiedlichen Materialien untersucht werden, bei denen sich die Rissfront entlang der Grenzfläche ausbreitet (Interface-Riss). Grenzflächen verschiedener metallischer Werkstoffe lassen sich mit verschiedenen Verfahren herstellen:

Schmelzschweißverfahren [26, 27] wie Lichtbogenschweißen oder Elektronenstrahlschweißen werden meist benutzt, um Verbindungen artgleicher Werkstoffe herzustellen, zum Beispiel eine Schweißverbindung zwischen verschiedenen Stählen. Für das Verbinden unterschiedlicher Metalle eignen sich diese Verfahren im Allgemeinen nicht.

Das **Explosionsschweißen** [24, 27, 34], auch **Sprengplattieren** genannt, ist ein Verfahren, bei dem die zu verschweißende Grenzfläche ohne Wärmezufuhr kurzzeitig einer extrem hohen Normalkraft ausgesetzt wird, wodurch sich die Metallteile auf atomarer Ebene miteinander verbinden. Die sehr hohe Kraft entsteht dabei durch die Detonation einer Sprengstoffschicht.

Das Verfahren ist geeignet, um Verbindungen zwischen Metallen herzustellen, die sich mit konventionellen Verfahren nicht verschweißen lassen, z. B. Verbindungen zwischen Kupfer- oder Aluminiumlegierungen und Stählen [34]. Ein weiterer Vorteil des Verfahrens ist, dass sich die verbundenen Werkstoffe gegenseitig kaum durchmischen, während es beim Schmelzschweißen zu einer erheblichen Durchmischung kommt [51]. Somit ist der Übergang zwischen den Metallen beim Explosionsschweißen wesentlich schärfer. Weiterhin kommt es beim Explosionsschweißen zu einem geringen Wärmeeintrag, der nicht zum Aufschmelzen der Werkstoffe führt. Dadurch spielen Gefügeveränderungen des Werkstoffs eine kleinere Rolle als beim Schmelzschweißen.

Das durch Explosionsschweißen hergestellte Interface zwischen den Metallen ist in guter Näherung eine „ideale“ Grenzfläche zwischen den verschiedenen Metallen. So

stellen TSCHEGG und andere [130] fest, dass sich explosionsgeschweißte Proben gut eignen, um experimentelle Untersuchungen an Grenzflächenrissen zwischen verschiedenen Materialien durchzuführen. Die Autoren zeigen, dass die FEM-Modellierung des Interfaces als sprunghafter Übergang der Materialeigenschaften sinnvoll ist und die realen Eigenschaften einer explosionsgeschweißten Grenzfläche zufriedenstellend wiedergibt.

Zur Herstellung der hier benutzten Verbundproben kamen explosionsgeschweißte Platten zum Einsatz, die von der Firma DYNAMIT NOBEL hergestellt wurden. Die weitere Verarbeitung zu Vierpunktbiegeproben erfolgte in der Werkstatt der TU Chemnitz. Bei den verschweißten Materialien handelt es sich um

- die Kupfer-Nickel-Legierung CuNi10 (Handelsname CUNIFER 10, Werkstoffbezeichnung „C 70 600“ nach der US-Norm ASTM B 122M-95 [2]), eine duktile und chemisch besonders beständige Legierung, die vor allem im Schiffsbau und zum Bau von Druckbehältern für die chemische Industrie eingesetzt wird. [69]
- den Kesselbaustahl P265GH nach DIN EN 10028 [29] (Kurzname H II nach DIN 17 155/10.83). Dieses Material ist ein duktiler, unlegierter Stahl mit ferritisch-perlitischem Gefüge [6].

Es wurde von diesem Materialverbund ein Mikrohärteschrieb auf einer Geraden senkrecht über das Interface durchgeführt. Dazu kam ein Mikrohärtemessgerät vom Typ HMV-2000 der Firma SHIMADZU zum Einsatz. Der Mikrohärteverlauf ist in Bild 4.1 gezeigt. Es zeigt sich, dass die Härtewerte auf beiden Seiten des Interfaces um bis zu 10 % von den Werten des jeweiligen homogenen Werkstoffs abweichen. Für Punkte mit weniger als 0,5 mm Entfernung vom Interface ist also eine Verfestigung zu erkennen. Diese muss beim Schweißen entstanden sein und konnte offenbar durch die anschließende Wärmebehandlung nicht beseitigt werden. Sie muss hier in Kauf genommen werden. Das Plattenmaterial ist nach Angaben des Herstellers eigenspannungsarm verglichen mit Interfaces, die mit anderen Verfahren hergestellt sind. Es liegen jedoch keine quantitativen Angaben zum Eigenspannungszustand vor.

Das verschweißte Rohmaterial wurde von DYNAMIT NOBEL in Form einer Platte ausgeliefert, die aus einem gut 50 mm starken Blech aus P265GH, plattiert mit einem rund 12 mm starken Blech aus CuNi10, besteht. Die Platten wurden vom Hersteller in geglühtem Zustand geliefert, wobei keine näheren Informationen über die durchgeführte Wärmebehandlung vorliegen.

Die chemischen Analysen beider Materialien finden sich in Tabelle 4.1. Zu den mechanischen Eigenschaften beider Materialien finden sich weitere Informationen in Abschnitt 4.1.3 ab Seite 22.

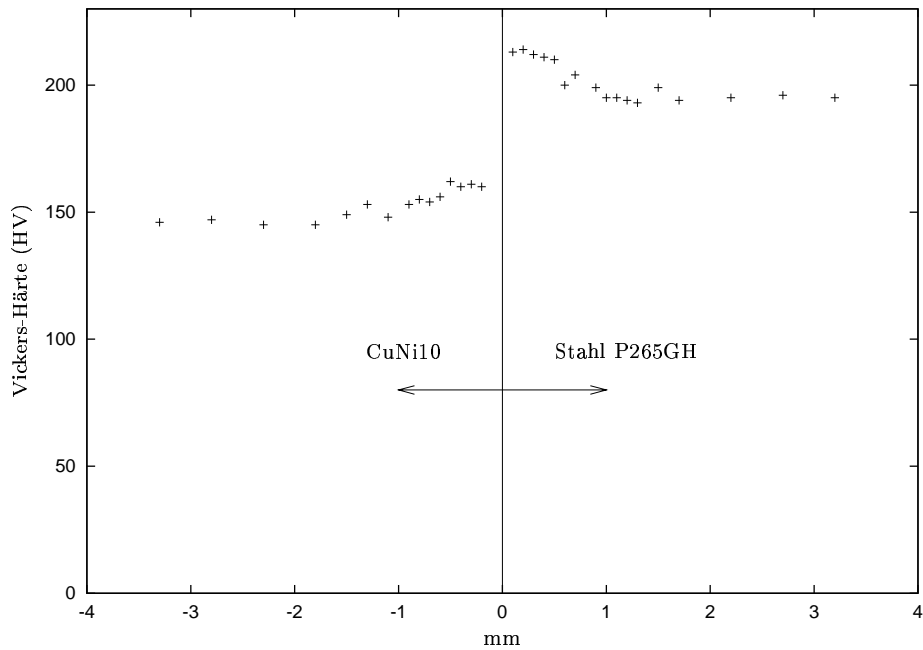


Bild 4.1: Mikrohärteverlauf längs einer Geraden senkrecht zum Interface

Element	Zusammensetzung Stahl P265GH	Zusammensetzung CuNi10
Fe	Rest	1,63
Cu	0,011	Rest
Al	0,036	
Ti	0,001	
Ni	0,018	10,35
Mg		
Mn	1,08	0,73
Si	0,25	
C	0,17	0,004
Cr	0,019	
P	0,014	0,002
S	0,010	0,004
N	0,0027	
Zn		0,01
Pb		0,002
V	0,002	
Mo	0,002	
Nb	0,001	
Sn	0,001	

Tabelle 4.1: Chemische Analysen der in dieser Arbeit benutzten Werkstoffe: Zusammensetzung in Massenprozent

4.1.2 Herstellung von Vierpunktbiegeproben

Es werden bruchmechanische Experimente vorgestellt, bei denen der Riss eine Mode-I-Belastung (Bild 2.1) erfährt, die als die technisch bedeutsamste Belastungsart gilt [45]. Zum Aufbringen einer solchen Last eignen sich neben CT¹-Proben auch die SENB²-Proben. Bei der letztgenannten Probenform handelt es sich um Proben, die auf Biegung belastet werden, wobei sich der Riss auf der Zugseite befindet. Die hier benutzten Proben sind SENB-Proben für die Vierpunktbiegung, deren Geometrie (siehe Bild 4.2) sich an den amerikanischen Standard ASTM E 1737-96 [4] anlehnt³. Auch die etwas ältere deutsche Prüfnorm DVM002 [28] schlägt Proben dieser Geometrie vor.

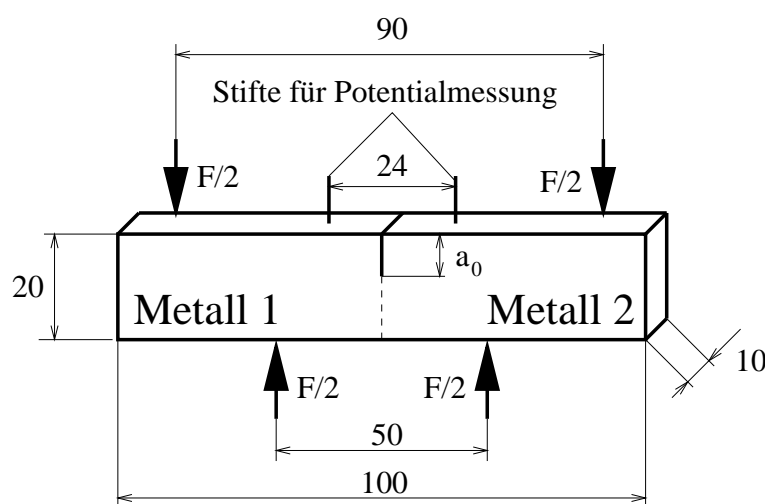


Bild 4.2: Geometrie einer Vierpunktbiegeprobe aus einem explosionsgeschweißten Materialverbund

Im Fall der homogenen Proben ist die Probenherstellung einfach: Die quaderförmige äußere Probengeometrie wird durch zerspanende Verfahren erzeugt.

Im Fall der Interface-Proben muss zunächst auf einer Seite des Halbzeuges Material angeschweißt werden, um vom Interface aus eine hinreichende Ausdehnung in beide Richtungen zu erreichen. Bild 4.3 veranschaulicht diesen Zusammenhang: Die explosionsgeschweißte Platte, wie sie von DYNAMIT NOBEL geliefert wurde, besteht aus einem dicken Blech (Dicke ≈ 50 mm) aus dem Stahl P265GH. Auf dieses Blech ist eine dünnere Schicht (Dicke ≈ 12 mm) aus dem Material CuNi10 mittels des Explosionsgeschweißverfahrens aufgeschweißt. Man kann folglich Proben der hier erforderlichen Geometrie nur herstellen, indem man auf der Seite des CuNi10 einen Block aus dem gleichen Material aufschweißt. Dazu kommt hier das Elektronenstrahlschweißverfahren [26, 27] zum Einsatz. Dieses Verfahren gehört zu den Schmelzschweißverfahren

¹Compact Tension

²Single Edged Notched Bending

³Die Norm ASTM E1737-96 ist eine Überarbeitung und Zusammenfassung der älteren Prüfnormen ASTM E 813-89 [1] und ASTM E 1152-95 [3].

und eignet sich gut für das Schweißen zweier Teile aus CuNi10, das wiederum für seine hervorragende Schweißbarkeit bekannt ist. Das Elektronenstrahlschweißen ist aufgrund des geringen Wärmeeintrages besser geeignet als andere Schmelzschweißverfahren. Das ist hier von Vorteil, denn der Bereich des explosionsgeschweißten Interfaces, der etwa 12 mm von der Elektronenstrahlschweißnaht entfernt ist, soll nicht mehr als nötig erwärmt werden, um nachträgliche Gefügeveränderungen am Interface zu vermeiden. Der Wärmeeintrag wurde während des Elektronenstrahlschweißens gemessen, indem der Bereich des Interfaces mit einem Thermographiesystem überwacht wurde. Es zeigte sich, dass die Temperatur am Interface während des gesamten Schweißvorganges unter 200 °C (untere Messgrenze des benutzten Thermographiesystems) blieb. Daher ist nicht zu erwarten, dass sich das Gefüge am Interface beim Anschweißen des Materials verändert.

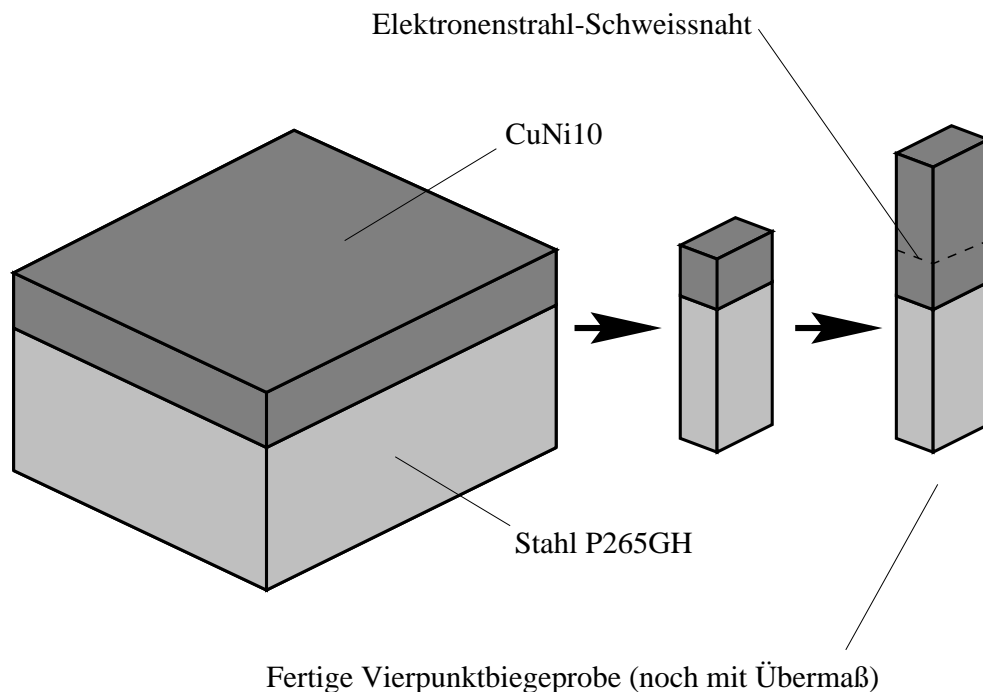


Bild 4.3: Herstellung einer Bimaterial-Vierpunktbiegeprobe aus einer explosionsgeschweißten Platte

Die Proben aus den homogenen Materialien werden aus dem gleichen explosionsgeschweißten Halbzeug hergestellt wie die Proben mit Interface-Riss. Dadurch ergibt sich hinsichtlich der Vergleichbarkeit der Ergebnisse von homogenen Proben und Interface-Proben der Vorteil, dass mit Sicherheit identisches Material zum Einsatz kommt. Auf der anderen Seite besteht bei dieser Vorgehensweise der Nachteil, dass die Proben nicht in der gleichen Orientierung aus dem Blech entnommen werden können, da das Blech nicht dick genug ist, um homogene Proben mit der in Bild 4.3 gezeigten Orientierung zu entnehmen. Es ist nicht sicher, ob die Anisotropie des Walzblechs durch die Glühbehandlung, der das Blech unterzogen wurde, vollständig beseitigt ist.

Die Starterkerbe der Tiefe $a_0 = 7 \text{ mm}$, von der der Ermüdungsanriss später ausgehen soll, wird durch Drahterosion, das ist ein funkenerosives Verfahren, erzeugt. Bei diesem Verfahren wird der Werkstoff vom Werkstück durch elektrische Entladungen (Funken, Lichtbögen) zwischen Werkzeug und Werkstück abgetragen. Dabei sind Werkstück und Werkzeug von einem flüssigen Dielektrikum umgeben. Beim Drahterodieren besteht das Werkzeug aus einem Draht, der in Längsrichtung mit konstanter Geschwindigkeit durch das Werkstück gezogen wird und senkrecht zu dieser einen Vorschub gegenüber dem Werkstück erfährt [66, 37]. Die so erzeugte Starterkerbe hat eine Breite von $300 \mu\text{m}$ und einen abgerundeten Kerbgrund.

Die beschriebene und in Bild 4.2 gezeigte Probengeometrie ist angelehnt an die in Materialprüfnormen benutzten Proben. In diesen Prüfnormen gibt es allerdings Beschränkungen für bestimmte Maße der Proben in Abhängigkeit von den Zähigkeits- und Festigkeitskennwerten des benutzten Materials. In Abschnitt 7.3.2 der vorliegenden Arbeit werden diese Anforderungen für die hier benutzten Werkstoffe ausgewertet und die benutzte Probengeometrie als zulässig erkannt.

4.1.3 Ermittlung der Werkstoffparameter im einachsigen Zugversuch

Im Weiteren sollen auch FEM-Berechnungen als Ergänzung der bruchmechanischen Experimente durchgeführt werden. Dazu muss das Materialverhalten für kleine und große Deformationen hinreichend gut beschrieben werden. Benötigt wird dabei mindestens – im Sinne eines einfachen Materialmodells – das Materialverhalten aus dem einachsigen Zugversuch. Entsprechende Zugversuche wurden für die hier untersuchten Materialien durchgeführt.

4.1.3.1 Versuchsdurchführung (Zugversuch)

Bild 4.4 zeigt die Geometrie der benutzten Flachzugproben. Die Proben werden durch eine spindelangetriebene Zug-Druck-Prüfmaschine der Firma UTS mit einer Kapazität von 100 kN weggesteuert belastet. Dabei werden die Längs- und Querdehnungen durch elektrische Dehnungsmessstreifen (DMS) auf der Vorder- und Rückseite der Probe gemessen; die Prüfkraft wird über eine Kraftmessdose erfasst. Die von der Prüfmaschine gelieferten Parameter Zeit, Kraft und Weg sowie die Messwerte der vier DMS-Messgitter (Vorder- und Rückseite, jeweils Längs- und Querdehnung) werden in einer Protokolldatei in hinreichend kleinen Zeitschritten festgehalten. Als DMS-Messverstärker kommt das Vielstellenmessgerät UGR 60 des Herstellers HOTTINGER-BALDWIN MESSTECHNIK (HBM) in Verbindung mit einem PC zum Einsatz.

4.1.3.2 Messen mit DMS

Bei den benutzten DMS handelt es sich um die Typen

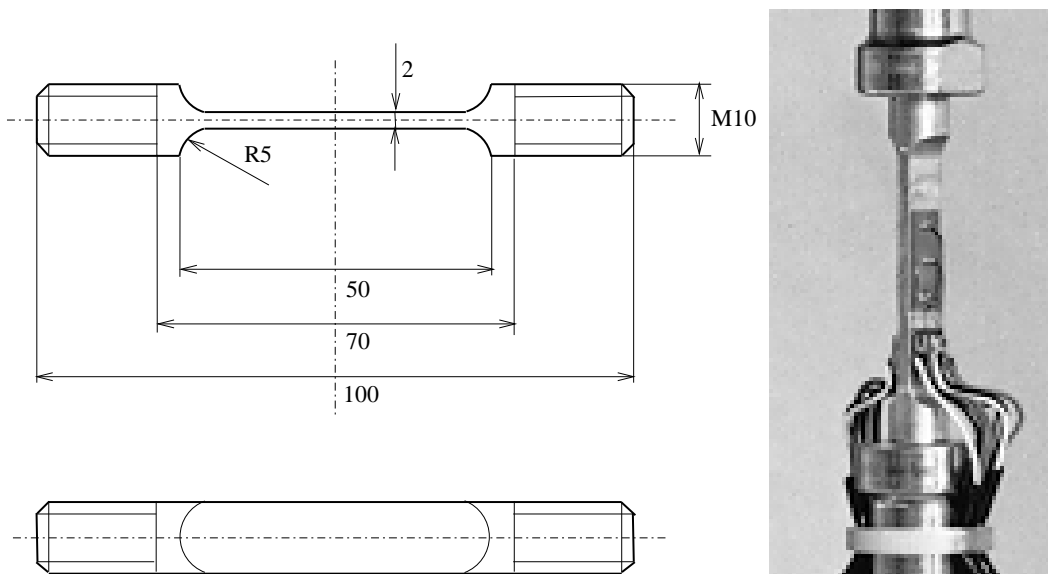


Bild 4.4: Geometrie der verwendeten Zugproben (links) und Fotografie einer mit DMS instrumentierten Zugprobe in der Einspannung (rechts)

- MM EA-06-062TJ-350 (benutzt für CuNi10) und
- MM EA-09-062TJ-350 (benutzt für Stahl).

Beide benutzten DMS-Typen stammen von der Firma MEASUREMENTS GROUP und unterscheiden sich im Wert der Temperaturelselfkompensation, die zum Wärmeausdehnungskoeffizienten des zu benutzenden Materials passen sollte, um die Temperaturabhängigkeit gering zu halten. Alle DMS haben das gleiche Layout, das in Bild 4.5 gezeigt ist. Es handelt sich um 90°-Rosetten, die zur Messung von Längs- und Querdehnung entwickelt wurden.

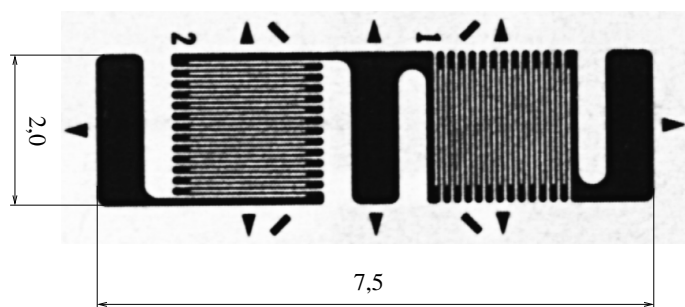


Bild 4.5: Geometrie der hier benutzten DMS mit 90°-Rosette für Längs- und Querdehnungsmessung (Maße in mm)

Die einachsige Dehnung wird hier durch das logarithmische Dehnungsmaß φ , auch als natürliche Dehnung oder HENCKYSche Dehnung bezeichnet, beschrieben. Bei diesem

Dehnungsmaß bezieht sich die differentielle Längenänderung zu jedem Zeitpunkt auf die aktuelle Länge:

$$d\varphi = \frac{dl}{l} \quad (4.1)$$

Wenn man eine Zugprobe vom Ausgangszustand (Länge l_0) bis zum Momentanzustand (Länge l_1) dehnt, gilt damit für die aufgebrauchte logarithmische Dehnung:

$$\varphi = \int_{l_0}^{l_1} \frac{dl}{l} = \ln\left(\frac{l_1}{l_0}\right) = \ln(1 + \varepsilon) \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{l_1 - l_0}{l_0} \quad (4.2)$$

Ein Vorteil des logarithmischen Dehnungsmaßes gegenüber anderen Formulierungen wie z. B. der technischen Dehnung ε liegt darin, dass nacheinander aufgebrauchte Teildehnungen addiert werden können. Man erhält dann die Gesamtdehnung, die sich auch ergäbe, wenn die gesamte Dehnung aller Teildehnungen in einem einzigen Schritt aufgebracht würde. Dieses gilt nicht für die technische Dehnung, da sich dieses Maß immer auf die Ausgangslänge einer endlichen Teildehnung bezieht. Ein weiterer Vorteil der logarithmischen Dehnung liegt darin, dass sich bei dieser Formulierung das Verhältnis von Quer- und Längsdehnung – bezogen auf die plastischen Deformationsanteile – zu

$$-\left. \frac{\varphi_q}{\varphi_l} \right|_{\text{plastisch}} = 0,5 \quad (4.3)$$

ergibt, wenn man wie üblich davon ausgeht, dass für die plastischen Anteile die Bedingung der Inkompressibilität erfüllt ist.

Zur Berechnung eines Dehnungswertes aus der gemessenen relativen Widerstandsänderung $\Delta R/R_0$ wird häufig ein linearer Zusammenhang der Form

$$\frac{\Delta R}{R_0} = k \cdot \varepsilon \quad (4.4)$$

angenommen, wobei k der sogenannte k-Faktor⁴ ist. In der Realität besteht, besonders bei plastischer Deformation, ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen Dehnung und Widerstandsänderung. Grundlegende Untersuchungen dazu finden sich bei STOCKMANN und anderen [117] sowie bei BORMANN [12]. Danach lässt sich die inkrementelle Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Längenänderung additiv zerlegen in einen Anteil, der aus elastischer Formänderung resultiert, und einen Anteil, der aus plastischer Formänderung resultiert.:

$$\frac{dR}{R} = k_{el} \left. \frac{dl}{l} \right|_{el} + k_{pl} \left. \frac{dl}{l} \right|_{pl} \quad (4.5)$$

Für die k-Faktoren von DMS im linear-elastischen und im plastischen Bereich gilt:

$$k_{el} = 1 + 2\nu + \beta_\rho \quad (\text{wird vom DMS-Hersteller angegeben}) \quad (4.6)$$

$$k_{pl} = 2 \quad (\text{folgt aus der Annahme inkompressibler Plastizität}) \quad (4.7)$$

⁴In der englischsprachigen Literatur „gage factor“ oder „gauge factor“; nicht mit den K-Faktoren der Bruchmechanik zu verwechseln!

Eine Beziehung für die Abhängigkeit zwischen der relativen Widerstandsänderung und der Dehnung erhält man durch Integration von Gl. (4.5):

$$\int_{R_0}^{R_0+\Delta R} \frac{dR}{R} = k_{el} \int_{l_0}^{l_0+\Delta l} \frac{dl}{l} \Big|_{el} + k_{pl} \int_{l_0}^{l_0+\Delta l} \frac{dl}{l} \Big|_{pl} \quad (4.8)$$

Mit Gl. (4.2) lässt sich Gl. (4.8) umformen zu

$$\frac{\Delta R}{R_0} = e^{k_{el}\varphi_{el}} \cdot e^{k_{pl}\varphi_{pl}} - 1 \quad (4.9)$$

Mit $\varphi = \varphi_{el} + \varphi_{pl}$ und Gl. (4.7) folgt:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = e^{(k_{el}-2)\varphi_{el}} \cdot e^{2\varphi} - 1 \quad \text{für } \varphi > \varphi_F \quad (4.10)$$

mit dem Stoffgesetz

$$\varphi_{el} = \varphi_F [1 + a_k (\varphi^n - \varphi_F^n)] \quad \text{für } \varphi > \varphi_F \quad (4.11)$$

$$\text{mit } a_k = 5 \quad n = 0,6 \quad \varphi_F = 0,002 \quad \text{für Konstantan .}$$

Darin beziehen sich die Stoffwerte auf Konstantan, das bei den hier benutzten DMS als Gittermaterial Verwendung findet. Für Dehnungen φ , die die Fließgrenze φ_F des Konstantans überschreiten, kann mit den Gln. (4.10) und (4.11) die Dehnung φ zu der gemessenen relativen Widerstandsänderung $\Delta R/R$ bestimmt werden. Die Gleichungen lassen sich nicht explizit nach φ auflösen, so dass eine iterative Lösung erforderlich ist. Zur Iteration des Wertes von φ kommt ein Sekantenverfahren zum Einsatz, das problemlos konvergiert.

Für Dehnungen kleiner als φ_F wird die aus den Gln. (4.2) und (4.4) folgende Beziehung

$$\varphi = \ln \left(1 + \frac{\Delta R/R_0}{k} \right) \quad \text{für } \varphi < \varphi_F \quad (4.12)$$

benutzt.

Damit liegen Messwerte für die Längs- und Querdehnung vor, die unter Berücksichtigung des Verhaltens des DMS-Gittermaterials bei großen Deformationen ermittelt sind.

Allerdings hat die Dehnung in Querrichtung beim DMS einen kleinen Einfluss auf den Messwert für die Längsdehnung und umgekehrt („Querempfindlichkeit“), was bei der Interpretation der Messwerte berücksichtigt werden sollte: Das Gitter für die Längsdehnungsmessung wird senkrecht zu seiner Messrichtung zusätzlich mit der betragsmäßig kleineren Querdehnung des Zugstabes beaufschlagt, wodurch sich nur eine kleine Abweichung ergibt. Das DMS-Gitter für die Querdehnung des Zugstabes wird hingegen zusätzlich auch durch die Längsdehnung des Stabes senkrecht dazu beeinflusst, die betragsmäßig erheblich größer ist als die Querdehnung, die von diesem

Gitter eigentlich gemessen werden soll. Bei der Auswertung des DMS-Messwertes für die Querrichtung sollte man daher den Querdehnungseffekt berücksichtigen und nicht einfach die Querdehnung analog zur Längsdehnung nach den Gln. (4.10/4.11) und (4.12) ermitteln.

STOCKMANN und andere [117] sowie BORMANN [12] finden eine empirische Methode, um die Querdehnungen für den Bereich großer Deformationen unter Berücksichtigung des Querempfindlichkeitseffekts zu ermitteln. Allerdings werden dazu für den benutzten DMS-Typ Kalibrierversuche benötigt, bei denen die tatsächliche Querdehnung mit optischen Verfahren gemessen und mit der DMS-Messung verglichen wird.

In dieser Arbeit werden die Querdehnungsmesswerte jedoch nur im linear-elastischen Bereich zur Bestimmung der elastischen Querkontraktionszahl ν benötigt. Im plastischen Bereich wird die Querdehnung nicht ausgewertet. Daher kann auf die oben beschriebene Prozedur der Querempfindlichkeitskorrektur im plastischen Bereich durch Kalibrierversuche verzichtet werden.

Die Querempfindlichkeit des Dehnungsmessstreifens im linear-elastischen Bereich wird wie folgt berücksichtigt: In diesem Bereich gilt analog zu Gl. (4.12) folgende Gleichung für die Querdehnung φ_q , die auch von der Längsdehnung φ abhängt:

$$\varphi_q = \frac{\ln\left(1 + \frac{\Delta R}{R_0}\Big|_{\text{quer}}\right) (1 - \nu_0 q_0)}{k} - q_0 \varphi \quad \text{für } \varphi < \varphi_F \quad (4.13)$$

Darin ist ν_0 die Querkontraktionszahl des Probe-/Kalibrierstabs und q_0 ist die vom DMS-Hersteller angegebene Querempfindlichkeit des DMS, bei den im Rahmen dieser Arbeit benutzten DMS $q_0 \approx 0,015$.

Damit sind die Messungen der Längs- und Querdehnungen und die Korrektur der Messungen ausführlich beschrieben. Die Ermittlung der wahren Längsspannung in der Zugprobe ist aus dem Messwert der Kraftmessdose unter Berücksichtigung der Querschnittsänderung möglich. Wenn der rechteckige Querschnitt im unverformten Zustand die Kantenlängen b_0 und d_0 und die Querschnittsfläche $A_0 = b_0 \cdot d_0$ hat, dann gilt mit Gl. (4.2) im verformten Zustand:

$$\begin{aligned} \varphi_q &= \ln\left(\frac{b}{b_0}\right) = \ln\left(\frac{d}{d_0}\right) \quad \text{mit } \varphi_q < 0 \text{ im Zugversuch} \\ \Rightarrow A &= b \cdot d = b_0 \cdot e^{\varphi_q} \cdot d_0 \cdot e^{\varphi_q} = A_0 \cdot e^{2\varphi_q} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Damit gilt für die wahren, das heißt auf den momentanen Querschnitt bezogenen, Längsspannungen:

$$\sigma_l = \frac{F}{A_0 e^{2\varphi_q}} \quad (4.15)$$

Schließlich werden mit den Gln. (4.10), (4.11), (4.12) und (4.13) logarithmische Längs- und Querdehnungen und mit (4.15) wahre Spannungen aus den experimentellen Daten berechnet. Als „Fließkurve“ bezeichnet man im Allgemeinen Funktionsverläufe

der wahren Spannung, aufgetragen über der logarithmischen Dehnung. Aus solchen Fließkurven sollen im Folgenden die Parameter eines geeigneten Ansatzes zur Beschreibung des einachsigen Materialverhaltens bestimmt werden.

4.1.3.3 Identifikation der Materialparameter

Bild 4.6 zeigt eine mit dem beschriebenen Verfahren ermittelte Fließkurve, in diesem Beispiel handelt es sich um den Stahl P265GH. Dargestellt ist der Bereich von Längsdehnungen bis zu $\varphi_l = 5\%$, getrennt für die Vorder- und Rückseite der Flachzugprobe. Die Kurven liegen sehr dicht beieinander. Man erkennt, dass am Ende des dargestellten Bereichs bei ca. 4,8% der eine Kurvenverlauf nach oben abknickt. An dieser Stelle hat sich das Gitter eines DMS lokal stark eingeschnürt und ist kurz darauf gerissen. Der verwendete DMS-Typ wird vom Hersteller nur für Dehnungen bis ca. 4% empfohlen, da es bei höheren Dehnungen zur Zerstörung des Gitters kommen kann.

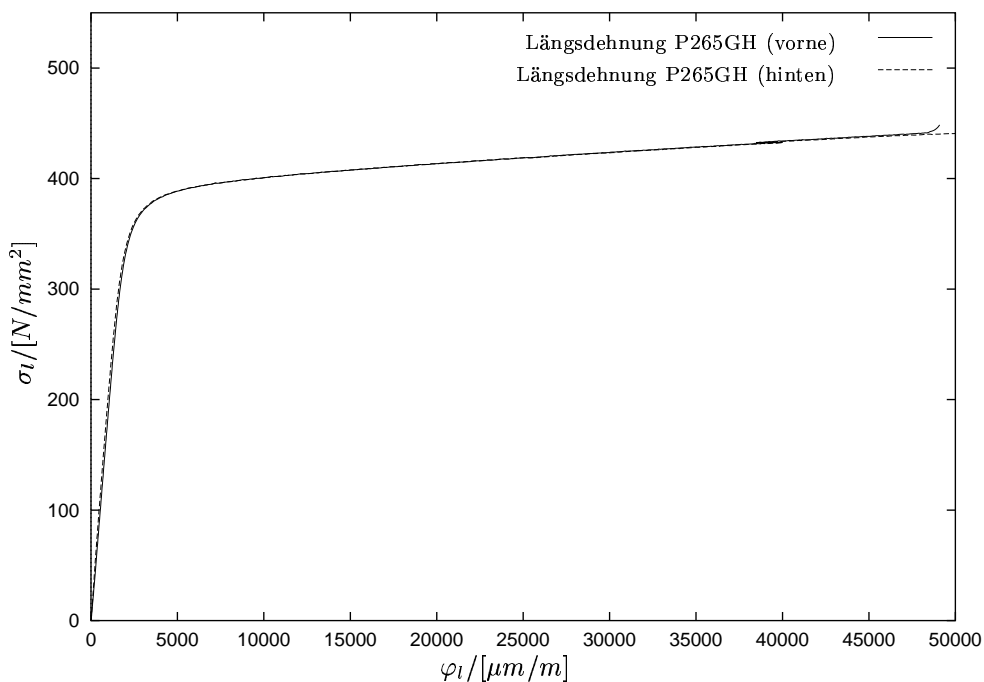


Bild 4.6: Fließkurve des Stahls P265GH bis $\varphi_l = 5,0\% = 50\,000 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$

Der dargestellte Verlauf ist streng monoton steigend ($d\sigma_l/d\varphi_l > 0$ überall) und es kommt bei beiden untersuchten Werkstoffen nicht zur Ausbildung von in der Fließkurve erkennbaren Lüders-Bändern, obwohl diese – insbesondere bei kohlenstoffarmen Stählen – manchmal auftreten.

Von den Materialparametern, die die Fließkurve charakterisieren, wird zunächst der Elastizitätsmodul E bestimmt, der die Steigung der Kurve im linear-elastischen Bereich beschreibt:

$$\varepsilon_l = \frac{\sigma_l}{E} \quad \Rightarrow \quad E = \frac{\sigma_l}{\varepsilon_l} \quad \begin{array}{l} \text{für kleine } \varepsilon_l \approx \varphi_l \\ \text{im einachsigen Spannungszustand} \end{array} \quad (4.16)$$

Bild 4.7 zeigt einen Ausschnitt der Fließkurve im Bereich bis $\varphi_l = 0,25\%$. Eingezeichnet ist außerdem der lineare Verlauf, der mittels einer Regressionsanalyse aller Messpunkte mit $\varphi_l < 0,1\%$ ermittelt wurde. Die Steigung dieser Geraden ist der Elastizitätsmodul E .

Die Querkontraktionszahl ν lässt sich aus dem Verhältnis von Längs- und Querdehnung ermitteln. Dazu wird analog zur Bestimmung des E-Moduls eine Regressionsgerade an den Verlauf der Querdehnungen angepasst und schließlich der Wert von ν als Verhältnis von Quer- und Längsdehnung im einachsigen Zugversuch ermittelt:

$$\begin{aligned} \varepsilon_q &= -\nu \frac{\sigma_l}{E} && \text{im einachsigen Spannungszustand} \\ \Rightarrow \quad \nu &= -\varepsilon_q \frac{E}{\sigma_l} = -\frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_l} && \text{für kleine } \varepsilon_l \approx \varphi_l \text{ und } \varepsilon_q \approx \varphi_q \end{aligned} \quad (4.17)$$

Der Wert von ν wird aus dem Verhältnis der Steigungen der angepassten Regressionsgeraden an Längs- und Querdehnung bestimmt, wobei wieder nur Daten benutzt werden, die der Forderung $\varepsilon_l < 0,1\%$ genügen.

Der Übergang vom linear-elastischen Bereich zum elastisch-plastischen Bereich ist bei duktilen Werkstoffen kontinuierlich. Da sich also kein genauer Wert für die Elastizitätsgrenze bestimmen lässt, wird hier mit der „technischen Elastizitätsgrenze“, auch als $R_{p0,01}$ bezeichnet, gearbeitet. Diese definiert den Fließbeginn als den Punkt, bei dem eine bleibende Dehnung von $0,01\% = 100 \frac{\mu m}{m}$ auftritt [67]. In Bild 4.7 ist die 0,01%-Offset-Gerade konstruiert, aus der der Punkt des Fließbeginns zu φ_0 und σ_0 folgt.

Weiterhin ist vielfach vorteilhaft, wenn man den Verlauf der Fließkurve durch eine analytische Funktion darstellen kann, deren Parameter für die interessierenden Materialien identifiziert werden können. Hier wird der Ansatz von RAMBERG-OSGOOD [88] benutzt:

$$\begin{aligned} \frac{\varphi}{\varphi_0} &= \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n && (4.18) \\ \text{mit } \varphi_0 &= \frac{\sigma_0}{E} + 0,01\% && \text{(siehe Bild 4.7)} \end{aligned}$$

Durch diesen Ansatz kommen zu den bereits erwähnten Parametern E , ν und σ_0 noch der Verfestigungsexponent n und der Faktor α dazu. Dabei sind stark verfestigende Werkstoffe durch einen kleinen Wert von n (z.B. $n < 10$) und schwach verfestigende Werkstoffe durch große Werte gekennzeichnet. Gl. (4.18) beschreibt für $n = 1$ lineare Elastizität und für den Grenzfall $n \rightarrow \infty$ elastisch-idealplastisches

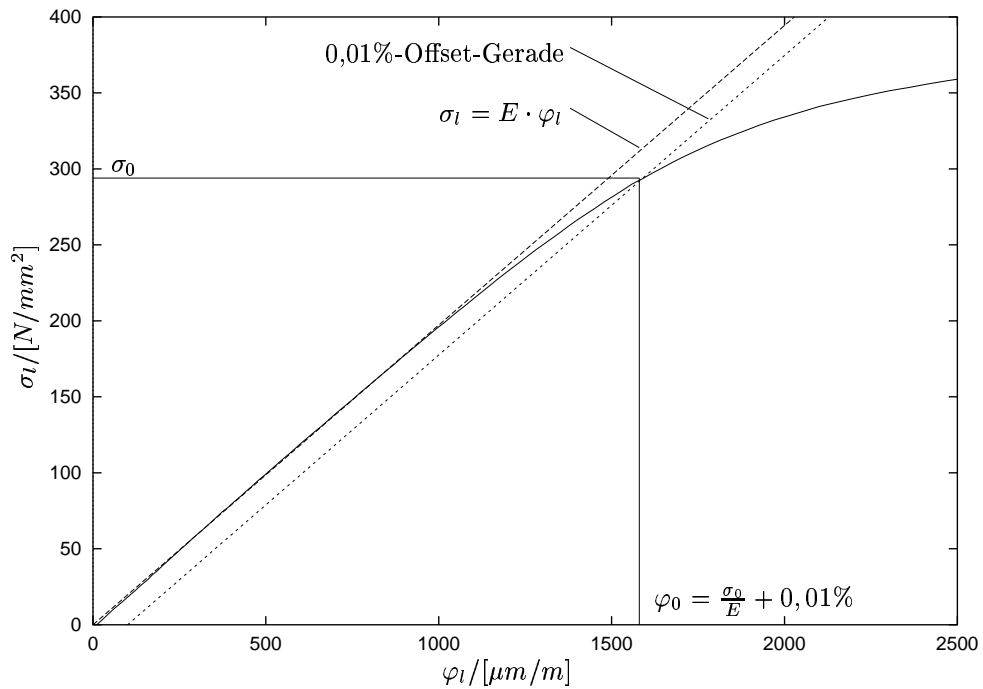


Bild 4.7: Fließkurve des Stahls P265GH bis $\varphi_l = 0,25\% = 2500 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$ mit identifiziertem Verlauf für den linear-elastischen Bereich

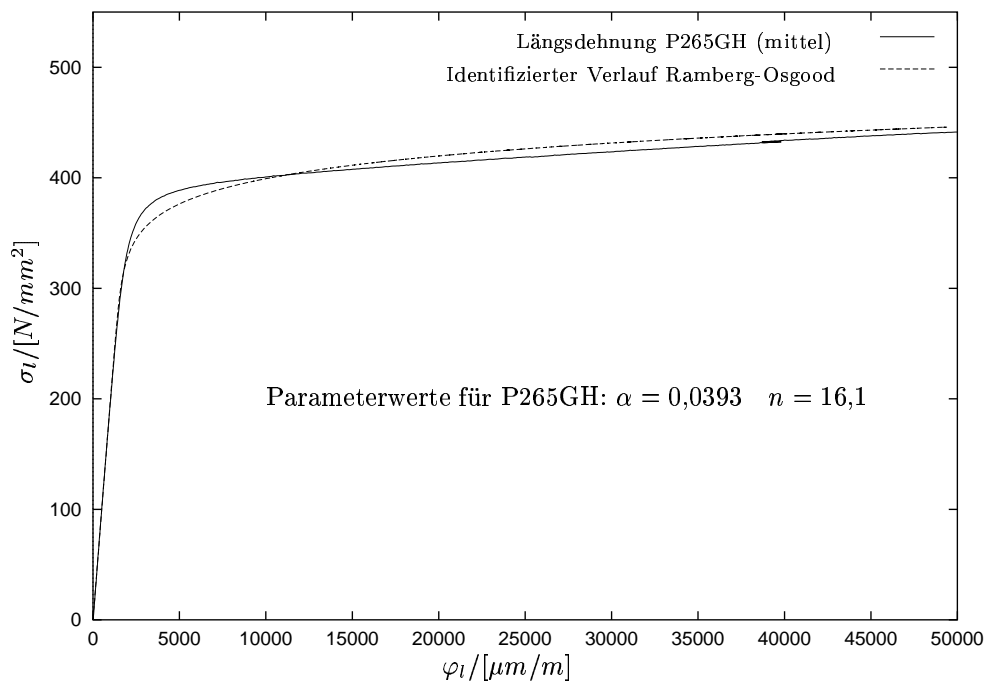


Bild 4.8: Fließkurve des Stahls P265GH bis $\varphi_l = 5,0\% = 50000 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$ mit identifiziertem Verlauf mit Ansatzfunktion nach RAMBERG-OSGOOD

Verhalten. Der Ansatz der Form von Gl. (4.18) hat insbesondere im Zusammenhang mit der Deformationstheorie Bedeutung erlangt. Diese beschreibt elastisch-plastische Deformationen formell wie nichtlineare Elastizität.

Die Parameter der Ansatzfunktion werden mit einem Abtastverfahren identifiziert, wobei das zu minimierende Zielfunktional die Fehlerquadratsumme über alle N Messpunkte der Fließkurve ist:

$$\Phi = \sum_{i=1}^{i=N} \{ \varphi_{exp}[\sigma_{l,exp}(i)] - \varphi_{Ramberg}[\sigma_{l,exp}(i)] \}^2 \quad (4.19)$$

Darin sind $\varphi_{exp}[\sigma_{l,exp}(i)]$ die im einachsigen Zugversuch ermittelten Fließkurvenpunkte und $\varphi_{Ramberg}[\sigma_{l,exp}(i)]$ die zu den gemessenen Spannungswerten mittels Gl. (4.18) berechneten Dehnungswerte nach RAMBERG-OSGOOD. Der optimale Parametersatz der Parameter n, α, σ_0 macht das Funktional Φ zum Minimum.

Bild 4.8 zeigt die Güte der so erreichten Approximation der experimentellen Fließkurve. Die resultierenden Parameterwerte für α und n sind in die Grafik eingetragen. Mit $n > 10$ gehören sowohl der Stahl P265GH bzw. die Kupfer-Nickel-Legierung CuNi10 zu den mäßig- bzw. geringverfestigenden Werkstoffen.

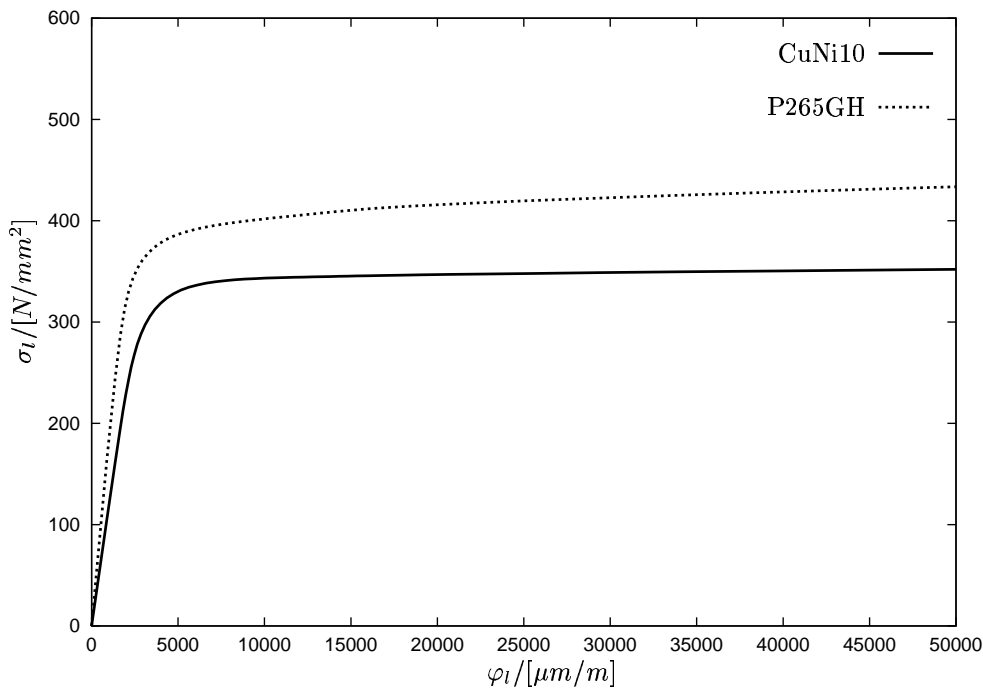


Bild 4.9: Fließkurven von P265GH und CuNi10 bis $\varphi_l = 5,0\% = 50\,000 \frac{\mu m}{m}$ im Vergleich

Die Ergebnisse für die hier untersuchten Werkstoffe finden sich in Tabelle 4.2. Qualitativ hat auch die Fließkurve des Kupfer-Nickel-Werkstoffs CuNi10 einen Verlauf ähnlich dem des oben ausführlich diskutierten Stahls P265GH. Auffälligkeiten wie z. B. ausgeprägte Streckgrenzen oder lokale Instabilitäten wurden auch hier nicht beobachtet. Bild 4.9 zeigt die so ermittelten Fließkurven im Bereich bis $\varphi_l = 5,0\%$.

Werkstoff	$\frac{E}{[N/mm^2]}$	ν	$\frac{\sigma_0}{[N/mm^2]}$	$\frac{R_{p0,2}}{[N/mm^2]}$	α	n
Stahl P265GH	197211	0,29	294	381	0,0393	16,1
CuNi10	125350	0,34	225	338	0,0638	43,0

Tabelle 4.2: Identifizierte Materialparameter des einachsigen Werkstoffverhaltens für die in dieser Arbeit benutzten Werkstoffe

4.2 Einbringen eines Ermüdungsanrisses

Es soll das elastisch-plastische Verhalten von Rissen unter quasistatischer Last untersucht werden. Ein Riss unterscheidet sich von einer Kerbe dadurch, dass der Riss über einen unmessbar kleinen Radius an der Spitze verfügt, wohingegen die Kerbe durch einen endlichen und messbaren Kerbradius charakterisiert werden kann. Bevor man bruchmechanische Experimente zum Verhalten eines Risses durchführen kann, muss man die Rissgeometrie zunächst erzeugen.

Die US-Materialprüfnormen ASTM E 1737-96 [4] empfiehlt, den Riss durch eine Dauerschwingbeanspruchung als Ermüdungsanriss zu erzeugen. Dabei wird die Probe über einen festgelegten Zeitraum mit einer bestimmten Frequenz schwingend beansprucht. Ein großer Nachteil dieser Methode ist, dass während des Vorgangs kaum Informationen über den Zustand des Risses vorliegen.

Eine verbesserte Methode zum Erzeugen von Ermüdungsrissen definierter Länge ist an der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz schon seit einigen Jahren in Betrieb und hat sich gut bewährt. Dabei handelt es sich um eine Weiterentwicklung der von SCHLÄT [103] vorgeschlagenen Methode.

Bild 4.10 zeigt schematisch den benutzten Aufbau. Die Probe ist unten fest eingespannt und oben mit einer zusätzlichen Masse versehen, die ebenfalls über eine Einspannvorrichtung mit der Probe verbunden ist. Das System Probe – Masse schwingt in seiner Eigenfrequenz, wobei der Rest des Aufbaus dazu dient, dem schwingenden System in geeigneter Form Energie zuzuführen, um eine konstante Schwingungsamplitude zu erhalten und Energieverluste auszugleichen.

Dazu wird mit einem Piezo-Beschleunigungsaufnehmer ein beschleunigungsproportionales Signal am Schwinger abgegriffen. Das nahezu sinusförmige Signal wird anschließend durch einen Integrierverstärker bearbeitet, wodurch ein um $\frac{\pi}{2}$ phasenverschobenes Signal erzeugt wird (Bild 4.11). Die Amplitude dieses Signals wird auf einem Spannungsniveau begrenzt, das sehr klein ist gegenüber der Amplitude des Signals vor der Begrenzung. Dadurch entsteht ein nahezu rechteckförmiges Signal. Dieses Signal durchläuft nochmals mit einem Integrierverstärker. Das dabei entstehende Signal ist sägezahnförmig und hat gegenüber dem unbearbeiteten Signal eine Phasenverschiebung von π . Dieses Signal ist Eingangssignal des Leistungsverstärkers, der den Shaker steuert, der wiederum eine Kraft auf die Schwungmasse ausübt. Bild 4.11 zeigt schematisch die Verläufe und Phasen der Signale.

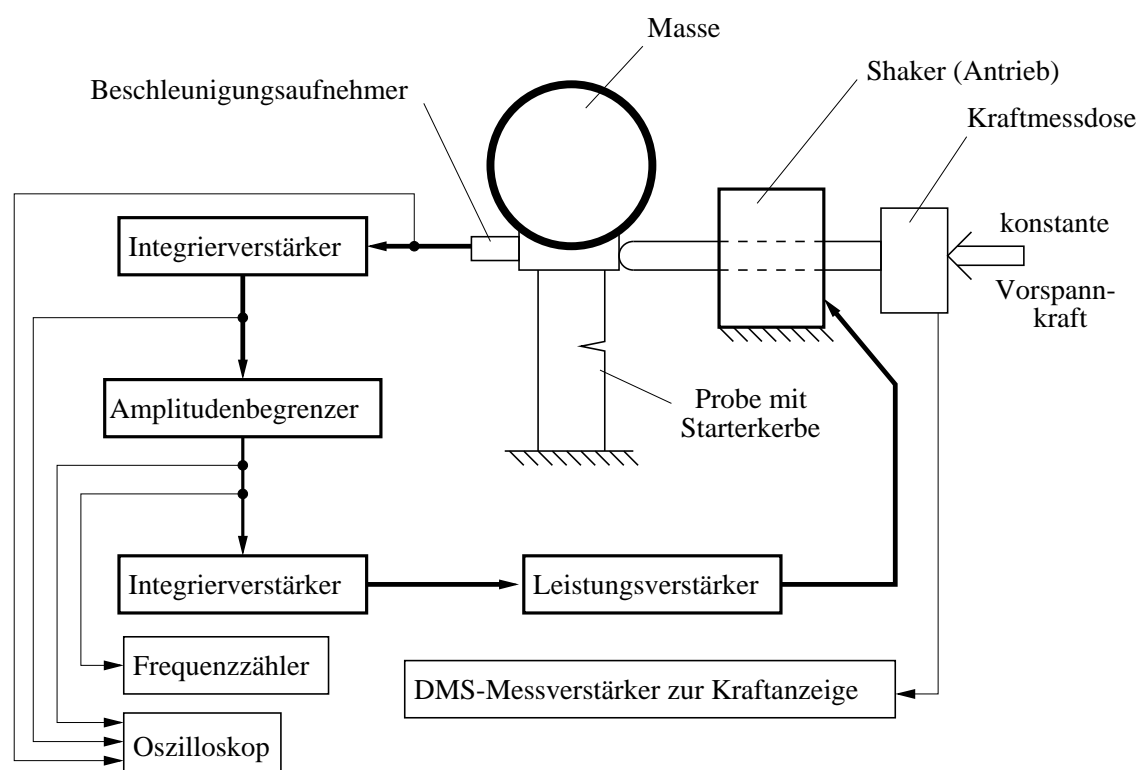


Bild 4.10: Schematischer Aufbau der Resonanzermüdungsapparatur

Die Amplitudenbegrenzung dient weniger dazu, die sägezahnförmige Struktur des Ausgangssignals zu erzwingen, die nicht unbedingt notwendig ist, sondern wird benötigt, um die Information über die Amplitude des Eingangssignals, also die Amplitude der Beschleunigungen, herauszufiltern. Das Signal enthält nach dem Bearbeitungsschritt der Amplitudenbegrenzung nur noch Informationen über die zeitliche Phase der Bewegung und ist amplitudenunabhängig. Der Betrag der zugeführten Energie und damit die Amplitude der sich ergebenden Schwingungen wird am Leistungverstärker eingestellt.

Der Shaker erzeugt eine vom Stromfluss abhängige Kraft. Er besteht aus einem ferromagnetischen Bolzen, der in Längsrichtung beweglich gelagert ist und inmitten einer stromdurchflossenen Spule liegt. Der Bolzen kann nur Druckkräfte auf die Schwungmasse ausüben und wird von der Seite des Shakers, die der Probe abgewandt ist, über ein Gewinde und eine Druckfeder mit definierter Kraft vorgespannt, so dass der Kontakt zwischen Masse und Shaker in allen Phasen der Schwingung erhalten bleibt. Die eingestellte Kraft wird über eine Kraftmessdose kontrolliert und liegt in der Größenordnung 100...200 N.

Der Hauptvorteil der beschriebenen Anordnung liegt darin, dass das System Probe – Masse in der ersten Eigenfrequenz schwingt, die für den Zustand des Systems charakteristisch ist. Wenn der Ermüdungsanriss sich in der Probe ausbreitet, nimmt die Biegesteifigkeit der Probe ab, und die Eigenfrequenz, in der das System schwingt, fällt

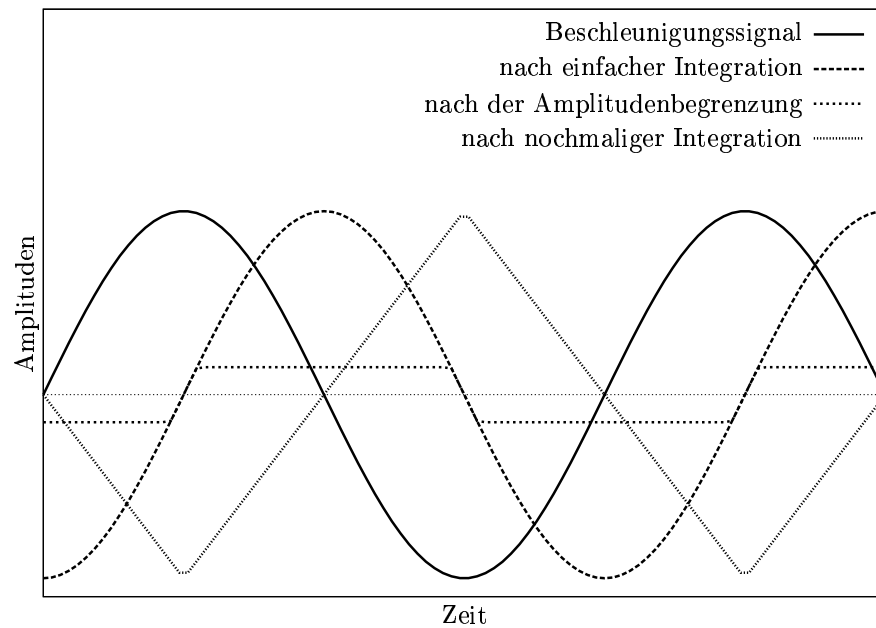


Bild 4.11: Zeitlicher Verlauf und Phasenlage der Signale in der Resonanzermüdungsapparatur

ab. Die Eigenfrequenz kann während des Schwingvorgangs beobachtet werden und lässt Rückschlüsse auf den Zustand der Probe zu. Dazu wurden von MUSCHICK [72] Kalibrierkurven aufgenommen, die den Zusammenhang zwischen Schwingfrequenz $\frac{f}{f_0}$ und Risslänge $\frac{a}{a_0}$ wiedergeben.

Die Geschwindigkeit, mit der der Riss wächst, lässt sich durch die am Leistungsverstärker eingestellte Verstärkung beeinflussen. Dabei können weder die Schwingungsamplitude noch die zwischen Shaker und Probe übertragene Maximalkraft leicht gemessen werden. Allerdings ergibt sich aus der Rissfortpflanzungsrate eine Abschätzung für die aufgebrachte Belastung:

Nach BLUMENAUER/PUSCH [9] besteht im Bereich von Rissfortpflanzungsraten

$$10^{-5} \frac{\text{mm}}{\text{Schwingspiel}} \leq \frac{da}{dN} \leq 10^{-3} \frac{\text{mm}}{\text{Schwingspiel}} \quad (4.20)$$

ein in erster Näherung linearer Zusammenhang zwischen der Fortpflanzungsrate $\frac{da}{dN}$ und dem zyklischen Spannungsintensitätsfaktor ΔK , der die Amplitude der Schwingbelastung kennzeichnet. In diesem Bereich liegen alle hier durchgeführten Einschwingvorgänge. BLUMENAUER und PUSCH haben bei umfangreichen Studien zum Risswachstum bei schwingender Beanspruchung weiterhin festgestellt, dass in diesem Bereich der Rissfortpflanzungsraten weiterhin die beschriebenen Zusammenhänge kaum von den Faktoren Mikrostruktur, Mittelspannung, Umgebungsmedien und Bauteildicke abhängen, und dass die gemessene Rissfortpflanzungsrate daher bei verschiedenen Materialien in direktem Zusammenhang mit der Belastung ΔK steht.

Damit lässt sich das tatsächliche ΔK aus der Rissfortpflanzungsrate abschätzen und mit den Empfehlungen der Materialprüfnormen für das Einbringen von Ermüdungs-

anrissen vergleichen. Dieses soll am Beispiel der homogenen Probe aus der CuNi10 Legierung erläutert werden:

Der Ermüdungsriß hat nach dem Einschwingen eine Länge von etwa 2,5 mm. Der Einschwingvorgang dauerte bei konstanter Leistung 18 Minuten, wobei die Frequenz gleichmäßig abfiel, also mit in etwa konstanter Fortpflanzungsrate gearbeitet wurde. Die Frequenz fällt während des Vorgangs von 103,4 Hz auf 95,8 Hz. Daraus ergibt sich eine mittlere Fortpflanzungsrate von

$$\frac{da}{dN} \approx \frac{2,5 \text{ mm}}{18 \cdot 60 \text{ s} \cdot 99,6 \frac{1}{\text{s}}} \approx 2,32 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mm}}{\text{Schwingspiel}} \quad (4.21)$$

Die Rissausbreitungsrate liegt damit im oben genannten Bereich, der als weitgehend mikrostruktur- und geometrieunabhängig gekennzeichnet ist. BLUMENAUER und PUSCH finden weiterhin, dass für diesen Bereich für verschiedene metallische Werkstoffe in guter Näherung folgender Zusammenhang zwischen der Rissausbreitungsrate und der vorliegenden Schwingbeanspruchung ΔK besteht:

$$\frac{da}{dN} = 10^9 \cdot \left(\frac{\Delta K / [MPa \sqrt{m}]}{E/[MPa]} \right)^{3,4} \frac{\text{mm}}{\text{Schwingspiel}} \quad (4.22)$$

Mit $E \approx 125\,400 \text{ MPa}$ für CuNi10 ergibt sich daraus für die Amplitude ΔK :

$$\Delta K \approx 12,2 \text{ MPa} \sqrt{m} \quad (4.23)$$

Das ist ein Schätzwert für die Amplitude des zyklischen Spannungsintensitätsfaktors, die im hier vorliegenden Fall das Wachstum des Risses bewirkt. In den ASTM Materialprüfnormen ASTM E 1737-96 [4] (kommentierte Version bei JOYCE [59]) findet sich eine Empfehlung für die Obergrenze ΔK während des Einschwingens:

$$\frac{\Delta K_{max}}{E} \leq 1,6 \cdot 10^{-4} \sqrt{m} \quad (4.24)$$

Das führt für das hier betrachtete Material auf:

$$\Delta K_{max} \leq 20 \text{ MPa} \sqrt{m} \quad (4.25)$$

Die in diesem Beispiel abgeschätzte Amplitude von $\Delta K \approx 12,2 \text{ MPa} \sqrt{m}$ genügt also den Anforderungen der Materialprüfnorm an die zu verwendende Last. Ein solcher Nachweis wurde für alle im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Ermüdungsrisse durchgeführt.

4.3 Belastungsvorrichtung

SENB-Proben können als Drei- oder Vierpunktbiegeproben benutzt werden, wobei der Unterschied nicht in der Probengeometrie, sondern allein in der Art der Lasteinleitung liegt. Bild 4.12 stellt die Lasteinleitung bei der Drei- und Vierpunktbiegung gegenüber.

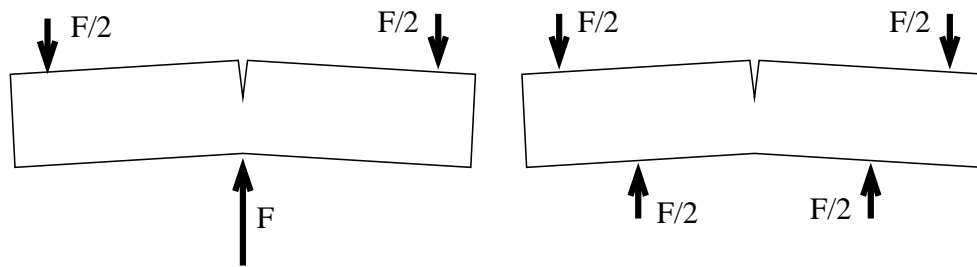


Bild 4.12: Schematische Darstellung der Dreipunktbiegung (links) und der Vierpunktbiegung (rechts)

Der amerikanische Standard ASTM E 1737-96 [4] legt eine Prüfnorm für bruchmechanische J -Rissinitiierungskennwerte fest. Dabei kommen ausschließlich die CT-Proben sowie die Dreipunktbiegung an SENB-Proben zum Einsatz.

Dennoch hat die Vierpunktbiegung Vorteile. Hier kommt es im Vergleich zur Dreipunktbiegung zu einem abgewandelten Verlauf der Schnittgrößen über der Probenlänge. Bei der Dreipunktbiegung muss im mittleren Bereich der Probe neben dem Biegemoment, das die Mode-I Öffnung des Risses bewirkt, auch eine Querkraft übertragen werden, welche gerade in der Ligamentebene einen Nulldurchgang hat, aber zu beiden Seiten hin betragsmäßig erheblich ansteigt. Das Biegemoment ist im mittleren Bereich bei der Vierpunktbiegung konstant, bei der Dreipunktbiegung hingegen über die Länge veränderlich. Dazu kommt, dass bei der Dreipunktbiegung die Spannungen und Deformationen im Ligament durch die Einleitungsstelle der unteren Kraft beeinflusst wird. Aus den genannten Gründen ist die Vierpunktbiegung der Dreipunktbiegung vorzuziehen.

An der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz gab es bereits eine Belastungsvorrichtung für Vierpunktbiegung von SENB-Proben, die allerdings Nachteile aufweist:

- Die Last wird manuell über eine Spindel aufgebracht. Eine rechnergesteuerte Versuchsdurchführung ist somit nicht möglich.
- Die Lasteinleitung in die Probe geschieht über Zylinderstifte, die in Probenlängsrichtung auf der Probenoberfläche abrollen sollen, um die Probe nicht mit einer zusätzlichen Längskraft zu beaufschlagen. In der Praxis drücken sich die Zylinderstifte unter Last in die Probenoberfläche ein, wodurch ein weiteres Abrollen erschwert bzw. verhindert wird. Dadurch entsteht in der Probe eine Längskraft.
- Die elektrische Isolierung zwischen Belastungsvorrichtung und Probe ist unzureichend. Diese wird benötigt, um zu verhindern, dass bei Anwendung der Potentialmessmethode ein zusätzlicher Strom durch die Belastungsvorrichtung abfließt.

Daher wurde für die hier vorgestellten Experimente eine komplette Neukonstruktion durchgeführt.

Statt die Belastung manuell aufzubringen, kommt nun eine 100 kN-Zug/Druck-Prüfmaschine der Firma UTS zum Einsatz, die einen rechnergesteuerten Versuchsablauf ermöglicht, bei dem gleichzeitig die Verläufe von Traversenweg und Prüfkraft sowie weiterer globaler Parameter in einer Datei protokolliert werden. Die Bilder 4.13 und 4.14 zeigen, neben verschiedenen Messeinrichtungen, das Ober- und Unterteil der Belastungsvorrichtung. Das Unterteil ist mit der Grundplatte der Prüfmaschine verschraubt, während das Oberteil von oben durch die Traverse der Prüfmaschine geführt und belastet wird. Den Belastungsrahmen bildet damit die Prüfmaschine selbst.

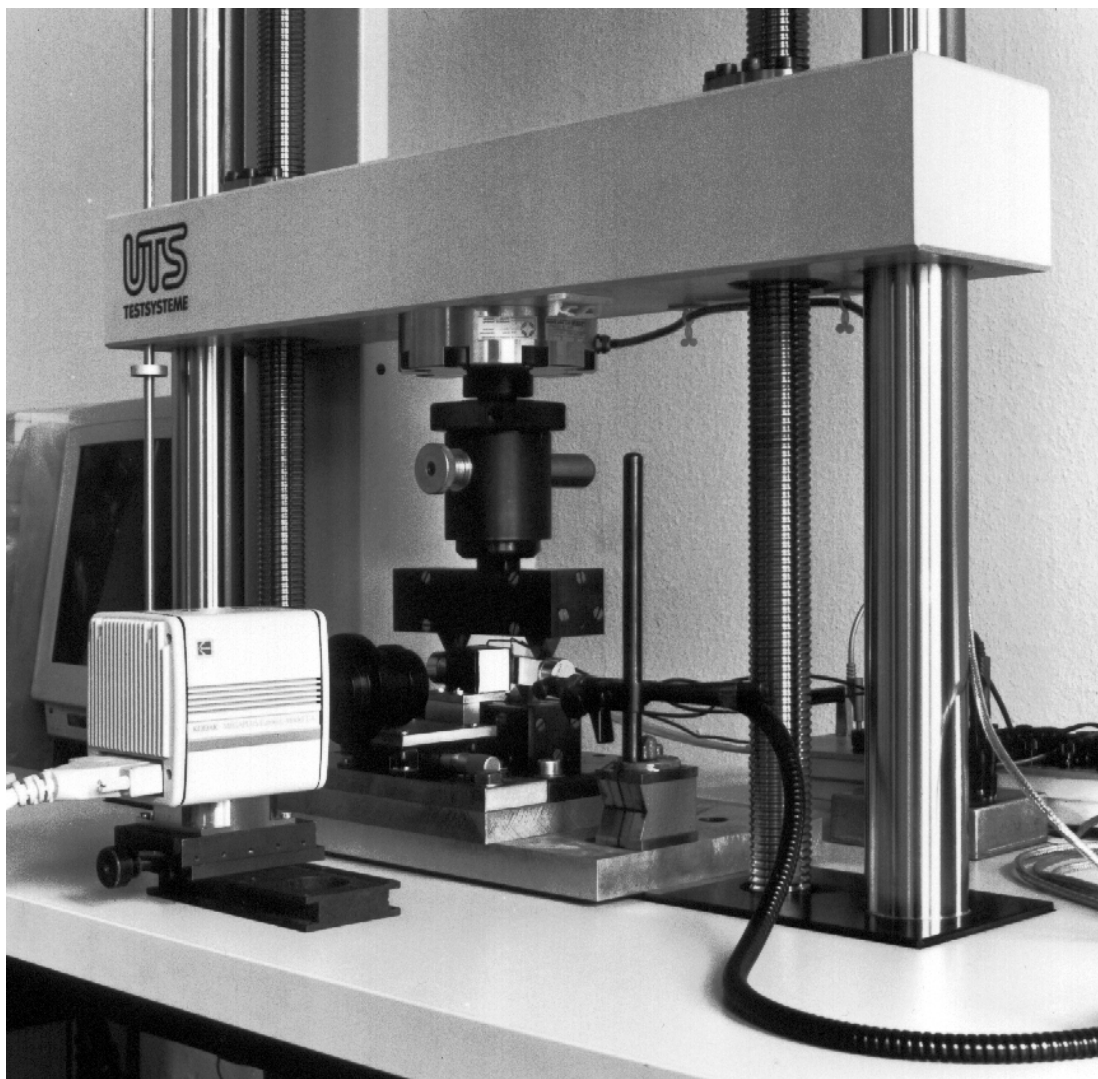


Bild 4.13: Aufbau für das bruchmechanische Experiment (ohne Messgeräte und Rechner). Die Probe mit Belastungsvorrichtung und Moirémesstechnik ist in einer vergrößerten Darstellung in Bild 4.14 zu sehen.

Die Prüfmaschine ist für wesentlich größere als die hier auftretenden Kräfte ausgelegt. Dementsprechend groß sind Antrieb und Traverse dimensioniert. Die elastischen Verformungen der Prüfmaschine sind bei dem hier auftretenden Belastungsniveau dadurch sehr gering. Das ist wichtig, um im Falle eines eventuellen instabilen Risswachstums eine spontane und nicht mehr kontrollierbare Rissausbreitung zu verhindern.

Die Einleitung der Kräfte geschieht bei der neukonstruierten Vorrichtung nicht mehr über Zylinderstifte, wie oben beschrieben, sondern über prismatische Metallkörper, die mit einer Kante Kontakt zur Probe haben. Diese Körper bestehen aus gehärtetem Stahl und drücken sich während der Belastung mit der Schneide etwas in die Oberfläche der Probe ein. Die Körper sind auf Linearführungen befestigt, die als Loslager fungieren und somit sicherstellen, dass keine Längskraft in der Probe übertragen wird.

Die elektrische Isolierung ist durch eine Schicht aus Epoxidharz gewährleistet, die sich zwischen den prismatischen Körpern und den Linearführungen befindet. So kann kein Strom über die Belastungsvorrichtung abfließen. Die Schicht aus Epoxidharz wird großflächig auf Druck belastet und erträgt somit das auftretende Lastniveau.

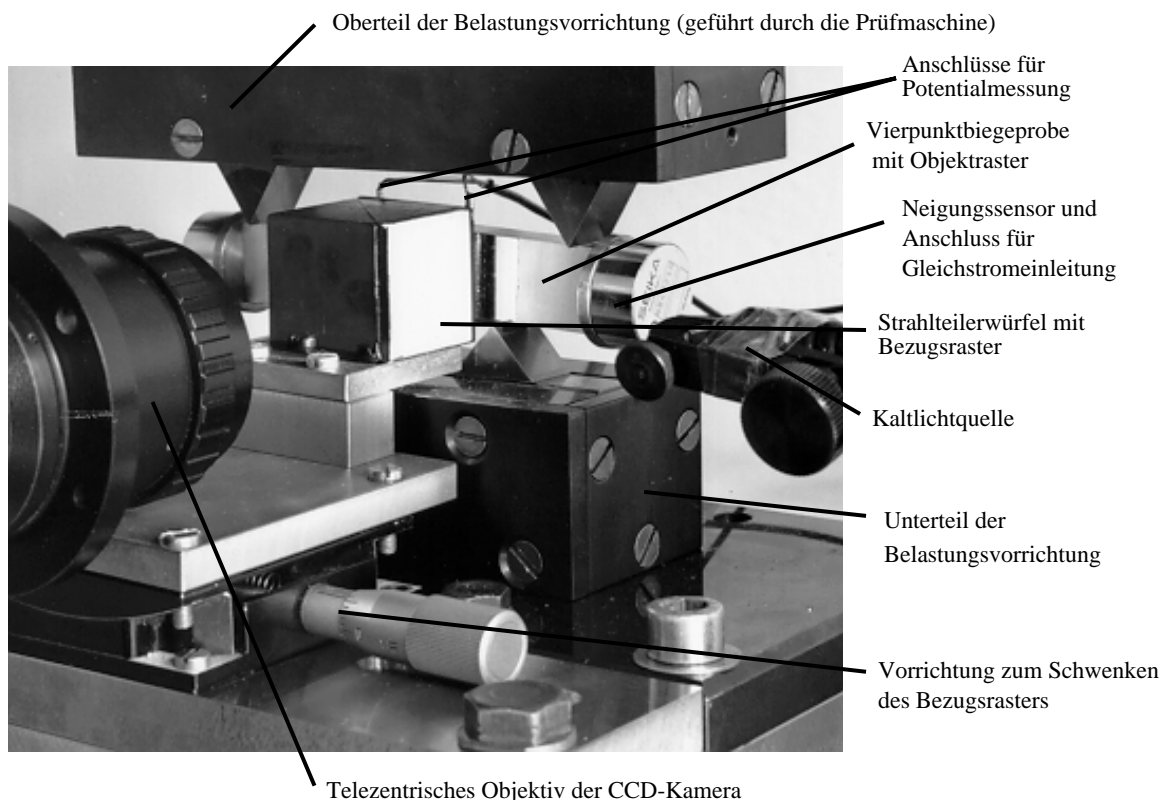


Bild 4.14: Vierpunktbiegeprobe in der Belastungsvorrichtung mit verschiedenen Messeinrichtungen. Der gesamte Aufbau mit dem Prüfmaschinenrahmen ist in Bild 4.13 gezeigt.

4.4 Versuchsdurchführung und gemessene Größen

Die Belastung erfolgt über die Prüfmaschine im weggesteuerten Betrieb mit konstanter Geschwindigkeit. Ein lastgesteuerter Betrieb kommt hier nicht in Frage, da bei einem solchen Vorgehen im Falle einer instabilen Konfiguration das Risswachstum nicht mehr zu kontrollieren wäre. Die von der Maschine gesteuerte Größe ist die Absenkung der Traverse, die eine Belastung und Verformung der Probe bewirkt.

Während des Experiments werden folgende Größen gemessen:

- Prüfkraft und Traversenweg der Prüfmaschine
- Winkel der Starrkörperrotation in den äußeren Bereichen der Biegeprobe
- Gleichstrom-Potentialabfall (Potentialsonde)
- Isothetenfelder des Moiréverfahrens zu bestimmten Zeitpunkten des Experiments

Bild 4.15 zeigt die beim Experiment benutzten Geräte und den Signalfluss zwischen ihnen. In den folgenden Abschnitten werden die durchgeführten Messungen im Detail beschrieben.

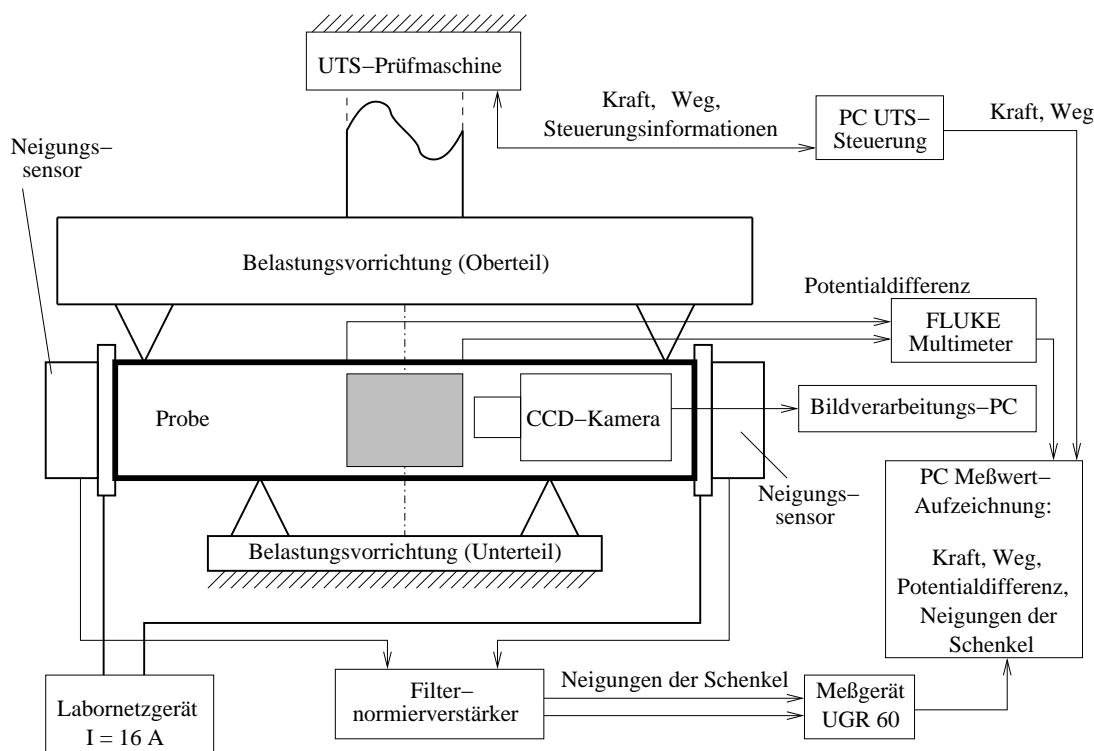


Bild 4.15: Beim bruchmechanischen Experiment benutzte Geräte und deren Verbindungen

4.4.1 Beschreibung der Probenverformung

Während des bruchmechanischen Experiments werden verschiedene Messdaten fortlaufend in einer Datei protokolliert. Dabei ist es sinnvoll, einen Parameter einzuführen und kontinuierlich zu messen, der ein Maß für die Verformung der Probe darstellt.

Ein einfach zu messender Parameter für die Verformung ist die Absenkung der Traverse s_T , also der vom Belastungsrahmen seit Versuchsbeginn zugestellte Weg. Man kann dabei in erster Näherung annehmen, dass die Absenkung der Traverse s_T zu einer Verschiebung s der Lastangriffspunkte⁵ der Probe um den gleichen Betrag führt. Bei dieser Vorgehensweise sind somit die elastischen Deformationen des Belastungsrahmens und die plastischen Deformationen der Probenoberfläche an den Krafteinleitungsstellen nicht von der tatsächlichen Verformung der Probe zu trennen. In der gemessenen Verschiebung der Traverse sind sowohl Anteile enthalten, die die Verformung der Probe kennzeichnen, als auch solche, die aus der elastischen Deformation des Rahmens und aus den plastischen Deformationen an den Einleitungsstellen stammen.

Besser geeignet ist ein Verfahren, das direkt an der Probe die auftretende Verformung misst. Ein Parameter, der die Probenverformung in diesem Sinne charakterisiert, ist der Winkel, der zwischen den Schenkeln der Probe auftritt⁶. Der Winkel zwischen den äußeren Enden der Probe wird hier durch zwei Neigungssensoren bestimmt, die an beiden Probenenden fest angeschraubt sind. Es handelt sich um den Sensortyp NB3 der Firma SEIKA. Dieser Sensor misst die Neigung des Sensorgehäuses gegenüber dem Schwerkraftvektor und arbeitet mit einer Auflösung von $0,001^\circ$ und einer Linearitätsabweichung von $< 0,1\%$. In Bild 4.14 sind die Neigungssensoren als zylindrische Körper an beiden Enden der Probe zu erkennen. Bild 4.16 definiert die gemessenen Winkel α_1 und α_2 .

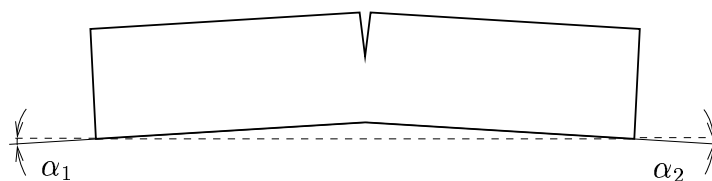


Bild 4.16: Definition der Winkel α_1 und α_2

Bild 4.17 zeigt den Verlauf der Traversenabsenkung während eines Experiments sowie den Verlauf der gemessenen Neigungswerte an. Erstgenannter Verlauf ist proportional zur Zeit, da die Belastung weggesteuert mit konstanter Geschwindigkeit gefahren wird (siehe Abschnitt 4.4). Außerdem zeigt das Bild den Verlauf der Neigungswinkel α_1

⁵auch „Lastpunktverschiebung“, in der englischsprachigen Literatur „load-line displacement“ genannt

⁶Man geht davon aus, dass die Probenschenkel eine Starrkörperrotation erfahren, der lediglich kleine elastische Deformationen überlagert sind.

und α_2 sowie deren Summe $\alpha_s = (\alpha_1 + \alpha_2)$. Der Wert α_s stellt den Winkel zwischen den beiden starren Schenkeln der Probe dar. Man erkennt, dass die Schenkel der Probe sich in guter Näherung symmetrisch verformen, also auf beiden Seiten etwa um den gleichen Winkel verdrehen: $\alpha_1 \approx \alpha_2$.

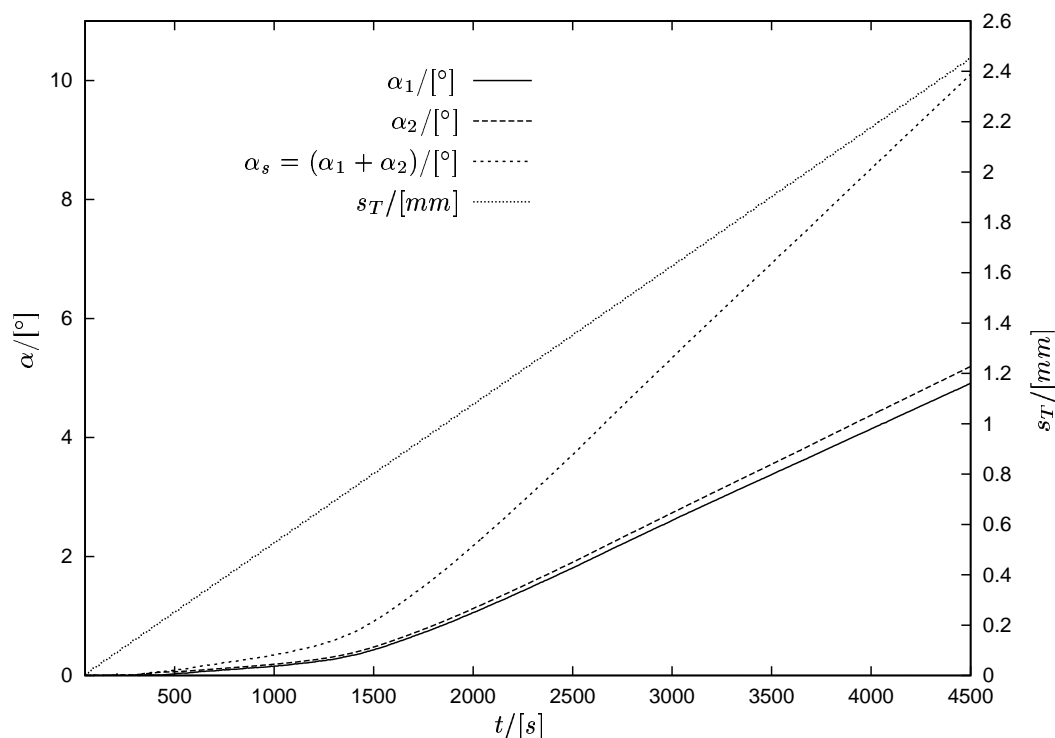


Bild 4.17: Absenkung der Traverse s_T und Neigungswinkel der Probenschenkel während des Experiments, aufgetragen über der Zeit

Das Bild zeigt, dass der Parameter $\alpha_s = (\alpha_1 + \alpha_2)$ einen grundsätzlich anderen Verlauf hat als der Parameter s_T : Im Bereich oberhalb $t \approx 2000$ s; $s_T \approx 0,55$ mm verläuft die Winkelsumme α_s in guter Näherung linear über der Zeit und verhält sich folglich auch linear (mit Offset) zum Weg s_T . Unterhalb von $t \approx 2000$ s hat der Verlauf α_s über t einen erheblich geringeren Gradienten. Die Erklärung dafür ist in erster Linie in den Vorgängen an den Lasteinleitungsstellen zu suchen. In diesen Bereichen drücken sich die Schneiden, die den Kontakt zur Probe herstellen⁷, in die Probenoberfläche ein. Die Eindringtiefe in die Probenoberfläche macht einen Teil des von der Prüfmaschine zugestellten Weges s_T aus, führt jedoch nicht zu einer Verformung der Probe als Ganzes und damit nicht zu einer Verdrehung der Probenschenkel. In den höheren Laststufen steigt die Prüfkraft nur noch leicht an und fällt ab einem gewissen Punkt wieder ab, wenn man bis in den Bereich der stabilen Rissausbreitung belastet. Daher drücken sich die Kanten der Lasteinleitungskörper nicht mehr tiefer in die Probenoberfläche ein. Erst in diesem Bereich kann man daher eine Proportio-

⁷Eine Beschreibung der Belastungsvorrichtung findet sich in Abschnitt 4.3

nalität zwischen s_T und α_s als Parameter zur Beschreibung der Probenverformung beobachten.

Das unterschiedliche Verhalten der Belastungsparameter ist insbesondere deshalb erwähnenswert, da verschiedene Publikationen und Prüfnormen Arbeitsintegrale der Form $W = \int F \cdot ds$ auswerten und zur Berechnung bruchmechanischer Parameter, zum Beispiel des J -Integrals, nutzen. Das gilt auch für die amerikanische Norm ASTM E 1737-96 [4] und die ältere deutsche Prüfnorm DVM002 [28]. Allerdings wird in diesen Normen bereits darauf hingewiesen, dasss plastische Deformationen an den Lasteinleitungsstellen zu vermeiden sind:

... If a remote transducer is used for load-line displacement measurement, care shall be taken to exclude the elastic displacement of the load train measurement and elastic and inelastic deformations at the load points ...
(aus ASTM E 1737-96 [4])

In Bild 4.18 ist die sich ergebende mechanische Arbeit $W_F = \int F \cdot ds$ in Abhängigkeit der Zeit dargestellt, die sich ergibt, wenn man den Traversenweg s_T als Lastpunktverschiebung s benutzt. Außerdem zeigt das Bild den Verlauf der Arbeit $W_M = \int M_b \cdot d\alpha_s$, der sich ergibt, wenn man an Stelle von Prüfkraft F und Traversenverschiebung s_T nun das Biegemoment M_b und den direkt an der Probe gemessenen gegenseitigen Verdrehwinkel α_s benutzt. Das Biegemoment wird dabei aus der Prüfkraft berechnet, wobei die veränderlichen Hebelarme berücksichtigt werden: Durch die Rotation der Probenschenkel und die damit verbundene Verschiebung der Einleitungsstellen während des Experiments ändern sich die Hebelarme, die das Moment erzeugen, und führen zu einem schwach nichtlinearen Zusammenhang zwischen Prüfkraft und Biegemoment. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 4.4.2 näher untersucht.

Es zeigt sich, dass die Kurven in Bild 4.18 für höhere Laststufen in guter Näherung parallel verlaufen, allerdings mit einem erheblichen Offset, der in der Anfangsphase des Experiments dadurch entsteht, dass die Traversenverschiebung s_T zunächst zu einem großen Anteil in plastische Deformationen an den Lasteinleitungsstellen umgewandelt wird und erst später vorwiegend zu einer Deformation der Probe als Ganzes führt.

Daher sind die direkt aus der Belastungskurve berechneten Arbeitsintegralwerte des Typs $W_F = \int F \cdot ds_T$ signifikant höher als die des Typs $W_M = \int M_b \cdot d\alpha_s$. In Bild 4.18 ist neben der absoluten Differenz beider Arbeitsintegrale auch die relative Abweichung zwischen W_F und W_M gezeigt, die in allen Bereichen größer als 15 % ist. Arbeitsintegrale des Typs W_F dürfen folglich beim hier benutzten Versuchsaufbau nicht zur Auswertung des J -Integrals mittels der in den oben genannten Prüfnormen gegebenen Berechnungsvorschriften benutzt werden.

Der beschriebene Effekt tritt hier sehr ausgeprägt auf, da die hier benutzten prismatischen Körper sich mit der spitzen Kante relativ weit in die Probe eindrücken im

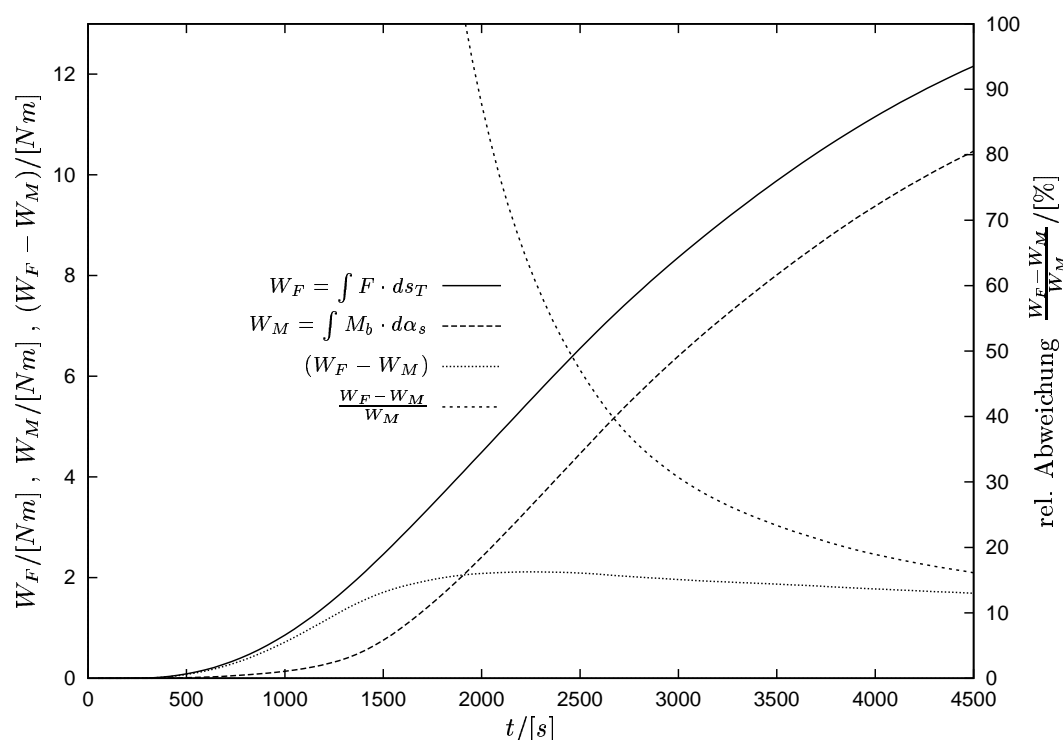


Bild 4.18: Darstellung der mechanischen Arbeiten W_F (aus Kraft und Traversenweg berechnet) und W_M (aus Moment und Winkel berechnet)

Gegensatz zu den abgerundeten Körpern, welche die ASTM-Norm vorschlägt. Allerdings ist die systematische Abweichung, die es verbietet, das Arbeitsintegral W_F der $F(s_T)$ -Belastungskurve zu benutzen, grundsätzlich auch vorhanden, wenn man die Lasteinleitungsstellen wie in der ASTM-Norm vorgeschlagen ausführt. In den Experimenten von VOGEL, NAUMANN und anderen [75, 76, 131, 133, 135], welche gemäß der ASTM-Empfehlung Zylinderstifte benutzten, um den Kontakt zur Probe herzustellen, waren deutlich erkennbare plastische Verformungen an den Lasteinleitungsstellen vorhanden. Die ebenfalls in der ASTM-Norm vorhandene Forderung, dass plastische Verformungen an den Lasteinleitungsstellen zu vermeiden seien, wird folglich auch mit Zylinderstiften des empfohlenen Durchmessers bei duktilen Werkstoffen nicht unbedingt erfüllt.

Um so mehr soll hier betont werden, dass es sinnvoll ist, die globale Verformung direkt an der Probe zu messen. Die zitierte ASTM-Norm unterbreitet keinen konkreten Vorschlag zur Messung der Probendeformation. Die DVM-Norm DVM002 [28] schlägt eine Lösung zur Messung der Probendeformation vor, welche die Verschiebung zwischen einem Punkt im Ligament der Probe und einem relativ zum Unterteil der Belastungsvorrichtung festen Punkt misst. Dadurch sind die nicht unbedingt zu vermeidenden plastischen Deformationen an den unteren Lasteinleitungsstellen nicht von der globalen Probendeformation zu trennen. Die hier vorgeschlagene Messung mit Neigungssensoren und die Integration des Arbeitsintegrals über Biegemoment

und Winkel als Parameter löst dieses Problem unabhängig von der konkreten Ausführung der Lasteinleitungsstellen und von einer eventuell asymmetrischen Lage der Probe gegenüber der Waagerechten.

Man kann schlussfolgern, dass es grundsätzlich günstig und in vielen Fällen notwendig ist, die Verformungen direkt an der Probe – idealerweise über Neigungssensoren – zu messen, um die weitere Auswertung gemäß der ASTM-Norm durchführen und die ermittelten Werte als J_{Ic} -Werte im Sinne der ASTM-Norm bezeichnen zu dürfen. Eine konkrete Auswertung von J_{Ic} -Werten, die gemäß der ASTM-Norm ermittelt werden, findet sich in Abschnitt 7.3.2. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf einem Vergleich zwischen den homogenen Materialien und dem Grenzflächenriss.

4.4.2 Probenbelastung

Das Experiment liefert zunächst die von der Prüfmaschine gelieferte Weg – Belastungs-Kurve $F(s)$ als Ergebnis.

Der Zusammenhang zwischen dem Traversenweg s_T und der tatsächlichen Verformung der Probe wird in Abschnitt 4.4.1 diskutiert. Der Zusammenhang zwischen der durch die Prüfmaschine aufgebrachten Kraft und dem Biegemoment, welches die Probe belastet, wird in diesem Abschnitt näher untersucht.

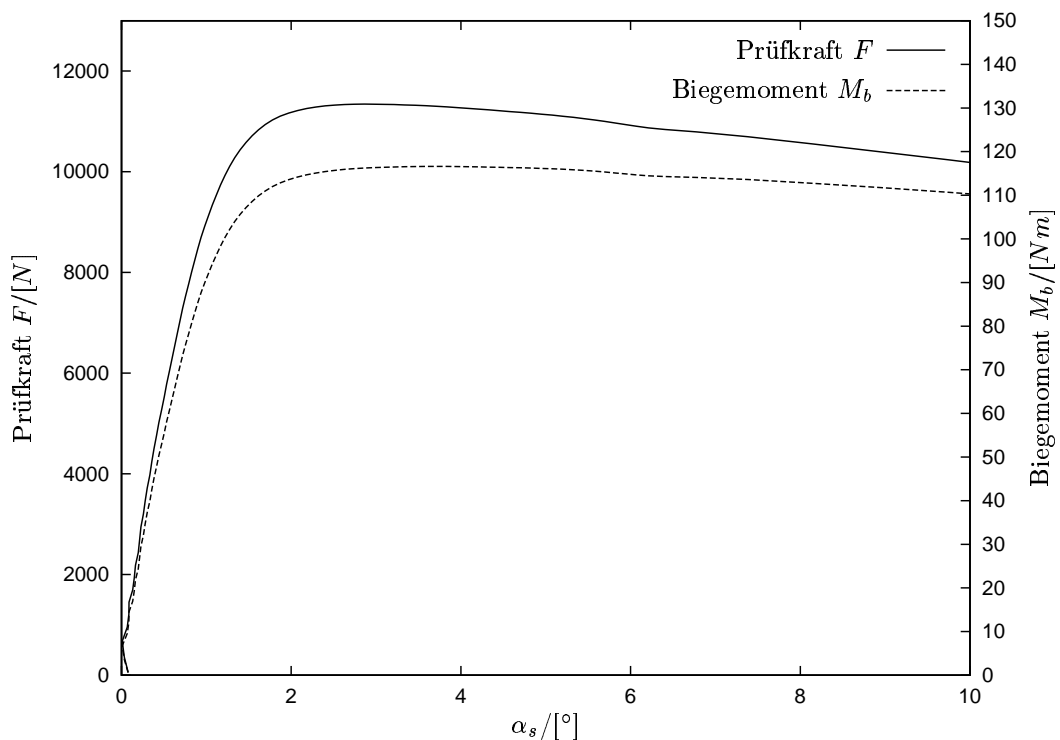


Bild 4.19: Belastungskurve: Kraft- und Momentverlauf, aufgetragen über der Winkeländerung zwischen den Probenschenkeln als Verformungsparameter

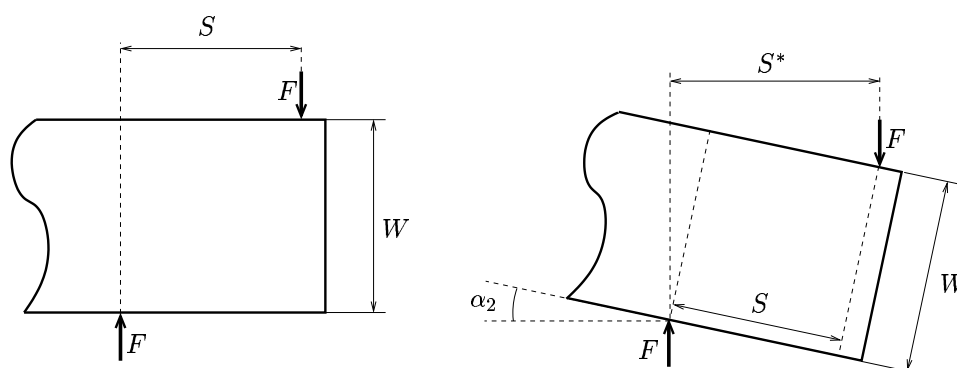


Bild 4.20: Änderung des effektiven Hebelarmes infolge der Probendeformation

In Bild 4.19 ist einerseits die mit der Kraftmessdose gemessene Kraft, andererseits das daraus berechnete Biegemoment dargestellt, aufgetragen über der globalen Verformung der Probe, welche durch den Winkel α_s ausgedrückt wird. Dabei wird bei der Berechnung des Biegemoments aus der Prüfkraft die Änderung der Probengeometrie berücksichtigt, die daraus resultiert, dass sich die Lasteinleitungsstellen horizontal verschieben. Bild 4.20 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Das Moment berechnet sich bei der undeformierten Probe zu

$$M_b = S \cdot F \quad . \quad (4.26)$$

Daraus wird nach der Rotation des Probenschenkels um den Winkel α_2 :

$$M_b = S^* \cdot F \quad \text{mit} \quad S^* = S \cdot \cos \alpha_2 + W \cdot \sin \alpha_2 \quad . \quad (4.27)$$

In Bild 4.19 ist die daraus entstehende Nichtlinearität zwischen Kraft und Moment zu erkennen: Nach dem Erreichen des Lastmaximums ist die relative Abnahme des Biegemoments schwächer als die der Prüfkraft. Diese Beobachtung deckt sich mit den Erwartungen: Aus Bild 4.20 ist ersichtlich, dass sich die Hebelarme – zumindest bis zu einem Umkehrpunkt, der erst bei sehr großen Winkeln⁸ erreicht wird – mit der Probendeformation vergrößern.

4.4.3 Gleichstrompotentialsonde (DCPD)

Die Gleichstrompotentialsonde (DCPD⁹) ermöglicht es, eine Aussage über den Beginn der Rissausbreitung zu machen und den Betrag des Rissfortschritts zu beliebigen Zeitpunkten eines Experiments abzuschätzen [58, 4].

Als Alternative zur hier benutzten DCPD-Methode bietet sich die Wechselstrompotentialsonde (ACPD¹⁰) an. Mit diesem Verfahren ist jedoch das Problem verbunden,

⁸Bei der hier benutzten Proben- und Lasteinleitungsgeometrie mit $W = S$ steigt der Hebelarm S^* für $\alpha_2 < 45^\circ$ streng monoton mit α_2 an.

⁹Direct Current Potential Drop

¹⁰Alternating Current Potential Drop

dass bei einer von Wechselstrom durchflossenen Probe der Skin-Effekt¹¹ auftritt, der die Auswertung der Messdaten erheblich erschwert. Weiterhin ist es bei der Messung kleiner Wechselspannungen nicht zu vermeiden, dass man auch induzierte Wechselspannungen aus den Störfeldern anderer Geräte misst, die nicht mehr von dem zu messenden Signal zu trennen sind. Wegen der beschriebenen Nachteile der Wechselstrommethode kommt im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich die Gleichstrompotentialsonde DCPD zum Einsatz.

Bild 4.21 zeigt das Funktionsprinzip der DCPD-Methode: Die Vierpunktbiegeprobe wird in Längsrichtung von einem Gleichstrom durchflossen, der über ein stromreguliertes Netzgerät konstant gehalten wird. Über zwei eingepresste Kontaktstifte an der Oberseite der Biegeprobe wird eine Spannung gemessen, die von der Geometrie der Probe abhängt. Wenn der Riss sich im Material ausbreitet, ändert sich das Potentialfeld in der Probe und die zwischen den Messpunkten gemessene Spannung steigt an.

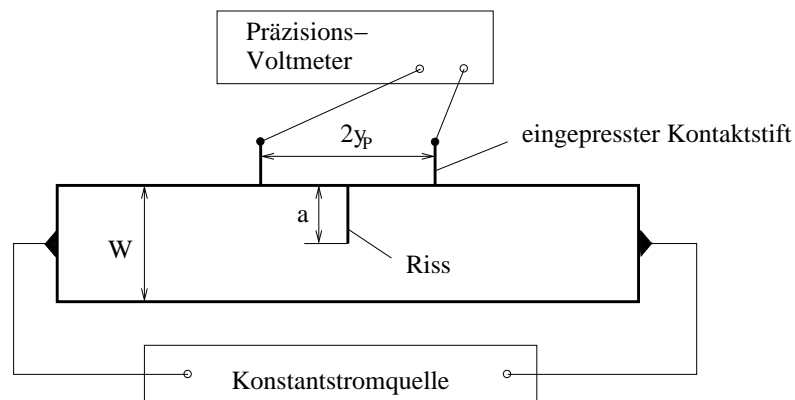


Bild 4.21: Messung mit der Gleichstrompotentialsonde (DCPD) an einer Vierpunktbiegeprobe

Zum Einsatz kommt das Labornetzgerät EA-PS5016-40A der Firma EA-ELEKTRO-AUTOMATIK als Stromquelle. Dabei handelt es sich um ein linear geregeltes Netzgerät, das im Gegensatz zu den für hohe Ströme oft benutzten primär getakteten Geräten extrem wenige hochfrequente Störungen produziert, die die Spannungsmessung beeinträchtigen könnten. Das Gerät ermöglicht eine Regelung des fließenden Stromes und kann den Strom auch bei größeren Lastwechseln konstant halten. Der Strom wird auf den Wert 16,0 A geregelt. Dieser Stromwert stellt einen Kompromiss dar, da einerseits ein geringer Strom das Signal-/Rauschverhältnis ungünstig beeinflusst, andererseits ein sehr hoher Strom zu Erwärmungen in den Kabeln und der Probe führt. Als Spannungsmessgerät kommt ein 8505A (Firma FLUKE), ein Präzisionsmultimeter in Laborausführung mit serieller Schnittstelle, zum Einsatz. Es hat im spannungsmessenden Betrieb eine Auflösung von $0,1 \mu V = 100 nV$, während die

¹¹Der Skin-Effekt beschreibt das Phänomen, dass Wechselströme – speziell bei hohen Frequenzen – weitgehend durch die oberflächennahen Schichten eines metallischen Leiters und weniger durch das Innere fließen.

zu messenden Potentialdifferenzen in der Größenordnung von einigen $100 \mu V$ liegen, also mindestens das 1000-fache der Auflösung des Messgerätes betragen. Allerdings ist die letzte Stelle der Anzeige unter Umständen durch Einstreuungen umgebender Geräte, vor allem von den Antrieben der Prüfmaschine, verrauscht. Die gemessenen Spannungswerte werden während des Experiments in konstanten Zeitabständen zusammen mit weiteren Messgrößen in einer Protokolldatei abgelegt.

JOHNSON [58] hat den Zusammenhang zwischen der Risslänge a gemessenen Spannung U durch eine empirische Gleichung ausgedrückt. Einige Erfahrungen mit der Anwendung von JOHNSONS Gleichung an Biegeproben finden sich bei SCHWALBE und HELLMANN [107]. Für die Vierpunktbiegeprobe hat die beschriebene Beziehung die Form:

$$a = \frac{2W}{\pi} \arccos \frac{\cosh\left(\frac{\pi y_p}{2W}\right)}{\cosh\left\{\left(\frac{U}{U_0}\right) \cosh^{-1} \frac{\cosh\left(\frac{\pi y_p}{2W}\right)}{\cos\left(\frac{\pi a_0}{2W}\right)}\right\}} \quad (4.28)$$

Darin sind U und U_0 die Messspannung zum betreffenden Zeitpunkt bzw. am Beginn des Experiments. Die Größen a und a_0 bezeichnen die Risslängen, die den genannten Zeitpunkten zugeordnet sind. W und y_p bezeichnen Geometrieparameter der Probe: W ist die Probenhöhe (hier $W = 20 \text{ mm}$) und $2y_p$ ist der Abstand der Potentialmesspunkte gemäß Bild 4.21 (hier $2y_p = 24 \text{ mm}$).

Die Brauchbarkeit des empirischen Zusammenhangs in Gl. (4.28) wurde im Rahmen dieser Arbeit sowohl für homogene als auch für geschweißte Proben überprüft, indem für beide Fälle jeweils eine Serie mehrerer Proben bis zu verschiedenen Laststufen belastet und für jede Probe die erreichte Risslänge experimentell ermittelt wurde.

Dazu wird der erreichte Rissfortschritt in der Ligamentebene ausgemessen. Um die Rissfront besser sichtbar zu machen, wird jede Probe nach dem Experiment einer Wärmebehandlung¹² unterzogen, wobei der Luftsauerstoff auf der Oberfläche und auf den Rissflanken eine Verfärbung („Anlassfarbe“) hervorruft. Die Rissflanken sind damit später optisch besser vom ungerissenen Ligament zu unterscheiden. Das beschriebene Verfahren wird in der Literatur auch als „Heat Tinting“ bezeichnet. Nach dem Markieren der Rissfront werden die Proben mit flüssigem Stickstoff auf eine Temperatur $< -100 \text{ °C}$ abgekühlt. In diesem Zustand, der zu sprödem Materialverhalten führt, lässt sich das Ligament der Probe mit einem Hammerschlag brechen, selbst wenn es sich um ein (bei Raumtemperatur) duktileres Material handelt. Da die Rissfronten, im Gegensatz zum spröde gebrochenen Ligament, durch die Anlassfarben markiert sind, lässt sich der Verlauf der Rissfront nun gut erkennen. Der Rissfrontverlauf wird gemäß der Empfehlung aus der Materialprüfnorm ASTM E 1737-96 [4] an neun äquidistanten Stützstellen entlang des Rissfrontverlaufs gemessen und über diese Messwerte gemittelt.

Die so experimentell ermittelte Risslänge für verschiedene Proben kann nun der mit Gl. (4.28) berechneten verglichen werden. Die Abweichung zwischen der gemessenen

¹²Die Proben werden für eine Dauer von etwa einer Stunde auf eine Temperatur von 350 °C gebracht.

Rissverlängerung und der mit Gl. (4.28) berechneten Rissverlängerung ist für alle untersuchten Proben kleiner als 5%. Damit ist die Potentialmessmethode brauchbar, um den Moment der Rissinitiierung zu erkennen und um die Länge des Risses zu beliebigen Zeitpunkten des Experiments abzuschätzen. Die Änderung des spezifischen Widerstandes der verwendeten Metalle in Folge der plastischen Deformation tritt nicht als signifikanter Einfluss hervor. Diese Erfahrung machen auch SCHWALBE und HELLMANN [107].

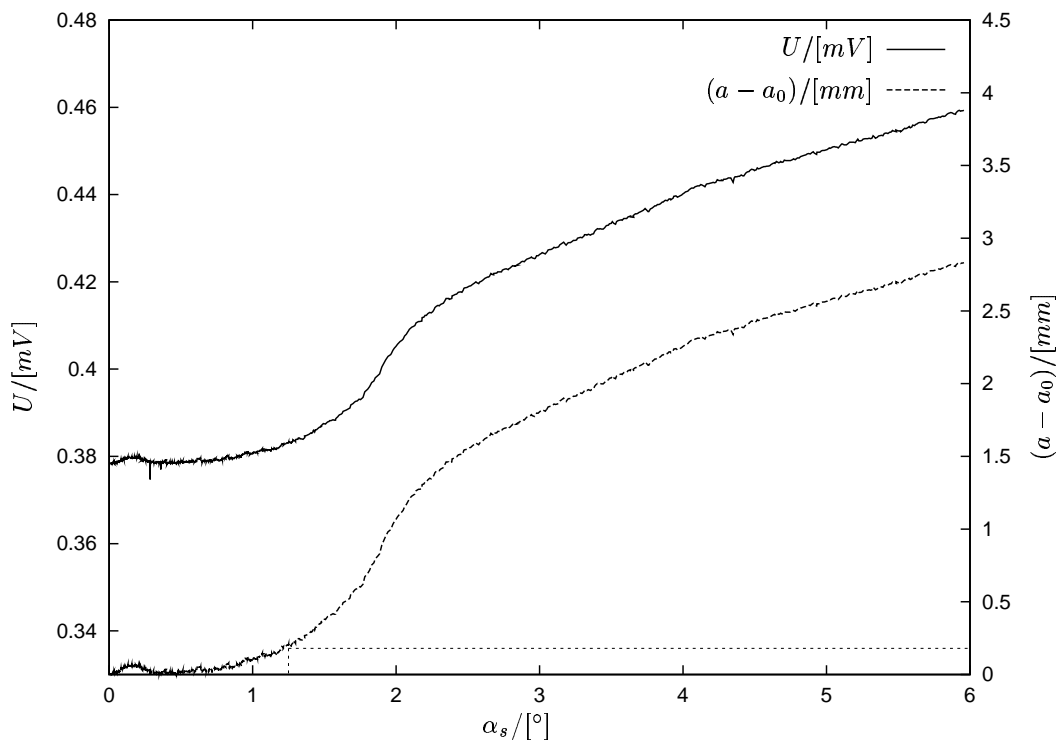


Bild 4.22: Gemessener Potentialabfall U und daraus mit Gl. (4.28) berechnete Rissverlängerung $a - a_0$, aufgetragen über dem Winkel zwischen den Probenschenkeln

Die oben beschriebenen Ergebnisse zur Brauchbarkeit der Messungen der DCPD-Methode gelten sowohl für die homogenen Proben als auch für die Interface-Proben, bei denen ebenfalls, wie oben beschrieben, das mit der Potentialsonde abgeschätzte Risswachstum mit dem im Querschnitt ausgemessenen Wachstum verglichen wurde. Effekte, die speziell bei der Interface-Probe die Messung gegenüber den homogenen Proben verfälschen, wurden nicht beobachtet. Ein solcher Effekt könnte zum Beispiel die Überlagerung einer aus dem Interface entstehenden Thermospannung an der Grenzfläche der Materialien sein. Eine fühlbare oder mit einfachen Methoden messbare Temperaturveränderung, die eine Bedingung für das eventuelle Entstehen einer Thermospannung wäre, tritt jedoch nicht auf. Eine Temperaturerhöhung könnte durch die dissipierte mechanische Energie entstehen oder durch den in der Probe fließenden Gleichstrom in Verbindung mit der sich ändernden Probengeometrie [96].

Die hier benutzten Verbundproben sind auch insofern gut für die elektrische Potentialmessung geeignet, als dass der spezifische elektrische Widerstand beider verschweißter Metalle in erster Näherung gleich groß ist: CuNi10 hat im Gegensatz zu reinem Kupfer, das ein hervorragender elektrischer Leiter ist, einen um ein Mehrfaches höheren elektrischen Widerstand. Der spezifische elektrische Widerstand liegt nach Angaben in der Literatur im Bereich $\rho_{CuNi} = 0.14 \dots 0.19 \Omega \frac{mm^2}{m}$ [6, 43]. Über die spezifischen elektrischen Widerstände spezieller Stähle finden sich in der Literatur wenige Informationen, zumal Stähle selten für elektrische Aufgaben eingesetzt werden. Bei KUCHLING [68] findet sich zumindest eine Angabe zur Größenordnung des spezifischen Widerstandes von Eisen und niedriglegierten Stählen: Der Autor gibt für solche Werkstoffe den Bereich $\rho_{Stahl} = 0.10 \dots 0.13 \Omega \frac{mm^2}{m}$ an. Es zeigt sich im Experiment, dass der elektrische Widerstand des Stahls P265GH in der gleichen Größenordnung liegt wie der des CuNi10, was sich darin äußert, dass die bei homogenen Proben aus CuNi10 bzw. P265GH gemessenen Potentialdifferenzen bei gleichem Strom nur um etwa 10% voneinander abweichen, wobei CuNi10 im Vergleich zum Stahl den höheren Widerstand hat. Die Verbundprobe ist insofern von den elektrischen Eigenschaften in erster Näherung symmetrisch.

4.5 Messung des Verschiebungsfeldes

In dieser Arbeit wird neben der Auswertung bruchmechanischer Experimente an Hand globaler Parameter wie Kraft, Weg, Probendeformation und Rissverlängerung auch eine Analyse der Verschiebungsfelder an der Probenoberfläche durchgeführt. Die experimentellen Verschiebungsfelder können dabei grundsätzlich mit verschiedenen Methoden ermittelt werden.

Ein optisches Messverfahren, das auf bruchmechanische Aufgabenstellungen angewendet werden kann, ist das von KALTHOFF [60, 61] beschriebene Kaustik-Verfahren. Bei dieser Methode wird die Lichtablenkung durch Spannungsgradienten zur Erzeugung von Schattenbildern ausgenutzt, wobei die Ablenkung einerseits durch Geometrieänderungen infolge der Belastung entsteht, andererseits – bei Verwendung optisch aktiver Materialien im Durchlicht – zusätzlich der Einfluss des Spannungszustandes auf den Brechungsindex des Materials das entstehende Schattenbild beeinflusst. Die im Auflicht (Reflexion) oder im Durchlicht (Transmission) entstehenden Schattenbilder werden als Kaustiken bezeichnet und beinhalten Informationen über den Spannungszustand im untersuchten Gebiet. Durch Vermessen einer oder mehrerer charakteristischer Längen im Kaustikbild lassen sich interessierende Größen – beispielsweise bruchmechanische Parameter – identifizieren. Somit lässt sich die Spannungskonzentration in der Umgebung einer Risspitze elegant charakterisieren, allerdings liefert das Kaustik-Verfahren nicht die Verschiebungen als Feldgrößen.

Ein weiteres optisches Verfahren, das schon erfolgreich auf bruchmechanische Aufgabenstellungen angewandt wurde, ist die Grauwertkorrelationsmethode, die beispiels-

weise von ANDRESEN [5] sowie von CHAO und anderen [19] beschrieben wird. Das Verfahren basiert auf der Idee, dass ein auf der Probenoberfläche angebrachtes regelmäßiges oder unregelmäßiges Muster im unverformten und im verformten Zustand fotografisch festgehalten wird. Eine Reihe von bereichsweise durchgeführten Korrelationsanalysen zwischen beiden Bildern extrahiert dann Informationen über das Verschiebungsfeld.

Die Forderung, die Verschiebungen als Feldgrößen zu liefern, erfüllen auch die Moiré-Methoden, die bei NAUMANN [73, 74] sowie bei PARKS [84] und POST [86] beschrieben werden. Die Moiré-Verfahren liefern Streifenfelder, in denen Informationen über die Verschiebungsfelder enthalten sind und decken – wenn man die geometrischen und interferometrischen Moirémethoden berücksichtigt – einen großen Empfindlichkeitsbereich ab. Die Funktionsweise der In-plane-Moiréverfahren wird im Folgenden Abschnitt erläutert.

4.5.1 Messprinzip des In-plane-Moiréverfahrens

In-plane-Moiréverfahren [73, 74, 84, 86] werden benutzt, um die Verschiebungsfelder an der Oberfläche von Bauteilen oder Proben zu erfassen. Dazu wird auf die Oberfläche des Objekts ein Kreuz- oder Linienraster so aufgebracht, dass alle materiellen Punkte des Rasters fest mit den Punkten der Oberfläche assoziiert sind, so dass das Raster bei Belastung des Bauteils dessen Verformungen übernimmt. Die Transparenzfunktion des verformten Rasters wird dann mit der Transparenzfunktion eines weiteren – materiellen oder immateriellen – Rasters multiplikativ überlagert. Die entstehende Streifenschar enthält Informationen über den Verformungszustand der Oberfläche.

Beim geometrischen In-plane-Moiré wird die Transparenzfunktion des verformten Objektrasters mit der eines materiellen Referenzrasters überlagert, in dem beide Raster in materiellen Kontakt gebracht, beleuchtet und beobachtet werden. So kommt es zu einer multiplikativen Überlagerung der Lichtdurchlässigkeitsverteilungen von Objekt- und Referenzraster. Wenn die Intensität des einfallenden Lichts mit I_E und die Transparenzfunktionen von Objektraster bzw. Referenzraster mit $t_O(x, y)$ bzw. $t_R(x, y)$ bezeichnet werden, dann gilt für die beobachtete Intensität $I(x, y)$:

$$\begin{aligned} I(x, y) &= I_E(x, y) \cdot t_O(x, y) \cdot t_R(x, y) && \text{(bei allgemeiner Beleuchtung)} \\ &\approx I_E \cdot t_O(x, y) \cdot t_R(x, y) && \text{(bei homogener Beleuchtung)} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Für die hier zu messenden großen Verformungen, die bei der Fließbruchmechanik auftreten, ist das geometrische In-plane-Moiréverfahren eine geeignete Messmethode. Es kommt mit einer Liniendichte von 50 Linien pro Millimeter, also mit einem Rasterlinienabstand von $20 \mu\text{m}$, zum Einsatz.

Das geometrische In-plane-Moiré kann mit gleichen Teilungen für Objekt- und Referenzraster oder mit unterschiedlichen Teilungen der Raster benutzt werden. Das geo-

metrische In-plane-Moiré mit gleicher Objekt- und Referenzrasterteilung und gleicher Orientierung beider Raster im undeforzierten Zustand wird auch als **Isothetenverfahren**, die dabei entstehenden Streifen werden als **Isotheten** bezeichnet.

Bild 4.23 veranschaulicht die Entstehung von Isotheten: Dargestellt sind eine Schar äquidistanter und paralleler Linien und eine Schar gekrümmter Linien. Erstgenannte symbolisieren das Referenzraster, letztgenannte stellen das Objektraster der verformten Bauteiloberfläche dar. Im unverformten Zustand des Objekts waren beide Linienscharen parallel und äquidistant und hatten den gleichen Linienabstand. Aus dem Bild wird ersichtlich, dass durch die Überlagerung der Helligkeiten eine neue Streifenschar entsteht: Die Streifen sind in dem Bild durch die Bezeichnungen $m = 0, 1, 2$ gekennzeichnet. Im Allgemeinen sind die entstehenden Isotheten im Gegensatz zu den Rasterlinien mit bloßem Auge erkennbar.

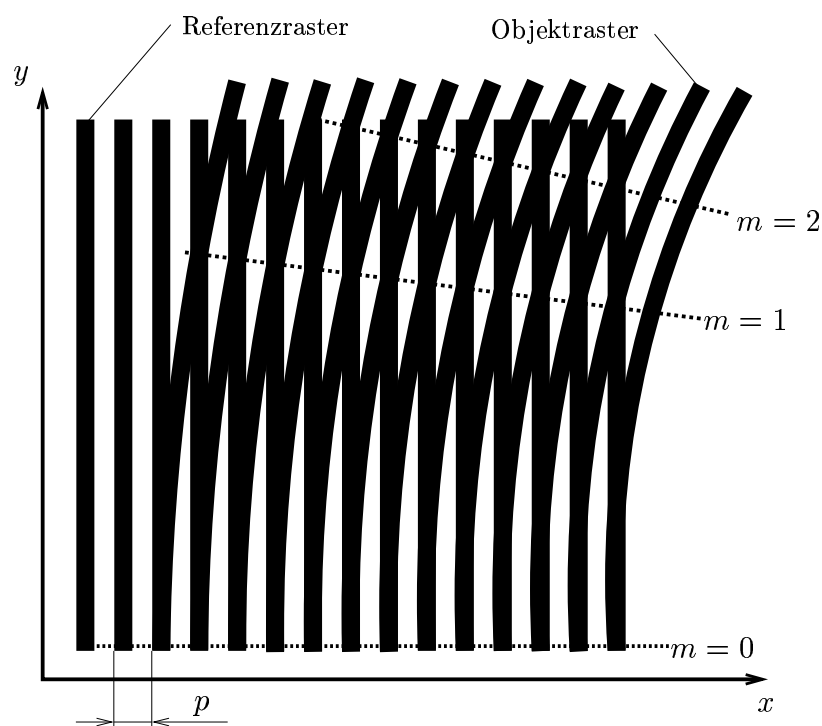


Bild 4.23: Entstehung von u-Isotheten beim geometrischen In-plane-Moiré. Die hier gezeigte Anordnung ist sensitiv gegenüber den Verschiebungen in x -Richtung.

Die Richtung, in der das Verfahren sensitiv gegenüber Verschiebungen ist, ist die Richtung senkrecht zu den Linien des Referenzrasters; in Bild 4.23 ist das die x -Richtung. Die entstehenden Isotheten werden als u-Isotheten bezeichnet, wenn ihre Ordnung zu der Verschiebung in x -Richtung proportional ist und sie werden als v-Isotheten bezeichnet, wenn die sensitive Richtung die y -Richtung ist. Wenn u_i die zu ermittelnde Verschiebung in dieser Richtung, p die konstante Rasterteilung und m_i die u-Isothetenordnung am betreffenden Punkt ist, dann gilt für den Zusammenhang dieser Größen:

$$u_i(\underline{x}) = p \cdot m_i(x, y) \quad (4.30)$$

Entsprechend gilt für die v -Isotheten mit der v -Isothetenordnung n_i :

$$v_i(\underline{x}) = p \cdot n_i(x, y) \quad (4.31)$$

Wenn man als Objektraster ein Kreuzraster und als Referenzraster ein Linienraster benutzt, kann man durch Schwenken des Referenzrasters um 90° die Verschiebungsfelder nacheinander in zwei orthogonalen Richtungen erfassen. Dafür nimmt man in Kauf, dass die Helligkeit der entstehenden Streifen beim Kreuzraster auf etwa die Hälfte der Helligkeit abfällt, die man mit der Kombination zweier Linienraster erhält. In der Praxis stellt der Helligkeitsabfall jedoch keinen großen Nachteil dar.

Wenn für einen Punkt der Probe die u -Isothetenordnung und die v -Isothetenordnung bekannt sind, ist damit der In-plane-Verschiebungsvektor dieses Punktes in der Ebene der Bauteiloberfläche bekannt, der den Übergang zwischen dem Referenzzustand und dem verformten Zustand kennzeichnet. Die Out-of-plane Komponente des Verschiebungsvektors wird mit dem hier benutzten Verfahren nicht ermittelt.

4.5.2 Experimentelle Technik des Isothetenverfahrens

Als Objektraster kommt ein Indium-Kreuzraster mit der Teilung $p = 20 \mu m$ zum Einsatz. Die Herstellung und Applikation des Rasters auf der Probenoberfläche erfordern viel praktische Erfahrung, die an der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz vorhanden ist, da hier bereits seit vielen Jahren mit diesem Verfahren gearbeitet wird. Die Rasterherstellung und -übertragung geschieht in folgenden Schritten:

- Benetzen einer Kunststoffolie mit einem Trennmittel und anschließendes Bedampfen mit einer ca. 500 nm dünnen Metallschicht aus Indium
- Beschichten dieser Metallschicht mit einem Fotopositivlack
- Maskieren der Oberfläche mit einem kommerziell hergestellten Kreuzraster und Belichtung mit UV-Licht (Hg-Höchstdrucklampe)
- Entwickeln des Fotolacks
- Ätzen des Indiums (Stellen, die vorher belichtet wurden, werden weggeätzt)
- Übertragen des Indiumrasters auf die Probe mit einer dünnen Schicht aus schwarz eingefärbtem Epoxidharz
- Entfernen der Folie

Schließlich ist das Indium-Kreuzraster in jedem Punkt fest mit der Probenoberfläche verbunden. Durch die metallische Oberfläche des Indiums und die schwarze Oberfläche des Harzes, das in den Zwischenräumen sichtbar ist, entsteht ein hoher Kontrast zwischen den Rasterlinien und den Zwischenräumen. Details zur Präparation und Applikation des Rasters finden sich bei NAUMANN [73].

4.5.3 Ausrichten des Referenzrasters

Die beim geometrischen In-plane-Moiréverfahren erzeugten Isothetenfelder sind sensitiv gegenüber Relativbewegungen zwischen dem Objekt und dem Referenzraster.

So lässt sich einerseits durch ein Verschieben des Referenzrasters in der sensitiven Richtung, also senkrecht zur Linienrichtung des Rasters, die Phase des entstehenden Isothetenfeldes verschieben: Wenn man sich beispielsweise in Bild 4.23 das Referenzraster um den Wert der halben Rasterkonstante in der sensitiven Richtung verschoben denkt, dann kommt auf der Position einer hellen Rasterlinie gerade eine dunkle Linie zu liegen und umgekehrt. Für das entstehende (makroskopisch sichtbare) Isothetenfeld gilt dann das Gleiche: die Phase hat sich um einen halben Rasterlinienabstand verschoben und das entstehende Bild ist gerade invertiert. Diese Technik, die in der Praxis eher bei interferometrischen Methoden angewandt wird, wird als „Phasenschieben“¹³ bezeichnet. Bei der Moiréinterferometrie lässt sich das Phasenschieben dadurch realisieren, dass das interferometrisch entstehende immaterielle Referenzraster durch Justage an Komponenten des optischen Systems um einen sehr kleinen Betrag verschoben wird [46]. Beim geometrischen In-plane-Moiré (Isothetenverfahren) ist das Phasenschieben schwer zu realisieren, da das Referenzraster genau um einen definierten Bruchteil der Rasterkonstante verschoben werden müsste. In der Praxis wäre der Strahlteilerwürfel mitsamt dem darauf applizierten Raster, das in materiellem Kontakt zur Probe steht, um einen kleinen Betrag zu verschieben, was allerdings große mechanische Schwierigkeiten bereitet. Daher kommt hier kein Phasenschieben zum Einsatz.

Neben dem beschriebenen Einfluss von Verschiebungen zwischen den Rastern reagiert das Isothetenfeld empfindlich auf eine Verdrehung des Referenzrasters gegenüber dem Objektraster. Bild 4.24 demonstriert die Entstehung eines Verdrehmoiré: Es sind zwei Linienraster gleicher Teilung gezeigt, die einen gegenseitigen Verdrehwinkel aufweisen. Dadurch entsteht ein Verdrehmoiré bestehend aus einer Schar paralleler und äquidistanter Isotheten, von denen im Bild zwei (senkrecht orientierte) Isotheten im Abstand M_v zu sehen sind. Wie sich anhand einfacher geometrischer Überlegungen zeigen lässt, gilt folgender Zusammenhang zwischen der Rasterteilung p , dem relativen Verdrehwinkel der Raster $\Delta\varphi$ und der Teilung M_v des entstehenden Verdrehmoiré:

$$M_v(\Delta\varphi, p) = \frac{p}{2 \cdot \sin\left(\frac{1}{2}|\Delta\varphi|\right)} \stackrel{|\Delta\varphi| \ll 1}{\approx} \frac{p}{|\Delta\varphi|} \quad (4.32)$$

Die Ausrichtung des Referenzrasters ist hier keinesfalls beliebig, da in dieser Arbeit für verschiedene Zeitpunkte jeweils zwei nacheinander aufgenommene Isothetenfelder (ein u- und ein v-Isothetenfeld) zusammen ausgewertet werden. Dabei sind beide Bilder dem gleichen Zeitpunkt des Experiments zugeordnet¹⁴ und repräsentieren die

¹³auch „Phase-Shifting“, in der deutschsprachigen Literatur auch manchmal „Phasen-Schiften“

¹⁴Die Deformation der Probe erfolgt so langsam, dass die Verformung, die sich zwischen der Aufnahme von u- und v-Isothetenfeld ereignet, vernachlässigbar gering ist.

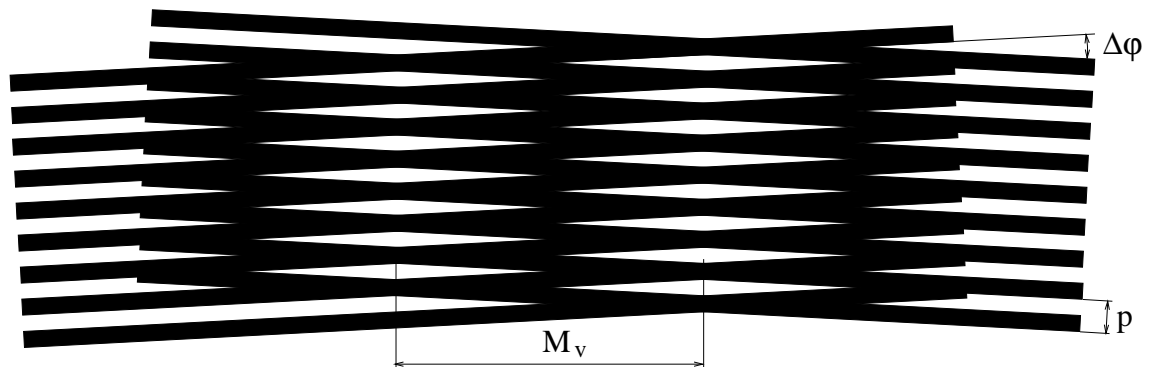


Bild 4.24: Entstehung des Verdrehmoiré

gleiche Konfiguration. Um die Bilder zusammen auswerten zu können, ist es notwendig, dass die Orientierungen der nacheinander benutzten Raster für das u- und das v-Isotethetenfeld genau einen rechten Winkel bilden, so dass die gemessenen Streifenordnungen als Verschiebung in x- und y-Richtung gedeutet werden dürfen.

Dazu wird hier das entstehende Verdrehmoiré außen an den Probenschenkeln ausgenutzt. In diesen Bereichen, relativ weit von der Rissebene entfernt, entsteht in erster Näherung ein Verdrehmoiré, da die Probe hier eine relativ große Starrkörperverschiebung und außerdem lediglich kleine elastische Deformationen erfährt. Dadurch entstehen hier Streifen, die nahezu gerade und äquidistant sind. Bild 4.25 zeigt ein Bildpaar aus einem u- und einem v-Isotethetenfeld. Man erkennt die nahezu parallelen Streifen rechts und links von der Rissebene in beiden Bildern. Die Streifen sind im u-Isotethetenfeld in erster Näherung waagrecht und im v-Isotethetenfeld in erster Näherung senkrecht.

Bei der Aufnahme der beiden Isotethetenfelder in Bild 4.25 war das Referenzraster in beiden Fällen so ausgerichtet, dass die Abstände der Streifen im Verdrehmoiré auf beiden Seiten des Risses gleich sind. Dadurch können beide Bilder zusammen ausgewertet werden. Da die Isotetheten des Verdrehmoiré an beiden Schenkeln der Probe gleich dicht sind, ist auch sichergestellt, dass die Orientierungen der nacheinander angebrachten Referenzraster für das u- und das v-Isotethetenfeld sich genau um einen Winkel von 90° unterscheiden.

Die Raster müssen also vor dem Aufnehmen der Isotethetenfelder so ausgerichtet werden, dass im jeweiligen u- oder v-Isotethetenfeld die Streifenabstände des Verdrehmoiré weit entfernt von der Rissebene auf beiden Seiten gleich groß sind. Dazu kommt während des Experiments die digitale Bildverarbeitung zum Einsatz: Während des Ausrichtens des Rasters beurteilt eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Bildverarbeitungssoftware die Streifenabstände der Verdrehmoirés auf beiden Seiten des Risses und gibt dem Experimentator Hinweise zur Ausrichtung, bis die optimale Einstellung gefunden ist. Zum Ausrichten des Rasters dient eine Schwenkvorrichtung, die über eine Mikrometerschraube bewegt wird. Diese ist im unteren Teil des Bildes 4.14 auf Seite 37 zu erkennen.

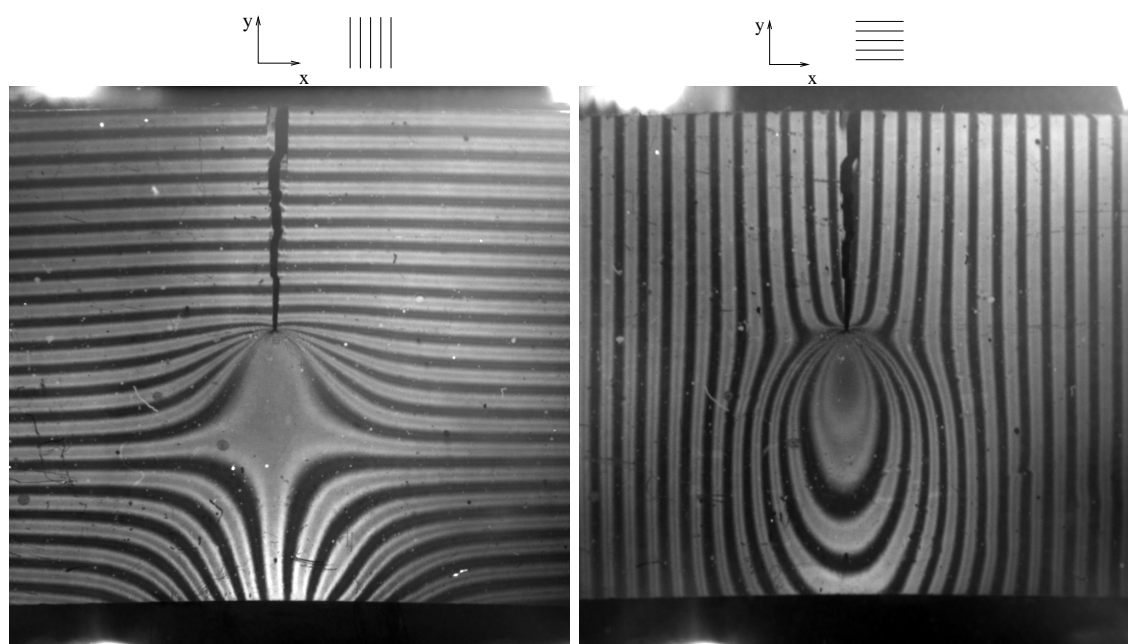


Bild 4.25: u- und v-Isotethenfeld eines bruchmechanischen Experimentes an einer homogenen Stahlprobe, kurz vor Initiierung des Risses. Gezeigt sind u-Isotethen (links) und v-Isotethen (rechts). Die Rissufer wirken etwas „ausgefranst“, da das Objektraaster beim Öffnen des Risses unsauber auseinanderreißt. In Wirklichkeit sind die Rissufer nahezu gerade.

Die Software bestimmt die Streifenabstände, indem auf beiden Seiten der Rissebene eine eindimensionale Fouriertransformation der Grauwerte entlang einer Linie senkrecht zu den Streifen des Verdrehmoiré berechnet wird. Das Vorgehen soll im Folgenden kurz beschrieben werden. Die Fouriertransformierte $S(f)$ einer Funktion $s(t)$ ist in [13] definiert als

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \cdot e^{-j2\pi ft} dt \quad (4.33)$$

In dem hier betrachteten Fall liegt der zu transformierende Grauwertverlauf diskret in Form einer Pixelfolge vor. Daher kommt die diskrete Fouriertransformation (DFT) zum Einsatz, bei der die Integration in Gl. (4.33) durch eine Summation ersetzt wird. Die DFT $G\left(\frac{n}{NT}\right)$ eines zeitperiodischen Abtastsignals $g(kT)$ ergibt sich zu:

$$G\left(\frac{n}{NT}\right) = \sum_{k=0}^{N-1} g(kT) \cdot e^{-j2\pi nk/N} \quad \text{für } n = 0, 1, \dots, (N-1) \quad (4.34)$$

In dem hier vorliegenden Fall sollen die Werte g nicht als zeitperiodische Abtastpunkte aufgefasst werden, sondern als Grauwerte entlang einer zu analysierenden Geraden im Bild. Daher wird die Zeitkonstante T hier nicht benötigt und die Funktion $g(kT)$ wird durch eine Funktion $g(p_L)$ ersetzt, wobei p_L mit $0 \leq p_L \leq (N-1)$ die Nummer

der Pixel entlang der zu analysierenden Linie bezeichnet. Der Wert $g(p_L)$ stellt den Grauwert des durch p_L identifizierten Pixels dar. Aus Gl. (4.34) wird dann:

$$G\left(\frac{n}{N}\right) = \sum_{p_L=0}^{N-1} g(p_L) \cdot e^{-j2\pi np_L/N} \quad \text{für} \quad n = 0, 1, \dots, (N-1) \quad (4.35)$$

und $p_L = 0, 1, \dots, (N-1)$

Aus den nach Gl. (4.35) zulässigen Werten für n und p_L geht hervor, dass die DFT genauso viele Ergebnispunkte G im Frequenzbereich liefert, wie es Eingangspunkte g gibt. Der Ausdruck $\frac{n}{N}$ kann als Frequenz entlang der Linie in $[\frac{1}{Pixel}]$ gedeutet werden.

Bei der Berechnung der Streifenfrequenz können sich Randeffekte störend auswirken: Am Rand der Probe oder des untersuchten Bereichs treten oftmals sprunghafte Grauwertänderungen auf. Die Fouriertransformierte einer Sprung-/Schaltfunktion kann die Erkennung der Streifenabstände paralleler Streifen stören. Daher wird dem in Bild 4.26 (oben) gezeigten Grauwertverlauf zunächst ein HANNINGfenster multiplikativ überlagert, wie in [13] empfohlen. Ein solches Fenster hat für die diskreten Werte $n = 0, 1, \dots, (N-1)$ die Form

$$g_{Hanning}(n) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right) \quad (4.36)$$

Bild 4.26 (Mitte) zeigt den Verlauf, der sich ergibt, indem man vom ursprünglichen Verlauf 4.26 (oben) den mittleren Grauwert subtrahiert und anschließend das HANNINGfenster nach Gl. (4.36) multiplikativ überlagert.

In Bild 4.26 (unten) ist die nach Gl. (4.35) berechnete Transformierte des Verlaufs 4.26 (Mitte) dargestellt. Man erkennt, dass der Verlauf der Transformierten im Frequenzbereich ein deutliches Maximum aufweist, das den Streifenabstand der nahezu äquidistanten Streifen charakterisiert. Das Maximum findet sich in diesem Beispiel bei $\frac{n}{N} = 0,02880 \frac{1}{Pixel}$. Der ermittelte Streifenabstand ist der Kehrwert dieses Wertes und beträgt $\frac{N}{n} = 34,7 Pixel$.

Die Berechnung erfolgt auf Geraden, die ungefähr senkrecht zu den betrachteten parallelen Streifen des Verdrehmoiré sind: So sind die Streifen beim u -Isothetenfeld (z. B. Bild 4.25 links) in erster Näherung waagrecht. Die Berechnung der Fouriertransformierten erfolgt für dieses Bild entlang zweier senkrechter Geraden am rechten bzw. linken Rand des Bildes. Diese Geraden verlaufen damit nicht exakt senkrecht zur Streifenschar. Das wirkt sich jedoch nicht störend aus, da der Cosinus-Fehler, der so beim Berechnen des Streifenabstandes entsteht, auf beiden Seiten gleich groß ist und daher bei der Suche nach symmetrischen Verdrehmoirés zu keinerlei Unsicherheiten führt. Entsprechend erfolgt beim v -Isothetenfeld (z. B. Bild 4.25 rechts) die Berechnung entlang zweier waagerechter Strecken auf beiden Seiten, die jedoch hinreichend weit vom mittleren Teil der Probe entfernt sein müssen, wo große Deformationen auftreten.

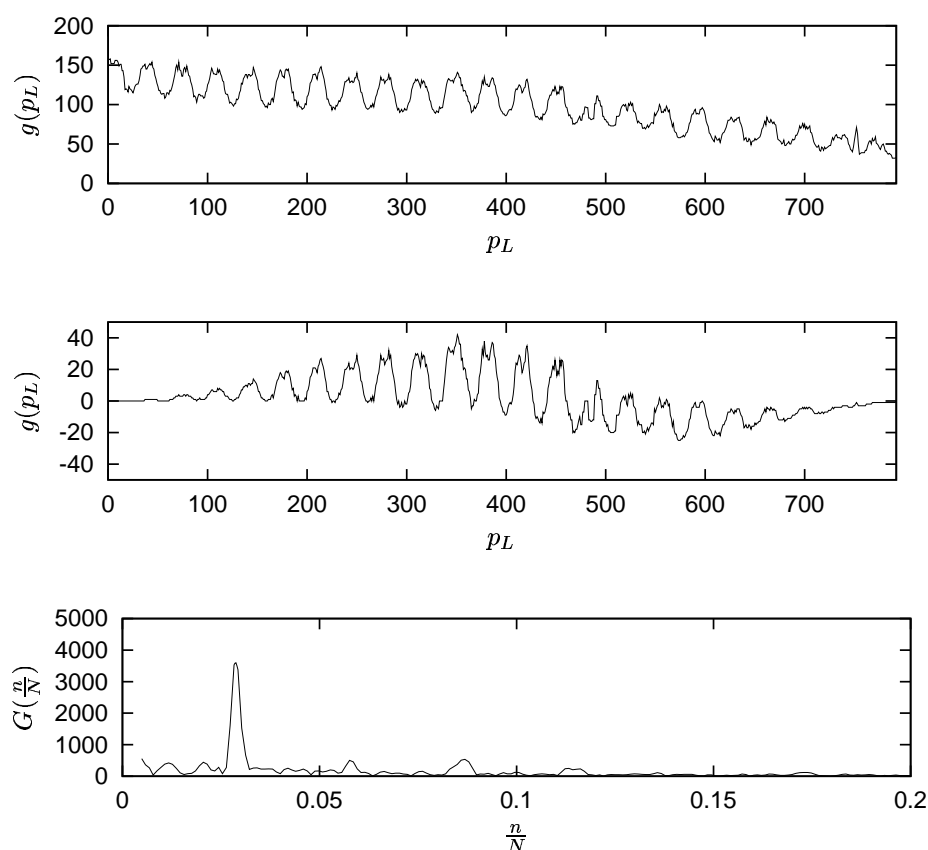


Bild 4.26: Grauwertverlauf entlang einer Geraden senkrecht zu den Streifen des Verdrehmoiré (oben), der gleiche Verlauf nach Überlagerung eines HANNINGfensters (Mitte) und Betrag der Fouriertransformierten dieses Verlaufs (unten)

Die Software berechnet den Streifenabstand mittels der beschriebenen Methode ständig neu und gibt dem Experimentator zu erkennen, in welche Richtung das Referenzraster geschwenkt werden muss, bis die Lage gefunden ist, die eine bestmögliche Symmetrie darstellt. Der Benutzer folgt also den Anweisungen des Programms beim Ausrichten des Rasters. Das im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Verfahren zur Ausrichtung des Referenzrasters wäre damit auch vollständig automatisierbar, indem man die Anordnung um ein geeignetes, vom Bildverarbeitungssystem angesteuertes, Stellglied (z. B. einen Schrittmotor) erweitert, über das sich das Referenzraster rotieren lässt.

Zur diskreten Fouriertransformation (DFT) sei noch erwähnt, dass die Berechnung in dem entwickelten Bildverarbeitungsprogramm nicht direkt nach Gl. (4.35) erfolgt, sondern über einen Algorithmus nach der Methode FFT (Fast Fourier Transform). Die FFT ist ein schneller Berechnungsalgorithmus für Ausdrücke der Form Gl. (4.35). Dabei unterscheidet sich die benötigte Rechenzeit zwischen der FFT-Berechnung und der direkten Berechnung von Gl. (4.35) speziell für große N erheblich, da die Anzahl durchzuführender Multiplikationen bei der direkten Berechnung mit N^2 , bei der FFT-Berechnung nur mit $N \ln(N)$ ansteigt. Dabei stellt die FFT keine Näherung für die

direkte Berechnung dar, sondern führt auf exakt das gleiche Ergebnis. Die Funktionsweise der FFT ist in vielen Büchern zur numerischen Mathematik beschrieben. Hier wurde die FFT nach dem Algorithmus von BRIGHAM [13] programmiert.

4.5.4 Aufnahme der Bilder

Die Isotheten werden durch einen Strahlteiler-Würfel beobachtet, der gleichzeitig dazu dient, das Feld gleichmäßig auszuleuchten. Als Lichtquelle kommt eine Halogen-Kaltlichtquelle zum Einsatz, wodurch die Glühlampe sich nicht in unmittelbarer Nähe der Vorrichtung befindet, wo sie möglicherweise durch elektrische Einstreuungen oder durch Wärmeentwicklung das Experiment stören könnte. Als Kamera wird die CCD-Kamera KODAK MEGAPLUS 1.4 mit einer Auflösung von 1024×1024 Bildpunkten und einer Grauwertauflösung von 256 Graustufen benutzt. Bei der Bilderfassungskarte handelt es sich um einen 32bit-Framegrabber vom Typ ITI IC-P-2M der Firma IMAGING TECHNOLOGY. Die Bilderfassungs- und Auswertesoftware wurde in der Entwicklungsumgebung MICROSOFT VISUAL C++ 6.0 programmiert.

Die Kamera wird mit einem telezentrischen Objektiv vom Typ VISIONMES 35/11/0,1 der Firma CARL ZEISS JENA benutzt. Durch den telezentrischen Strahlengang dieses Objektivs werden perspektivische Verzerrungen vermieden, die entstehen, wenn sich Objekt- und Referenzraster nicht genau in der gleichen Ebene befinden, bzw. wenn das Objektraster sich verwölbt und dadurch nicht mehr in allen Punkten in direktem materiellen Kontakt zum Referenzraster stehen kann. Nähere Informationen zur Bedeutung von telezentrischen Objektiven in der Bildverarbeitung geben HENTSCHEL und MÜLLER [50].

VOGEL und andere [133, 135] hatten Silikonöl¹⁵ als Immersionsflüssigkeit zwischen Referenz- und Objektraster benutzt, um die Bildverzerrungen zu mindern, die dadurch entstehen können, dass die Raster nicht an allen Punkten in direktem mechanischem Kontakt stehen können, da sich die Probenoberfläche auch out-of-plane verformt. Bei den hier vorgestellten Experimenten kann auf die Immersionsflüssigkeit zwischen den Rastern verzichtet werden, da sich gezeigt hat, dass ohne Immersionsflüssigkeit die Schärfe und der Kontrast der Bilder nicht signifikant schlechter sind.

Mit der beschriebenen Technik wird eine Bilderreihe zum Experiment aufgenommen. Dazu werden für jeden interessierenden Zeitpunkt nacheinander ein Strahlteilerwürfel mit horizontalem Linienraster und einer mit vertikalem Linienraster vor der Probe positioniert und mittels der digitalen Bildverarbeitung, wie in Abschnitt 4.5.3 beschrieben, ausgerichtet. Durch die Ausrichtung beider Raster ist sichergestellt, dass die Bilder bezüglich der sensitiven Richtung zueinander passen und zusammen ausgewertet werden dürfen. Zwei zusammengehörige Isothetenfelder (u- und v- Feld des annähernd gleichen Zeitpunktes) werden zeitlich dicht aufeinanderfolgend aufgenommen. Die Prüfmaschine läuft währenddessen mit sehr geringer Geschwindigkeit

¹⁵Silikonöl hat einen ähnlichen Brechungsindex wie Glas.

(0,01 mm/min) weiter, wobei die zwischen beiden Bildaufnahmen stattfindende Verformung vernachlässigbar gering ist.

Ein Beispiel für ein mit dem Isothetenverfahren erzeugtes Bildpaar ist in Bild 4.25 auf Seite 54 zu sehen. Es handelt sich um eine Konfiguration am Rand der Rissinitiierung, aufgenommen an einer homogenen Probe aus Stahl P265GH. Weitere Bilder finden sich in Kapitel 5.

5 Primäre experimentelle Ergebnisse

5.1 Allgemeine Erfahrungen

5.1.1 Belastungskurven

Es liegt unmittelbar nach jedem Experiment die Belastungskurve als Weg-/Kraftdiagramm sowie die Messwerte der Neigungssensoren, und der Potentialmessung vor. Die Belastungskurven in der Weg-Kraft-Form sind wenig aussagekräftig und werden hier nicht gezeigt. Im Folgenden werden Belastungskurven diskutiert, bei denen der Winkel α_s zwischen den Probenschenkeln als Verformungsparameter und das Biegemoment M_b als Lastparameter benutzt wird, wobei das Biegemoment gemäß Abschnitt 4.4.2 aus der Kraft und der Verformung berechnet wird.

Bild 5.1 zeigt exemplarisch jeweils eine Belastungskurve für die drei in dieser Arbeit untersuchten Fälle: Den Riss in den homogenen Materialien CuNi10 bzw. P265GH, sowie den Riss im Interface zwischen diesen Metallen. Allerdings muss zu diesen Kurven erwähnt werden, dass die Verläufe, da sie aus unterschiedlichen Proben stammen, nicht uneingeschränkt vergleichbar sind. Speziell unterscheiden sich die Risslängen zwischen den einzelnen Proben um bis zu 10%. Die Risslänge und damit die Länge des verbleibenden Ligaments beeinflussen wiederum die Höhe des erreichten Lastniveaus und den Moment der Rissinitiierung, ausgedrückt durch den Verformungsparameter α_s . Insofern sind die auftretenden Werte für M_b und α_s betragsmäßig nur in erster Näherung vergleichbar.

In Bild 5.1 ist zu erkennen, dass zwischen der homogenen Probe aus CuNi10 und der Probe mit Interface-Riss das Biegemoment betragsmäßig in etwa das gleiche Niveau erreicht. Der mit der Potentialmethode detektierte Rissinitiierungspunkt – in Bild 5.1 für alle drei Fälle durch je einen Pfeil markiert – tritt bei dem sehr duktilen Stahl erst bei einer großen Probenverformung von etwa $\alpha_s = 3,4^\circ$ ein, bei der Kupfer-Nickel-Legierung bei etwa $\alpha_s = 2,4^\circ$ und bei der Probe mit Grenzflächenriss schon bei etwa $\alpha_s = 1,7^\circ$ auf. Die Beobachtung, dass die Initiierung beim Interface-Riss schon bei geringerer globaler Probenverformung eintritt als bei den homogenen Materialien, deutet auf einen unterschiedlichen Rissausbreitungsmechanismus zwischen diesen beiden Fällen hin.

Nach dem jeweiligen Initiierungspunkt fällt der Biegemomentverlauf im Fall der homogenen CuNi10-Probe leicht und im Fall der Interface-Probe deutlich stärker ab,

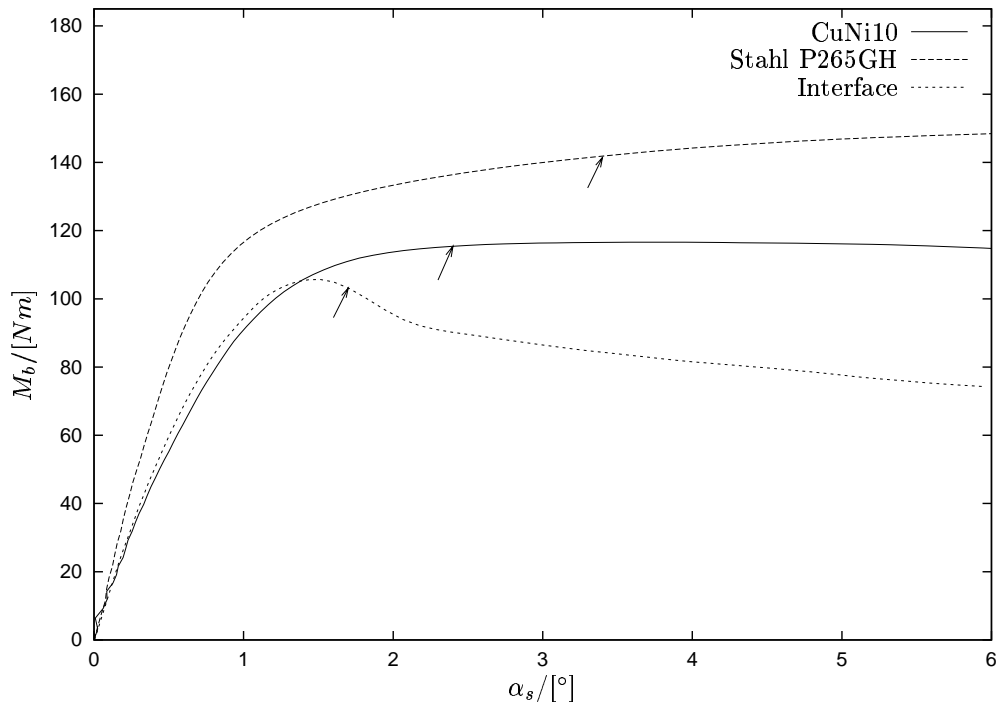


Bild 5.1: Belastungskurve: Biegemomentverlauf, aufgetragen über α_s als Verformungsparameter, für die homogenen Werkstoffe und die Probe mit Grenzflächenriss. Der mit der Potentialmethode ermittelte Punkt der Rissinitiierung ist jeweils durch einen Pfeil markiert.

was ebenfalls Unterschiede im Rissausbreitungsmechanismus vermuten lässt. Bei der Stahl-Probe steigt der Biegemomentverlauf auch nach der Rissinitiierung noch leicht an, obwohl in diesem Bereich definitiv ein Rissfortschritt vorhanden ist, der sowohl mit der Potentialsonde detektierbar als auch optisch erkennbar ist. Die Verfestigung des Werkstoffs gleicht den Abfall des übertragbaren Biegemoments durch die Verkleinerung des ungerissenen Ligaments folglich aus und lässt außerdem sogar eine gewisse Steigerung des Biegemoments nach dem Rissinitiierungspunkt und damit nach dem Beginn des Risswachstums zu. Wenn man die Belastung über den in Bild 5.1 dargestellten Bereich $0 < \alpha_s < 6^\circ$ hinaus fortsetzt, erreicht man bei $\alpha_s \approx 10^\circ$ den Punkt, an dem auch beim Stahl das Biegemoment wieder abfällt.

5.1.2 Rissausbreitung

Ein weiteres primäres Ergebnis bezieht sich auf die Ausbreitungsrichtung des Risses: Wenn eine Probe mit Grenzflächenriss bis über den Rissinitiierungspunkt hinaus belastet wird, kann der Riss entlang der Grenzfläche wachsen, er könnte sich aber auch in das homogene Material auf einer Seite des Interfaces hinein ausbreiten. Bei den hier untersuchten Interface-Proben bleibt der Grenzflächenriss grundsätzlich in der Grenzfläche, wenn man die Probe soweit belastet, dass ein Rissfortschritt eintritt. Diese Erfahrung deckt sich mit denen von TSCHEGG und anderen [127, 128, 129].

Die Autoren finden bei Untersuchungen an explosionsgeschweißten Verbundproben verschiedener Materialkombinationen, dass der wachsende Grenzflächenriss im Interface „gefangen“ zu sein scheint. Sie erklären diese Erscheinung damit, dass das festere Material der Materialpaarung beim Interface-Riss nur geringe Plastizität zeigt, denn das auftretende Spannungsniveau wird im Wesentlichen vom weniger festen Material bestimmt. Damit wird beim Rissfortschritt auf der Seite des festeren Materials nur wenig Energie dissipiert¹. Die plastische Zone bildet sich folglich primär auf einer Seite des Interfaces aus. Daher benötigt der Riss im Interface zur Ausbreitung weniger Energie, als ein Riss, der in das weichere homogene Material wandert, denn in diesem Fall wäre der Riss rings um die Rissfront von ausgeprägter Plastizität umgeben. Die gleiche Argumentation gilt für den angenommenen Fall, dass der Riss sich in das festere Material ausbreitet [129].

Auch ein Riss, dessen Spitze neben dem Interface liegt², tendiert nach TSCHEGG dazu, in das Interface hineinzulaufen. Die kritische Distanz, unterhalb derer ein Riss aus dem homogenen Material in das Interface hinein wächst, hängt dabei in der Praxis nicht nur von den elastisch-plastischen Eigenschaften der benutzten Materialien, sondern auch entscheidend von konkreten Eigenschaften der Schweißnaht ab [127]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bis auf eine Ausnahme nur Proben getestet, deren Ermüdungsanriss im Interface liegt. Die Risse blieben dabei auch im quasistatischen bruchmechanischen Experiment ausnahmslos im Interface. Das Gleiche gilt für die Ermüdungsrisse: Auch diese bleiben immer im Interface, solange die elektroerosive Starterkerbe schon im Interface liegt.

Es wurde nur eine Probe getestet, bei der die elektroerosiv gefertigte Starterkerbe etwa 1 mm neben dem Interface lag. Bei dieser Probe lief der eingeschwungene Ermüdungsanriss in erster Näherung parallel zum Interface. Im quasistatischen Experiment lief der Riss dann ebenfalls im Wesentlichen parallel zum Interface mit einer leichten Tendenz zum Interface hin und hätte bei einer weiteren Belastung das Interface wahrscheinlich erreicht.

Es werden hier in erster Linie solche Zustände analysiert, die den Zeitpunkt der Rissinitiierung kennzeichnen, bzw. solche Zustände, die Zeitpunkten kurz vor der Rissinitiierung zugeordnet sind. Der Zeitpunkt der Rissinitiierung ist im Verlauf des Potentialsondensignals erkennbar. Bild 4.22 auf Seite 47 zeigt den Verlauf des Potentialsignals und den mit der JOHNSONschen Methode dazu abgeschätzten Rissfortschritt. In der Kurve des Rissfortschritts ($a - a_0$) ist bei einem Winkel (Belastungsparameter) von etwa $1,0^\circ$ ein signifikanter Anstieg im Verlauf zu erkennen. Durch die gepunktete Linie ist der Rissfortschritt von $0,2 \text{ mm}$ gekennzeichnet, der bei einem Winkel von etwa $1,3^\circ$ liegt. Dieser Punkt wird in Materialprüfnormen (z.B. ASTM E 1737-96, [4]) oft als technisch relevanter Rissinitiierungspunkt betrachtet. Auch in dieser Arbeit liegt die Belastungsstufe, die als „Rissinitiierungspunkt“ bezeichnet

¹Man geht davon aus, dass beim Risswachstum in duktilen Materialien die zum Rissfortschritt benötigte Energie vorwiegend durch Plastizität dissipiert wird.

²In der englischsprachigen Literatur werden solche Risse als „sub-interfacial cracks“ bezeichnet.

wird, bei einer Rissverlängerung von etwa $0,2\text{ mm}$. Ein derartiger Kompromiss ist nötig, da sich wesentlich geringere Rissfortschritte nicht sicher detektieren lassen. Das maximale Biegemoment wird erst nach dem so erkannten Rissinitiierungspunkt erreicht, zu einem Zeitpunkt der schon durch einen erheblichen Rissfortschritt in der Größenordnung $\Delta a \approx 1\text{ mm}$ gekennzeichnet ist. Ab diesem Punkt fällt das Biegemoment ab. Ein lastgesteuertes Experiment (im Gegensatz zur hier benutzten weggesteuerten Vorgehensweise) würde ab dem Maximum der Belastungskurve zu instabilem Verhalten führen.

5.2 Isothetenfelder

Die in den vorausgegangenen Abschnitten 5.1.1 und 5.1.2 diskutierten primären Ergebnisse beziehen sich auf die Belastungskurven inklusive des mit der Potentialsonde detektierten Rissinitiierungspunktes und auf allgemeine Beobachtungen zum Verhalten der Risse nach der Rissinitiierung.

Zusätzlich zu den protokollierten Verläufen der globalen Versuchsparameter werden u- und v-Isothetenfelder festgehalten. Die Bilder werden während des zeitlich über mehrere Stunden ausgedehnten Experiments in regelmäßigen Abständen aufgenommen, so dass nach dem Experiment eine große Anzahl von 50–100 Bildern zur Verfügung steht. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit vorwiegend solche Bilder ausgewertet, die den kritischen Zustand am Rand der Rissinitiierung repräsentieren. In Bild 5.2 wird für beide homogenen Materialien und für die Probe mit Interface-Riss jeweils ein Bildpaar gezeigt, das diesen Zustand repräsentiert.

Beim Vergleich erkennt man, dass die beiden Bilder für die homogenen Proben in guter Näherung symmetrisch sind, während die Isothetenfelder der Probe mit Grenzflächenriss einen deutlich asymmetrischen Charakter aufweisen. Außerdem sind die Streifendichten in den Bildern unterschiedlich hoch, da der jeweils gezeigte Rissinitiierungszustand bei den drei Fällen mit unterschiedlich stark ausgeprägten Probendeformationen einhergeht, vergleiche Abschnitt 5.1.1. Die Probe mit Grenzflächenriss weist zum Zeitpunkt der Initiierung die geringste globale Probendeformation auf, was sich im Isothetenfeld in einer geringeren Streifen- und damit auch Informationsdichte widerspiegelt.

Für eine detaillierte Analyse der Streifenfelder wird eine systematische feldmäßige Aufbereitung der darin enthaltenen Informationen benötigt. Die dazu entwickelten Werkzeuge werden im folgenden Kapitel 6 beschrieben und diskutiert.

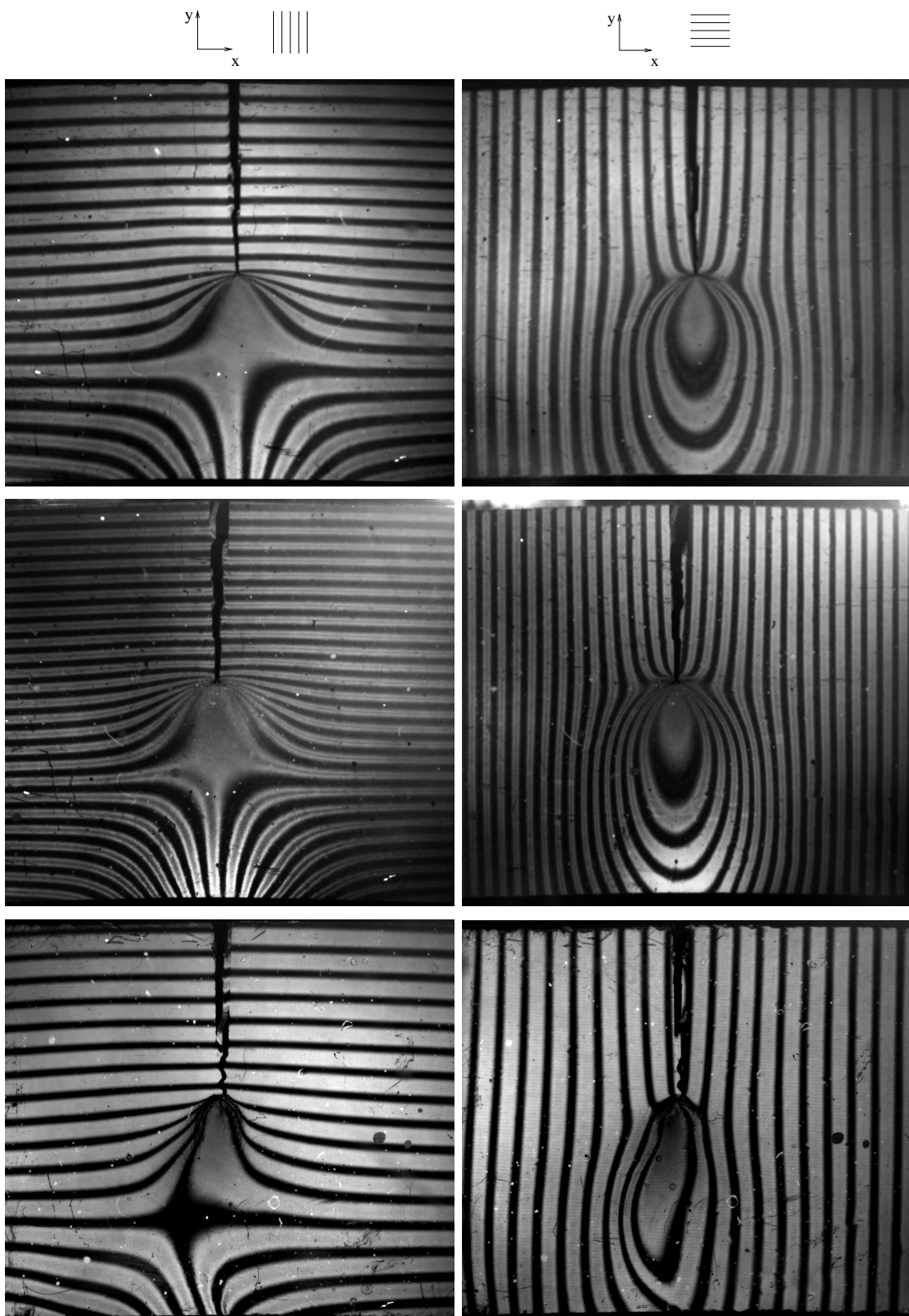


Bild 5.2: Für drei Experimente jeweils u- und v-Isothetenfeld: CuNi10 homogen (oben), Stahl P265GH homogen (Mitte), Interface CuNi10/P265GH (unten). Die Bilder beziehen sich auf den Initiierungszeitpunkt.

6 Analyse der experimentellen Verschiebungsfelder

6.1 Digitale Bildverarbeitung

Das geometrische In-plane-Moiré Verfahren wird am Institut für Mechanik in Chemnitz schon seit vielen Jahren angewendet. Die Auswertung der entstehenden Streifenfelder erfolgte dabei bislang ausschließlich manuell. Dazu werden Stützpunkte, die visuell beurteilt möglichst genau in der Streifenmitte¹ liegen, unter dem Messmikroskop anvisiert und ihre Koordinaten registriert.

In Zukunft soll die digitale Bildverarbeitung zur halbautomatischen Auswertung der Isothetenfelder benutzt werden. Die Motivation dazu ist sowohl eine Erhöhung der Genauigkeit als auch eine effizientere Bearbeitung gegenüber dem langwierigen manuellen Ausmessen. Dabei ist das Ziel ein Programmpaket, mit dem sich die Streifenfelder interaktiv auswerten lassen. Das bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Durchnummerierung der Streifen und damit die Zuordnung der Streifenordnungen durch den Benutzer erfolgt, das Finden der Linienverläufe und die exakte Ermittlung von Skelettlinienpunkten hingegen vom Bildverarbeitungssystem erledigt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit entstanden Algorithmen und Programme, mit deren Hilfe sich die beim geometrischen In-plane-Moiré entstehenden Isothetenfelder auswerten lassen. Die charakteristische Grauwertstruktur der mit diesem Verfahren erzeugten Streifen, die sich erheblich von der Grauwertstruktur interferometrisch erzeugter Streifen unterscheidet, findet dabei besondere Berücksichtigung.

6.1.1 Verfahren zur Erfassung von Isothetenfeldern

In der Literatur (z. B. [8, 42, 57, 65, 71, 83, 136]) findet sich eine Vielzahl verschiedener Ansätze zur Verarbeitung von Streifenfeldern. Die beschriebenen Verfahren lassen sich grob klassifizieren in:

- Phasen-Schieben: Methoden, die auf der Bestimmung der Phase des Streifenfeldes beruhen

¹Die geometrische Mittellinie eines Streifens wird auch als Skelettlinie bezeichnet.

- Methoden, die auf der Fouriertransformation basieren
- Skelettlinien-Methoden: Methoden, die nach den geometrischen Mittellinien der Streifen im Bild suchen

Das Phasen-Schieben [71, 83] eignet sich nach MORIMOTO [71] nur für Streifenfelder mit einem cosinusförmigen Intensitätsverlauf der Form

$$I(x, y) = I_0 \{1 + c \cdot \cos[\phi(x, y) - \alpha_i]\} . \quad (6.1)$$

I_0 : mittlere Intensität c : Kontrast

Darin hängt die Phase ϕ über die Grundgleichung des jeweiligen Messverfahrens, das die Streifen erzeugt, mit dem Streifenparameter zusammen und ist somit eine Funktion der zu messenden Größe(n).

Das Phasen-Schieben beruht auf der gleichzeitigen Auswertung mehrerer Bilder zu einer Konfiguration. Dabei unterscheiden sich die Bilder dadurch, dass die Phasen des Streifenfeldes um einen definierten Betrag verschoben sind. Ein übliches Auswerteverfahren ist das Vierpunktverfahren, das auf der Auswertung von vier Bildern beruht. Die Intensitätsfelder dieser Bilder werden hier mit $I_1(x, y) \dots I_4(x, y)$ bezeichnet. Den Bildern liegen beispielsweise die Referenzphasen $\alpha_1 = 0^\circ(I_1)$, $\alpha_2 = 90^\circ(I_2)$, $\alpha_3 = 180^\circ(I_3)$, und $\alpha_4 = 270^\circ(I_4)$ zugrunde. Der Phasenwert des Feldes ergibt sich dann aus der Vierpunktgleichung zu

$$\phi'(x, y) = \arctan \frac{I_2(x, y) - I_4(x, y)}{I_3(x, y) - I_1(x, y)} . \quad (6.2)$$

Alternativ kann man auch drei Bilder benutzen. Für die Referenzphasen könnte dann zum Beispiel $\alpha_1 = 45^\circ(I_1)$, $\alpha_2 = 135^\circ(I_2)$ und $\alpha_3 = 225^\circ(I_3)$ gelten. Dann ist die Auswertegleichung eine Dreipunktgleichung der Form

$$\phi'(x, y) = \arctan \frac{I_3(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_2(x, y)} . \quad (6.3)$$

Damit kann der Phasenwert $\phi'(x, y)$ zu einem beliebigen Punkt (x, y) ermittelt werden, wenn die Intensitäten der Bilder vorliegen. Bestimmt wird dabei jedoch nur der Bruchteil der Phase. Der vollständige Phasenwert ϕ wird im Allgemeinen um ein ganzzahliges Vielfaches von 2π verschoben sein:

$$\phi(x, y) = \phi'(x, y) + 2\pi \cdot N(x, y) \quad (6.4)$$

mit einer ganzzahligen Funktion $N(x, y)$

Der Wert von $N(x, y)$ wird auch als BIAS-Bild bezeichnet [83] und muss getrennt bestimmt werden: An den Stellen, an denen die arctan-Funktion einen Sprung und der Verlauf von ϕ' folglich eine Unstetigkeit hat, ändert sich der Wert von $N(x, y)$ um ± 1 .

Für hier benutzte geometrische Moiré ist das beschriebene Phasen-Schieben jedoch wenig geeignet: Einerseits entstehen beim Isothetenverfahren die Streifen nicht interferometrisch, sondern durch einen Mechanismus, der im Wesentlichen mit geometrischer Optik beschrieben werden kann und im Detail zusätzlich durch interferometrische Effekte beeinflusst wird. Daher wird ein Intensitätsverlauf erzeugt, der qualitativ von der cosinusförmigen Struktur nach Gl. (6.1) abweicht. Zusätzlich tritt in der Mitte der hellen Streifen oft ein Grauwertplateau auf oder ein etwas dunklerer Bereich, der von zwei hellen Streifen flankiert wird. Letztgenannter Effekt beruht auf nicht näher untersuchten Interferenzerscheinungen. Die beschriebene Grauwertstruktur ist in Bild 6.1 gezeigt: Auf der Skelettlinie eines hellen Streifens ist die Intensität geringer als etwas weiter außen. Ein weiteres Argument, das dagegen spricht, das Phasen-Schieben in Verbindung mit dem Isothetenverfahren zu benutzen, sind die mechanischen Schwierigkeiten, die es bereitet, das Referenzraster um einen genau definierten Bruchteil der Rasterteilung zu verschieben, wie es zur Erzeugung der verschiedenen Phasenparameter α_i erforderlich wäre.

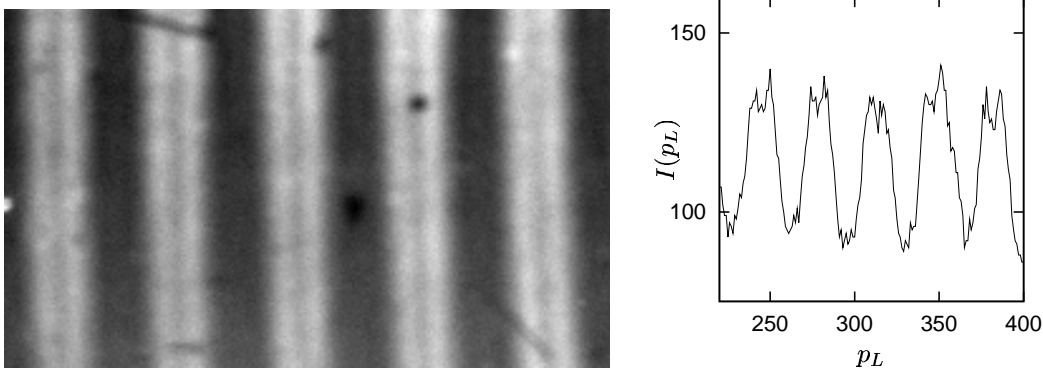


Bild 6.1: Vergrößerter Ausschnitt eines Isothetenfeldes (links) und Verlauf der Intensität längs eines Schnittes senkrecht zur Streifenschar (rechts)

Die Fouriertransformations-Methode [83, 57, 79] basiert auf der Auswertung der zweidimensionalen Fouriertransformierten eines einzigen Bildes. Diese Transformierte wird auf geeignete Art und Weise (tiefpass)gefiltert und das gefilterte Bild zurücktransformiert, wodurch ein Phasenbild berechnet werden kann. Auch bei diesem Verfahren wird also zunächst die Phasenlage ϕ' bestimmt, die aufgrund der un stetigen arctan-Funktion im Bereich $0 \cdots 2\pi$ liegt, später wird wie oben beschrieben der „Bias“-Wert N ermittelt. Für das geometrische In-plane-Moiré ist auch die Fouriertransformations-Methode nicht geeignet, da die theoretischen Grundlagen dieser Analyse methode von einer Grauwertverteilung der Form von Gl. (6.1) ausgehen.

Die Skelettlinien-Methoden suchen die geometrische Mittellinie eines Streifens und sind insgesamt am besten zur Auswertung von Isothetenfeldern des geometrischen In-plane-Moiré geeignet. Diese Verfahren lassen sich nach MORIMOTO [71] wiederum unterteilen in solche, bei denen die Skelettlinie durch stufenweises Ausdünnen („Fringe

Thinning“) von beiden Seiten aus eingegrenzt wird, und solche, bei denen der Verlauf der Skelettlinie durch Linienverfolgung („Fringe Tracking“) erfasst wird.

Algorithmen, die nach dem Prinzip des stufenweisen Ausdünnens arbeiten, z. B. [83, 89, 20], eignen sich wiederum in erster Linie für Streifenfelder mit möglichst cosinusförmiger Intensitätsverteilung. Zumindest muss man für diese Verfahren aber fordern, dass die Skelettlinie einen lokalen Extremwert bildet, was im Fall der Isotheten beim geometrische In-plane-Moiré nicht gegeben ist (s. o.). OSTEN [83] hält Verfahren, die nach diesem Prinzip arbeiten, nur für brauchbar, falls die Streifen die Forderung nach einem deutlichen Intensitätsmaximum auf der Skelettlinie zumindest in guter Näherung erfüllen, was für die Isotheten des geometrischen In-plane-Moiré nicht gilt.

Aus den genannten Gründen wird hier ein Linienverfolgungsalgorithmus benutzt. Da die von den meisten Verfahren produzierten Streifenscharen als cosinusförmige Intensitätsverteilung gemäß Gl. (6.1) darstellbar sind, setzen sich die Literatur und die kommerziell verfügbaren Programmpakete weitgehend mit den anderen Verfahren und nur periphär mit der Linienverfolgung auseinander. Aufgrund der geschilderten Besonderheiten des hier vorliegenden Problems, speziell wegen der Grauwertstruktur der vom Isothetenverfahren erzeugten Bilder, werden hier keine kommerziellen Algorithmen und Programme, sondern ausschließlich selbst erstellte benutzt. Die Funktionsweise wird in Abschnitt 6.1.3 beschrieben. Vor der Suche nach den Mittellinien ist es sinnvoll, die Bilder zunächst zu filtern.

6.1.2 Filterung der Bilder

Experimentelle Streifenfelder sind grundsätzlich mit Störungen behaftet. Diese stammen aus Imperfektionen der überlagerten Raster, aus ungleichmäßiger Beleuchtung und aus Eigenschaften der abbildenden Optik sowie des CCD-Chips. Eine weitere praktisch bedeutsame Störungsursache stellen Schmutz- und Staubpartikel dar, die sich in der Praxis nicht vollständig entfernen lassen. Bild 4.25 auf Seite 54 zeigt zwei Isothetenfelder im unbearbeiteten Zustand. Trotz der erheblich verkleinerten Darstellung sind einige Fehlerstellen deutlich zu erkennen.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Bilder von solchen Störungen zu befreien. Dabei entsteht grundsätzlich ein gewisser Informationsverlust gegenüber dem Originalbild. Daher wird man eine solche Filterungsmethode wählen, die möglichst wenig von den später aus dem Bild zu extrahierenden Informationen verfälscht und gleichzeitig möglichst effektiv unerwünschte Störungen aus dem Bild entfernen kann.

Die einfachste Möglichkeit zur Bildfilterung sind lineare Nachbarschaftsfilter [42, 45]. Dabei berechnet sich der neue Wert eines jeden Pixels über eine Matrix, die Bewertungsfaktoren für die Pixel der Nachbarschaft enthält. Im einfachsten Fall enthält die Matrix gleiche Bewertungsfaktoren für alle Nachbarschaftspixel: Der neue Grauwert ergibt sich dann als Mittelwert aller Pixel in einer definierten Nachbarschaft des jewei-

ligen Pixels. Eine Variante dieser Methode stellt der Medianfilter dar, bei dem statt des arithmetischen Mittelwertes der Grauwerte benachbarter Pixel der Medianwert² benutzt wird.

Mit den beschriebenen einfachen Nachbarschaftsfiltern benötigt man allerdings eine relativ große Nachbarschaftsmaske, um Störungen wirkungsvoll zu beseitigen. Auf der anderen Seite hat das Arbeiten in Bereichen mit großer Streifendichte den Nachteil, dass die Information über die Lage der Streifenmitte erheblich verfälscht wird.

YU [141] schlägt zur Filterung experimenteller Streifenfelder einen „Spinfilter“ vor. Dieser unterscheidet sich vom einfachen Nachbarschaftsfilter dadurch, dass die Mittelung hier nicht über eine symmetrische Nachbarschaft rund um den betrachteten Pixel erfolgt, sondern stattdessen die Orientierungsrichtung des Streifenfeldes berücksichtigt wird. Es werden dann bei der Median- oder Mittelwertbildung die Grauwerte berücksichtigt, die auf einer Geraden durch den betrachteten Pixel in der Tangentenrichtung (Trajektorienrichtung) des Streifenfeldes in diesem Punkt liegen.

Das Feld der Trajektorienrichtungen muss folglich bestimmt werden, bevor das Bild gefiltert werden kann. Dazu wird für jeden Punkt des Bildes ein Satz von 16 geraden Linien³ untersucht, die sämtlich durch den betrachteten Punkt führen und sich in ihrer Richtung unterscheiden. Dabei decken die 16 Richtungen das Spektrum von 180° ab; da der Richtungssinn nicht im Trajektorienfeld enthalten ist, macht es keinen Sinn, Richtungen im Bereich bis 360° zu definieren. Die Grauwertverteilung längs aller betrachteten Richtungen wird anschließend analysiert, indem die Standardabweichungen aller auf der Geraden liegenden Pixel vom gemeinsamen Mittelwert berechnet wird. Dabei ist die Richtung, die am ehesten der Trajektorienrichtung entspricht, durch ein Minimum der Standardabweichung gekennzeichnet, während die Richtung senkrecht dazu ein erheblich größeres Spektrum verschiedener Grauwerte enthält und folglich eine große Standardabweichung liefert. Die Länge der untersuchten Linien ist einer der Parameter, welche die Qualität des berechneten Richtungsfeldes bestimmen. Es ist für diesen Filterparameter ein Kompromiss zu suchen, der Fehlerstellen wirkungsvoll beseitigt und die Bildinformationen nicht signifikant verfälscht. Dabei ist die Struktur der zu analysierenden Bilder und deren Imperfektionen zu berücksichtigen.

Nachdem das beschriebene Verfahren zum Finden der Trajektorienrichtung für jeden Bildpunkt und seine Nachbarschaft durchgeführt wurde, steht ein erstes Ergebnis für das Richtungsfeld fest. Allerdings ist das Feld der Trajektorienrichtung noch veräuscht: In Punkten, die im Bereich von Bildimperfektionen liegen, kann die Strei-

²Der Medianwert wird ermittelt, indem alle zu mittelnden Werte zunächst in monoton ansteigender Reihenfolge sortiert werden. Der in der Mitte liegende Wert der so entstehenden Reihe (bei einer ungeraden Anzahl von Werten), bzw. der Mittelwert der beiden Werte, die gemeinsam die Reihenmitte bilden (bei einer geraden Anzahl von Werten) ist der Medianwert aller Werte. Einzelne „Ausreißer“ beeinflussen den Medianwert im Gegensatz zum arithmetischen Mittelwert nicht.

³YU arbeitet nur mit 8 Richtungen.

fenrichtung mit dem beschriebenen Verfahren nicht immer richtig erkannt werden. Eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgreich getestete Erweiterung des von YU vorgeschlagenen Algorithmus, die dieses Problem löst, besteht darin, das Feld der Streifenrichtungen einer Filterung zu unterziehen, die als Nachbarschaftsfilter wirkt. Es wird also bei der hier vorgestellten Filtermethode zunächst das Rauschen des gefundenen Richtungsfeldes geglättet. Es zeigt sich, dass die Nachbarschaftsmaske durchaus relativ groß gewählt werden darf (etwa 11×11 oder 13×13 Pixel), da die Streifenrichtungen in der Praxis vorkommender Isothetenfelder selbst nur einen schwachen Gradienten aufweisen und damit leicht vom Rauschen des Richtungsfeldes zu trennen sind. Als Beispiel zeigt Bild 6.2 einen Ausschnitt aus einem Isothetenfeld. In einigen Punkten sind die gefundenen Tangentenrichtungen durch kurze Linien eingezeichnet. Es liegt für jeden Pixel des Bildes ein Wert für die Trajektorienrichtung vor.

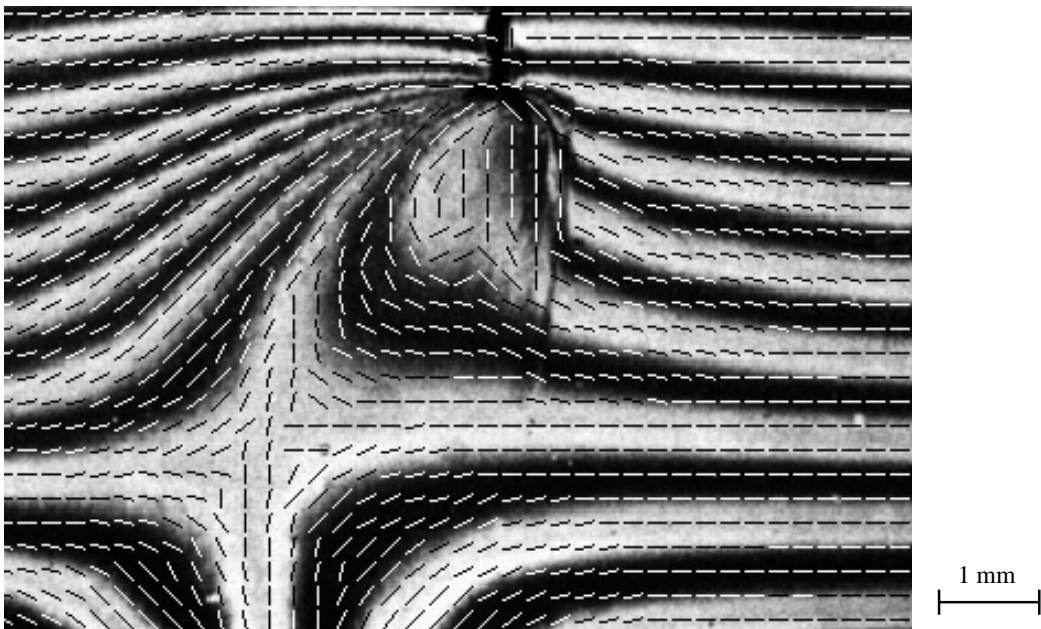


Bild 6.2: Vergrößerter Ausschnitt aus einem Isothetenfeld mit eingezeichneten Trajektorienrichtungen in einigen Punkten

Der Grauwert wird dann für jeden Pixel des Bildes neu berechnet, wobei die Grauwerte längs einer in Trajektorienrichtung durch diesen Pixel verlaufenden Strecke benutzt werden. Die Länge dieser Strecke ist dabei ein wichtiger Parameter des Filterungsvorgangs, ähnlich wie die Größe der Maske beim einfachen Nachbarschaftsfilter. Die Verarbeitung der Grauwerte aller beteiligten Pixel kann nach dem Median- oder Mittelwertprinzip erfolgen. Außerdem besteht die Möglichkeit, ein Bild einfach oder mehrfach nacheinander zu filtern. Die Wirkung verschiedener Kombinationen von Filterparametern wurde getestet, um zu bewerten, mit welchen Parametern man speziell für die hier vorliegenden Isothetenfelder zu guten Ergebnissen kommt. Es hat sich gezeigt, dass die zweimalige Anwendung des Filters gute Ergebnisse bringt,

wobei im ersten Filterungsdurchlauf der Median- und im zweiten Durchlauf der Mittelwertfilter benutzt wird.

Für eine genauere Betrachtung der Vor- und Nachteile der hier getesteten Filtermethode wird die Wirkung des Filters auf ein Testbild untersucht. Bild 6.3 auf Seite 71 zeigt ein synthetisch erzeugtes Testbild, auf das verschiedene Filteralgorithmen angewandt wurden. Das Bild besteht aus konzentrischen Kreisen, wobei die radiale Helligkeitsverteilung cosinusförmig ist. Ähnliche Testbilder wurden von JÄHNE [57] zum Testen verschiedener Bildbearbeitungsalgorithmen benutzt. Der Abstand der Kreise nimmt nach außen hin ab. Zusätzlich enthält das Bild einige zufällig verteilte kreis- und linienförmige Störungen, die in Position, Grauwert und Größe zufällig verteilt sind. Allerdings ist die Verteilung bezüglich der vier Quadranten symmetrisch, so dass sich in allen vier Quadranten vor der Filterung die gleichen Störungen befunden haben.

Die Quadranten dienen dazu, die unterschiedliche Wirkung der genannten Filtermethoden zu untersuchen. Zwei der vier Quadranten sind als Referenz im ungefilterten Zustand belassen, die anderen beiden Quadranten sind mit dem beschriebenen Spinfiler bzw. mit einem einfachen (ungerichteten) Medianfilter behandelt. Dabei kommen folgende Filterparameter zum Einsatz:

- Beim Spinfiler: Zunächst ermitteln der Tangentenrichtungen und zweifache Mittelung dieses Orientierungsfeldes, anschließend gerichtete Filterung des Bildes – zunächst mit einem gerichteten Medianfilter über eine Länge von 15 Pixeln in Tangentenrichtung, schließlich erneute Filterung des Bildes mit einem Mittelwertfilter über eine Länge von ebenfalls 15 Pixeln in Tangentenrichtung.
- Beim ungerichteten Medianfilter: ungerichtete Mittelung nach dem Median-Prinzip über einen Bereich von 9×9 Pixeln.

Zunächst erkennt man, dass die Spinfilerung Störungen der hier getesteten Größe zuverlässig beseitigen kann: Die kleineren Störungen sind im oberen linken Quadranten nicht mehr auszumachen, lediglich wenige große und kontrastreiche Störungen sind mit dem Auge noch zu orten. Der Kontrast des Bildes bleibt nahezu unverändert.

Beim Quadranten rechts unten, welcher mittels des einfachen Nachbarschaftsfilters gefiltert ist, fällt als erstes auf, dass der Kontrast des Bildes erheblich geringer ist als der des ungefilterten Bildes. Die Wahl der Maskengröße 9×9 ist schon ein sehr hoher Wert für die hier vorliegenden Streifendichten. Die Anzahl der gemittelten Pixel ist dabei schon um den Faktor $\frac{9^2}{15} = 5,4$ höher als beim oben genannten gerichteten Filter, der eine Mittelung über 15 Pixel durchführt. Trotzdem vermag der einfache Nachbarschaftsfilter auch die kleineren Störungen nicht annähernd zu beseitigen. Ein brauchbarer Kompromiss der Filterparameter, der die Störungen weitgehend beseitigt, den Kontrast des Bildes jedoch nicht zu stark einschränkt, kann beim hier vorliegenden

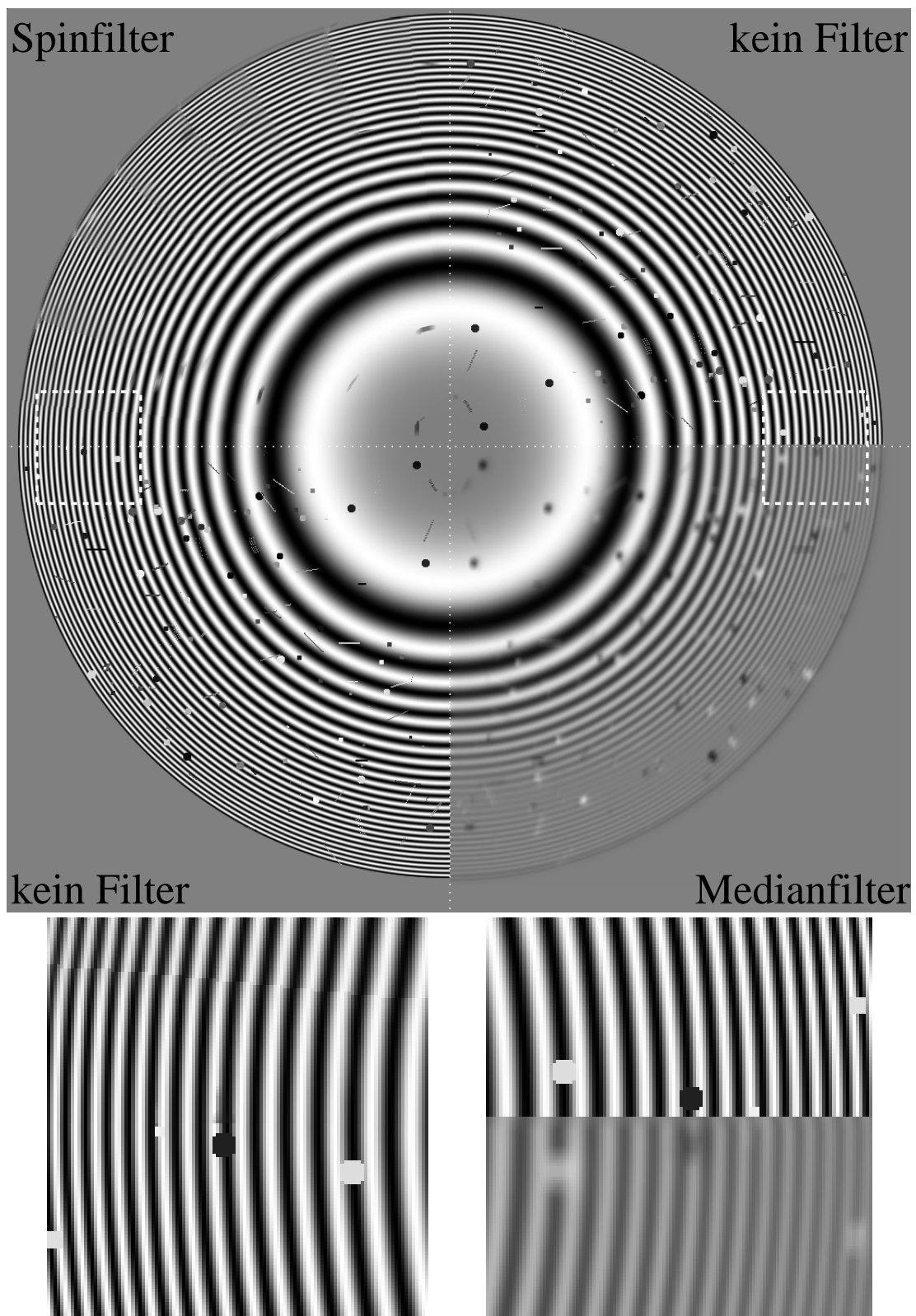


Bild 6.3: Testbild (1024×1024 Pixel) aus konzentrischen Ringen, das obere linke Viertel ist mit einem Spinfilter, das untere rechte Viertel mit einem ungerichteten Medianfilter gefiltert. Zwei Ausschnitte an den Bereichsübergängen sind vergrößert dargestellt.

Bild sowie bei den untersuchten Isothetenfeldern mit dem einfachen Nachbarschaftsfilter nicht gefunden werden. Dabei macht es keinen großen Unterschied, ob man den Filter als Median- oder Mittelwertfilter betreibt.

Ein Vorteil der Spinfilter-Methode wird bei Betrachtung der beiden vergrößerten Ausschnitte unten in Bild 6.3 auf Seite 71 erkennbar. Der rechte Ausschnitt stellt den Übergang zwischen einem ungefilterten Quadranten und dem ungerichtet gefilterten Quadranten im Bereich relativ kleiner Streifenabstände dar. Man sieht, dass bezüglich der Lage der Skelettlinien ein störender Effekt auftritt, wenn der Streifenabstand die gleiche Größenordnung hat wie der Bereich, über den der Filteralgorithmus mittelt: Die gefilterten Streifen weisen eine Phasenverschiebung gegenüber den ungefilterten Streifen auf, was bei Betrachtung der Übergangslinie deutlich wird: Während im Bereich großer Streifenabstände die Phasenverschiebung zwischen Originalbild und gefiltertem Bild nur ein sehr kleiner Bruchteil der Streifenbreite ist, kann es bei kleineren Abständen sogar zu einer Invertierung des Bildes, also zu einer Phasenverschiebung um eine halbe Streifenbreite kommen. Im links daneben gezeichneten Ausschnitt wird die Situation für den Spinfilter beleuchtet: Im Übergang zwischen ungefiltertem und gefiltertem Bereich lässt sich hier auch in der Vergrößerung keine Verfälschung der Phasenlage des Streifenmusters ausmachen.

Damit ist eine wichtige Anforderung an einen Filter für Moiréstreifenfelder erfüllt: Die Information solcher Felder liegt eben gerade in der genauen Lage der Streifenmitte, die durch eine Phasenverschiebung verfälscht würde. Der von YU vorgeschlagene Filteralgorithmus mit den hier präsentierten Verbesserungen bezüglich des Richtungsfeldes und mit den hier als geeignet ermittelten Parametern stellt eine leistungsfähige Methode zur Beseitigung von Imperfektionen aus den Isothetenfeldern dar, die – was die Beseitigung von Störungen betrifft – effektiv ist und gleichzeitig die später aus dem Bild zu extrahierenden Informationen wenig verfälscht.

Nachteilig im Gegensatz zu den verbreiteten einfachen Nachbarschaftsfiltern ist die erheblich verlängerte Rechenzeit, die zum größten Teil auf die Bestimmung des Orientierungsfeldes der Streifen und dessen Glättung entfällt. Auf einem PC mit 233 MHz Taktfrequenz beträgt die Rechenzeit des in VISUAL C++ implementierten Algorithmus etwa 10 Minuten zur Filterung eines einzigen Bildes mit 1024×1024 Bildpunkten.

Bild 6.4 demonstriert die Wirkung des beschriebenen Spinfilters auf ein reales Isothetenfeld.

6.1.3 Linienverfolgung

Linienverfolgungsalgorithmen erfahren in der Literatur nur geringe Aufmerksamkeit, denn die meisten experimentellen Verfahren liefern interferometrische Streifenfelder, für die sich aus den in 6.1.1 angegebenen Gründen die anderen Verfahren besser eignen als die Linienverfolgung. Dennoch findet man Autoren, die Linienverfolgung benutzen. GAUPP [40] schlägt einen einfachen Algorithmus vor, den er als Sternal-

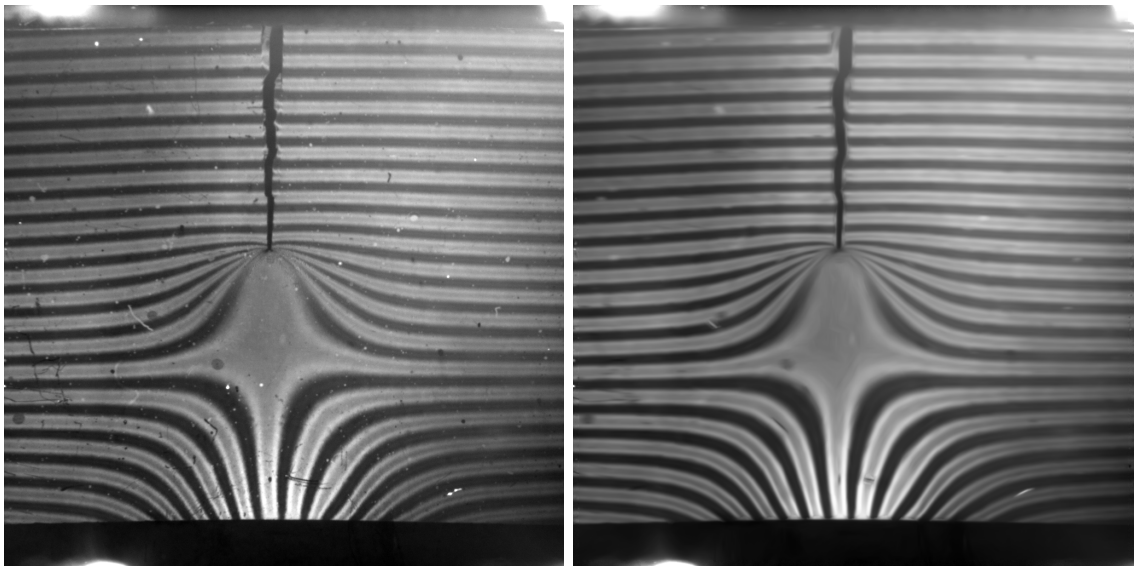


Bild 6.4: Das u -Isothetenfeld aus Bild 4.25 im ungefilterten Zustand (links) und zum Vergleich nach der Anwendung des beschriebenen Spinfilters (rechts)

gorithmus bezeichnet: Der Algorithmus läuft auf einer hellen Linie und sucht dabei, ausgehend vom derzeitigen Frontpunkt, den nächsten Punkt, indem er die Helligkeitsverteilung in verschiedenen möglichen Fortsetzungsrichtungen analysiert. Diese Grundidee wurde schon in [119, 122, 123] zur Entwicklung eines Algorithmus benutzt.

Die Verfolgung einer Linie beginnt in einem vom Benutzer vorgegebenen Startpunkt. Dort wird zunächst die Trajektorienrichtung des Streifens bestimmt, nach einem ähnlichen Verfahren wie in Abschnitt 6.1.2 beschrieben. Ausgehend von diesem Punkt wird die Linienverfolgung nacheinander zu beiden Seiten gestartet. Der Algorithmus verfolgt die Linie und untersucht, ausgehend vom jeweiligen Frontpunkt, mögliche Fortsetzungsrichtungen. Dazu ist es gelegentlich notwendig, mehrere Punkte als die unmittelbare Nachbarschaft des Frontpunktes zu betrachten. Der Umfang der betrachteten Punkte wird so lange radial erweitert, bis eine Richtung als optimale Fortsetzungsrichtung feststeht.

Bei derartigen Verfolgungsalgorithmen besteht das Problem, dass es gelegentlich vorkommen kann, dass der Algorithmus auf dem Streifen „umdreht“ und entlang des vorher schon identifizierten Verlaufs zurückläuft. Um das zu verhindern, lässt der Algorithmus nur solche Richtungen zu, die von den Richtungen der letzten Schritte nur um einen beschränkten Betrag abweichen. Dabei sind die zulässige Winkelabweichung und die Anzahl der Schritte, aus der die Ausbreitungsrichtung berechnet wird, Parameter des Algorithmus. Es wurde ohne Schwierigkeiten ein Parametersatz gefunden, der einerseits sicher verhindert, dass der Algorithmus entlang der bereits gefundenen Linie zurückläuft, und der andererseits den Algorithmus nicht daran hindert, der Krümmung der in der Praxis auftretenden Isotheten zu folgen.

Die Verfolgung endet, sobald der Algorithmus auf einen Bereich trifft, in dem keine Richtung mehr als Fortsetzungsrichtung identifiziert wird, z. B. wenn der Streifen in ein größeres Grauwertplateau mündet, oder wenn der Algorithmus den Bildschirmrand bzw. ein dunkles Gebiet erreicht.

Bild 6.5 (oben) zeigt einen Ausschnitt aus einem Isothetenfeld. Eingezeichnet ist der Pfad, den der Algorithmus gefunden hat. Man erkennt, dass der Algorithmus dem Verlauf der Isotheten folgen kann, dass jedoch die verfolgte Linie nicht genau in der Mitte des Streifens bleibt. Aufgrund der in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen Grauwertstruktur der vom Isothetenverfahren erzeugten Streifen läuft der Algorithmus meist seitlich versetzt von der Skelettlinie. Die in Bild 6.5 (oben) zu erkennenden „Knicke“ etwa in der Mitte der gefundenen Linienverläufe sind die vom Benutzer per Mausklick vorgegebenen Startpunkte, von denen aus der Algorithmus, nach Ermittlung der Streifenorientierung, in beide Richtungen mit der Linienverfolgung beginnt.



Bild 6.5: Ausschnitt aus einem gefilterten Isothetenfeld mit markiertem Verlauf der Linienverfolgung (oben) und mit identifizierten Stützpunkten in der Streifenmitte (unten)

Der Algorithmus findet also den Verlauf der Isothete, ausgehend von einem vom Benutzer ausgewählten Startpunkt. Die Nummerierung der Streifen führt der Algorithmus nicht selbsttätig aus. Es gilt im Allgemeinen als schwierig, einen Algorithmus zu finden, der automatisch geeignete Anfangspunkte auf den jeweiligen Streifen findet und der die Ordnungen der gefundenen Streifen selbsttätig durchnummeriert [20]. Das Anklicken der Startpunkte bereitet dem Benutzer der Software hingegen nur

wenig Arbeit. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer halbautomatischen Auswertung des Streifenfeldes.

6.1.4 Stützpunkte

Der in Abschnitt 6.1.3 beschriebene Algorithmus verfolgt eine Isothete, ausgehend von einem vorgegebenen Startpunkt, auf ihrer ganzen Länge. Dabei liegen die gefundenen Linienpunkte nicht unbedingt auf der Skelettlinie der Isothete. Der Verlauf kann außerdem durch kleine Grauwertschwankungen beeinflusst werden. Die erzielten Ergebnisse sind noch nicht als Skelettlinienverlauf brauchbar, sondern geben nur den Isothetenverlauf in erster Näherung wieder, wie in Bild 6.5 (oben) zu sehen ist. Im Folgenden wird ein Algorithmus beschrieben, der – ausgehend vom gefundenen Linienverlauf – entlang der Linie Stützpunkte auswählt und die Koordinaten der Punkte so optimiert, dass die Ergebnispunkte den Verlauf der Skelettlinie gut wiedergeben.

6.1.4.1 Ermitteln der Streifenbreite

Zunächst ist die Streifenbreite im zu optimierenden Punkt – im Sinne einer Abschätzung – numerisch zu bestimmen, da diese Information für die Berechnung der geometrischen Streifenmitte benötigt wird. Bild 6.6 zeigt einen Ausschnitt aus einer Isothetenschar. Die Streifenbreite wird nach folgendem Algorithmus abgeschätzt: Es werden verschiedene konzentrische Kreise um den geschätzten Mittelpunkt MP (Bild 6.6 links) hinsichtlich des mittleren Helligkeitswertes der auf ihrem Umfang liegenden Pixel untersucht. Nach diesem Verfahren ist die Abschätzung der Streifenbreite möglich, ohne die Orientierung des Streifens vorher zu bestimmen.

Wenn man näherungsweise eine analytische Helligkeitsverteilung der Form

$$I(x, y) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{y}{B} \right) \right] \quad (6.5)$$

annimmt, also äquidistante Streifen parallel zur x-Achse mit einem Streifenabstand von B , dann berechnet sich die mittlere Helligkeit entlang des Umfangs eines Kreises mit dem Radius r zu:

$$H(r) = \int_{\theta=0}^{2\pi} I(r, \theta) d\theta = \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{r}{B} \sin \theta \right) \right] d\theta \quad \text{mit } y = r \sin \theta \quad (6.6)$$

Gl. (6.6) führt auf:

$$H(r) = \pi \left[1 + J_0 \left(\frac{2\pi r}{B} \right) \right] \quad (6.7)$$

$$\text{mit } J_0(x) = \frac{1}{\pi} \int_{t=0}^{\pi} \cos(x \sin t) dt \quad (6.8)$$

$$\text{(Besselfunktion 1. Gattung, 0. Ordnung [17])} \quad (6.9)$$

Bild 6.6 (rechts) zeigt den Verlauf der Funktion Gl. (6.7). Es hat sich gezeigt, dass das Minimum bei $r/B \approx 0,608$ aus den experimentellen Feldern gut identifizierbar ist, obwohl die Grauwertverteilung hier nur in erster Näherung der angenommenen sinusförmigen Verteilung entspricht und obwohl der geschätzte Skelettlinienpunkt im Allgemeinen noch nicht genau in der Streifenmitte liegt.

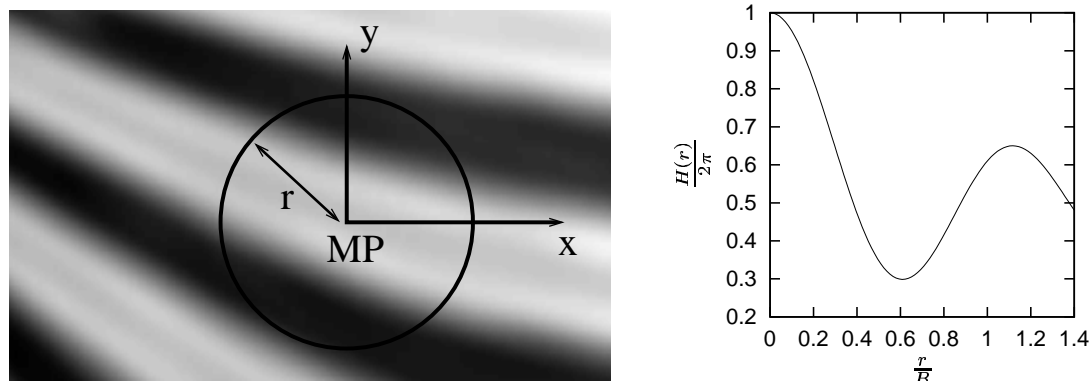


Bild 6.6: Links: Kreis um den geschätzten Mittelpunkt MP zur Abschätzung der Streifenbreite, eingezeichnet in einen Ausschnitt eines gefilterten Isothermenfeldes. Rechts: Funktion der über den Umfang gemittelten Helligkeit $\frac{H(r)}{2\pi}$, berechnet nach Gl. (6.7)

Die Streifenmitte wird also bestimmt, indem das Programm den Verlauf der mittleren Helligkeiten über den Umfang für verschiedene konzentrische Kreise um den geschätzten Skelettlinienpunkt berechnet und das erste Minimum des Verlaufs sucht. Der zu diesem gefundenen Minimum gehörige Radius r hängt über $r/B \approx 0,608$ mit der Streifenbreite B zusammen, so dass für B damit ein Schätzwert identifiziert ist.

6.1.4.2 Finden der optimierten Stützpunktkoordinaten

Die von der Linienverfolgung festgestellten vorläufigen Stützpunkte liegen nicht genau auf der Skelettlinie und müssen daher optimiert werden. Dazu wird für jeden Stützpunkt die im Folgenden beschriebene Prozedur durchlaufen.

Der zu optimierende Punkt wird von seiner geschätzten Lage aus um mehrere Pixel zu beiden Seiten hin auf einer Geraden verschoben, die senkrecht auf der Trajektorienrichtung⁴ des Streifens steht. Die Koordinate ξ beschreibt die Verschiebung in dieser Richtung und wird gemäß der in Bild 6.7 (links) eingezeichneten ξ -Achse definiert.

Für jeden Wert von ξ entsteht nun ein neues \bar{x} - \bar{y} -Koordinatensystem, in welchem nachfolgend eine Funktion definiert wird, die die Symmetrie um den angenommenen Ursprung, vorgegeben durch den jeweils angenommenen Wert von ξ , bewertet. In Bild 6.7 (links) ist mit durchgezeichneten Koordinatenachsen das \bar{x} - \bar{y} -Koordinatensystem

⁴Die Trajektorienrichtung wird zunächst wie in 6.1.2 beschrieben festgestellt.

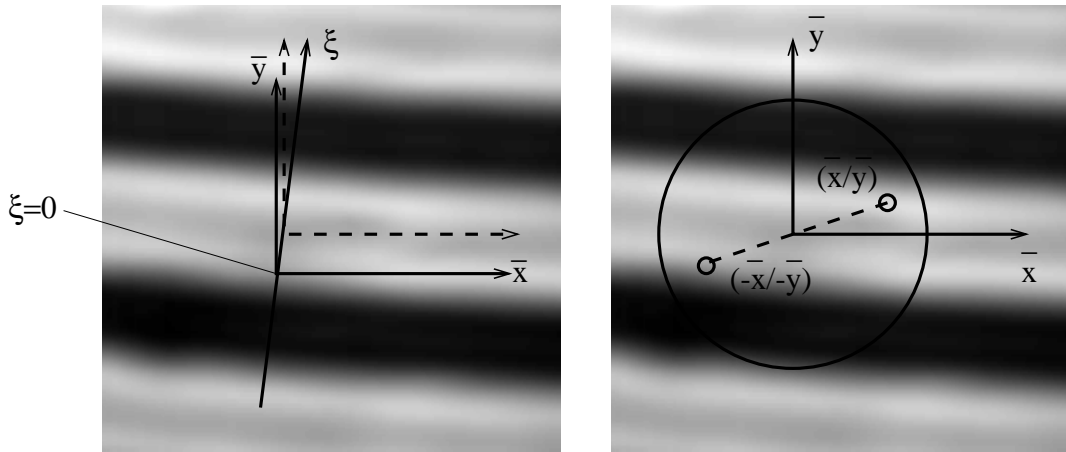


Bild 6.7: Richtung der Koordinate ξ (links) und zwei am angenommenen Streifenmittelpunkt gespiegelte Punkte (rechts)

ingezeichnet, das seinen Ursprung im nicht optimierten Stützpunkt hat, der auch hier von der geometrischen Mittellinie des Streifens abweicht, da der Linienverfolgungsalgorithmus eine Linie seitlich versetzt von der Skelettlinie verfolgt hat. Weiterhin ist in Bild 6.7 (links) mit der gestrichelten Linie ein Koordinatensystem eingezeichnet, welches in guter Näherung auf der Skelettlinie liegt. Diese Lage des Systems ist durch einen bestimmten (hier positiven) Wert $\xi = \xi_{opt}$ gekennzeichnet, der in der nachfolgend beschriebenen Berechnung zu identifizieren ist.

Die im Folgenden beschriebene Betrachtung wird für verschiedene Werte von ξ und damit für verschiedene Lagen des \bar{x} - \bar{y} -Koordinatensystems durchgeführt. Dabei bezeichnet

$$\mathcal{X}_i = I(\bar{x}_i, \bar{y}_i) \quad i = 1, \dots, n \quad (6.10)$$

die Intensitäten an den Koordinaten der im Gebiet des eingezeichneten Kreises mit dem Mittelpunkt $\bar{x} = \bar{y} = 0$ liegenden Punkte (Anzahl n), und

$$\mathcal{Y}_i = I(-\bar{x}_i, -\bar{y}_i) \quad i = 1, \dots, n \quad (6.11)$$

bezeichnet die Intensitäten an den Positionen, deren Koordinaten man für jedes i aus der Punktspiegelung der Position gemäß Gl. (6.10) enthält (siehe Bild 6.7 rechts). Ferner seien

$$\bar{\mathcal{X}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I(\bar{x}_i, \bar{y}_i) \quad (6.12)$$

$$\bar{\mathcal{Y}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I(-\bar{x}_i, -\bar{y}_i) \quad (6.13)$$

die über alle n gebildeten arithmetischen Mittelwerte der jeweiligen Größe.

Nun wird für verschiedene Werte von ξ und somit für verschiedene Lagen des (\bar{x}/\bar{y}) -Koordinatensystems jeweils die Funktion

$$c = \frac{\sum_i \{ [\mathcal{X}_i - \bar{\mathcal{X}}] \cdot [\mathcal{Y}_i - \bar{\mathcal{Y}}] \}}{\sqrt{\sum_i [\mathcal{X}_i - \bar{\mathcal{X}}]^2 \cdot \sum_i [\mathcal{Y}_i - \bar{\mathcal{Y}}]^2}} \quad (6.14)$$

berechnet, die ein Maß für den Grad der Punktsymmetrie der Umgebung des Punktes ist. Es handelt sich um eine Kreuzkorrelationsfunktion [99].

Funktionen der Art von Gl. (6.14) werden in der Bildverarbeitung z. B. zur Identifikation der Verschiebungsvektoren in der Grauwertkorrelationsanalyse benutzt [136]. Die Funktion drückt die Korrelation zwischen den \mathcal{X}_i und den \mathcal{Y}_i aus. Im hier betrachteten Fall stellen \mathcal{X}_i die Grauwerte aller zur Auswertung herangezogenen Punkte im \bar{x} - \bar{y} -Koordinatensystem dar, die Punkte \mathcal{Y}_i sind die Grauwerte der punktgespiegelten Koordinaten der \mathcal{X}_i . Wenn das angenommene \bar{x} - \bar{y} -Koordinatensystem (und damit der angenommene Ursprung, der hier als Spiegelpunkt dient) optimal in der Streifenmitte liegt, wird auch die Punktsymmetrie optimal und damit die Korrelation $c(\xi)$ maximal. In der hier benutzten Anwendung wird die Funktion also zur Bewertung der Punktsymmetrie angewendet. Der maximal mögliche Wert $c(\xi_{opt}) = 1,0$ wird in der Praxis im Allgemeinen nicht erreicht.

Die so gefundenen Punkte des Zusammenhangs $c(\xi)$ sind in Bild 6.8 (links) dargestellt. Man erkennt, dass die Korrelationsfunktion im Bereich der tatsächlichen Streifenmitte nahezu den Wert 1,0 erreicht. Allerdings liegen die Daten nur als diskrete Punkte im Abstand von einem Pixel vor. Es hat sich gezeigt, dass die Lage der Pixel in der Nähe des Maximums von $c(\xi)$ in guter Näherung durch eine quadratische Parabel beschrieben werden kann. Der Algorithmus passt daher in der Umgebung des Punktes maximaler Korrelation die Parameter einer quadratischen Parabel der Form

$$c_p(\xi) = A_\xi \cdot (\xi - \xi_{opt})^2 + c_0 \quad (6.15)$$

an die Messpunkte an. Die Freiwerte der Ansatzfunktion Gl. (6.15) sind A_ξ , ξ_{opt} und c_0 . Sie werden mit einem Least-Squares-Kriterium (Methode der zu minimierenden Fehlerquadratsumme) in Verbindung mit einem Algorithmus, der den Parameter-raum abtastet, identifiziert. Die Identifikation bereitet keine Konvergenzprobleme, da der Verlauf $c(\xi)$ – aufgrund der Grauwertstruktur eines gefilterten Bildes sowie der Mittelung über viele Pixel – bei realen Isothetenfeldern stets ein einziges und deutlich identifizierbares Maximum aufweist. Der Schnittpunkt der ξ -Achse mit der Skelettlinie der Isothete gemäß Bild 6.7 liegt bei $\xi = \xi_{opt}$. Aus diesem Wert und der bekannten Richtung der ξ -Koordinate kann der Vektor berechnet werden, der zu dem ursprünglich angenommenen Skelettlinienpunkt addiert werden muss, um die Koordinaten des optimierten Stützpunktes zu erhalten. Die Koordinaten stehen dann wegen der oben beschriebenen Bestimmung von ξ_{opt} mit Subpixelgenauigkeit fest: Der identifizierte parabelförmige Verlauf weist ein Maximum auf, dessen Lage die Symmetrie der benutzten Stützpunkte genau charakterisiert. Die ermittelten

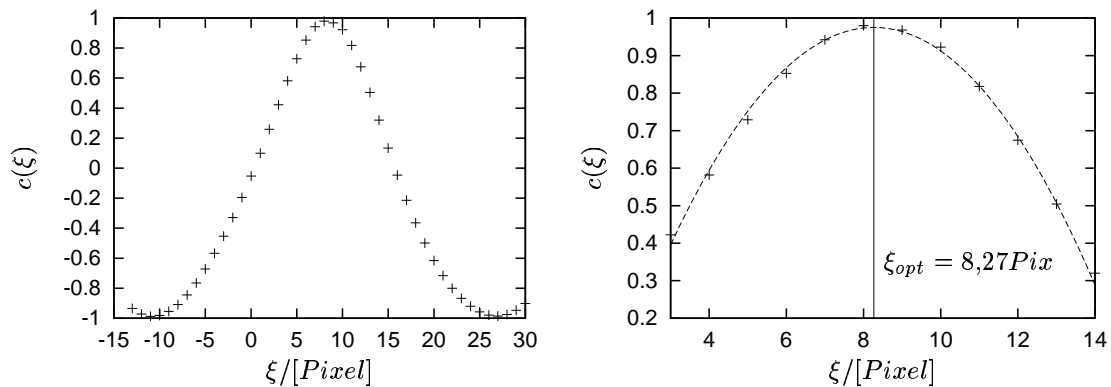


Bild 6.8: Punkte der Korrelationsfunktion $c(\xi)$ und identifizierter Verlauf im Bereich des Maximums mit quadratischem Ansatz

Stützpunkte werden für die weitere Bearbeitung mit Subpixelgenauigkeit gespeichert. Um die Ergebnispunkte zur optischen Beurteilung in das Bild einzeichnen zu können, werden die Koordinaten auf ganze Pixel gerundet.

Da die Methode über eine große Anzahl an Pixeln integriert, wirken sich einzelne lokale Störungen, die auch im gefilterten Bild noch in abgeschwächter Form enthalten sind, kaum auf die identifizierten $c(\xi)$ -Werte aus. Daher ergibt sich grundsätzlich ein rauscharmer Verlauf der Funktion $c(\xi)$. Das Maximum der Korrelation kann sicher identifiziert werden. Bild 6.5 auf Seite 74 zeigt im unteren Bildteil einige der gefundenen Stützpunkte. Der Abstand, den die Stützpunkte haben sollen, kann dem Algorithmus vorgegeben und an die Streifenbreite gekoppelt werden, so dass in Bereichen mit hohen Streifendichten, hier zum Beispiel in der Nähe der Riss Spitze, die Stützpunkte auf der Linie näher beieinander liegen. Möglich ist auch die Bestimmung äquidistanter Stützpunkte, wie in Bild 6.5 zu sehen ist.

6.2 Approximation der Verschiebungsfelder

Die oben beschriebenen Algorithmen der digitalen Bildverarbeitung finden in der Ebene eine Reihe von Punkten bekannter Isothetenordnungen. An jedem Stützpunkt ist damit eine Komponente des Verschiebungsvektors bekannt. Das gilt sowohl für das u - als auch für das v -Isothetenfeld. Dabei liegen die Werte für u - und v -Verschiebungen im Allgemeinen an unterschiedlichen Punkten vor, da die u - und v -Stützpunkte als Skelettlinienpunkte aus unterschiedlichen Bildern ermittelt werden.

Für die Weiterverarbeitung und Visualisierung des Verschiebungsfeldes und für die Berechnung der Verzerrungen ist es erforderlich, aus den diskret vorliegenden Verschiebungsinformationen ein geschlossenes und stetiges Verschiebungsfeld zu konstruieren. Dazu müssen die Parameter geeigneter Ansatzfunktionen an die vorliegenden Messwerte angepasst werden.

Dieses Problem wurde bereits von BOHNSACK [10, 11] bearbeitet, der eine Weiterentwicklung des Algorithmus von FENG und ROWLANDS [35] benutzt, um die Verschiebungsfelder aus diskreten Stützpunkten zu approximieren. Die von BOHNSACK vorgestellte Methode wird auch in dieser Arbeit mit einigen Veränderungen und Erweiterungen benutzt und soll im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Die Methode benutzt ebene FEM-Modelle zur Approximation. Dabei werden die Freiwerte so bestimmt, dass das Modell die vorgegebenen Verschiebungsmesspunkte optimal approximiert. Es handelt sich um eine rein geometrische Aufgabe, die ohne Modellierung des Materialverhaltens auskommt. Es wird also keine FEM-Berechnung durchgeführt, die als Zielfunktional einen Ausdruck für das Gleichgewicht (z. B. das Prinzip der virtuellen Arbeiten) hat, sondern das FEM-Modell wird zur geometrischen Approximation benutzt.

Zum Einsatz kommen hier isoparametrische 8-Knoten-Viereckelemente [108] mit Ansätzen für die u- und v-Verschiebungen. Bild 6.9 zeigt ein solches Element mit eingezeichneter Knotennummerierung und dem elementeigenen $\xi - \eta$ -Koordinatensystem. Es werden bei diesem Elementtyp Ansatzfunktionen der SERENDIPITY-Klasse benutzt, die entlang der vier Elementränder $\xi = \pm 1$ und $\eta = \pm 1$ quadratische Verläufe besitzen. Es kommt im Gebiet der biquadratische Term der Form $\xi^2\eta^2$ nicht vor. Dadurch ist der Ansatz durch die Freiwerte an den acht Knoten bestimmt, im Gegensatz zum vollständigen biquadratischen Ansatz eines ebenen Elementes der LAGRANGE-Klasse, welcher neun Freiwerte besitzt.

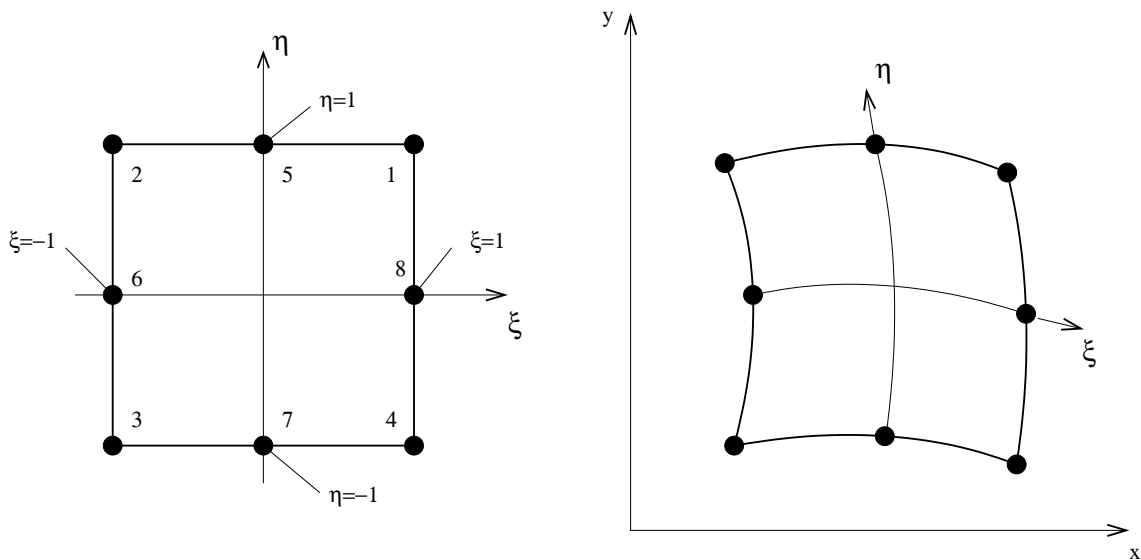


Bild 6.9: Ebenes isoparametrisches 8-Knoten-Element (mit Seitenmittelknoten)

Die Ansatzfunktionen werden bei isoparametrischen Elementen einerseits zur Darstellung der Ansatzfunktionen im Element – die Ansätze werden hier für das Verschiebungsfeld im Element gemacht – benutzt, andererseits wird auch die Form der Elementränder und damit die Übersetzungsvorschrift zwischen den globalen $x - y$ -

Koordinaten und den elementeigenen $\xi - \eta$ - Koordinaten durch diese Ansätze ausgedrückt. Dadurch ergeben sich rechentechnische Vorteile. Die Elemente dieses Typs können damit krummlinige Elementübergänge und Außenkonturen modellieren, soweit diese durch die quadratischen Ansatzfunktionen auf den Elementrändern darstellbar sind.

Das FEM-Modell zur Approximation der Verschiebungsfelder kann nun mit einem beliebigen Preprocessor erstellt werden, der die isoparametrischen 8-Knoten-Viereckelemente unterstützt⁵. Das FEM-Modell stellt die Ansätze für die Verschiebungen bereit, wobei die Freiwerte die u- und v-Verschiebungen an den Knoten sind. Die Freiwerte des Modells sind nun so zu bestimmen, dass die von der digitalen Bildverarbeitung festgelegten Skelettlinienpunkte bekannter Verschiebungen optimal approximiert werden. Wenn der i -te Messpunkt die Koordinaten x_i, y_i und den vorgegebenen u-Verschiebungswert u_i hat, dann sind die Parameter der Ansatzfunktion $\tilde{u}(x, y)$, so zu bestimmen, dass das Funktional

$$\Phi = \sum_{i=1}^{n_p} (\tilde{u}(x_i, y_i) - u_i)^2 \quad (6.16)$$

minimiert wird. In Gl. (6.16) werden die quadratischen Abweichungen zwischen den vorgegebenen Verschiebungswerten an allen Stützpunkten und den vom FEM-Modell dargestellten Werten an den gleichen Positionen über alle Stützpunkte aufsummiert.

BOHNSACK erweitert das Funktional Gl. (6.16) noch um zwei weitere Terme, die zur Regularisierung des Systems benutzt werden:

$$\begin{aligned} \Phi = & \sum_{i=1}^{n_p} (\tilde{u}(x_i, y_i) - u_i)^2 \\ & + \gamma_1 \sum_{i=1}^{n_e} \left[G_i \int_{G_i} (\tilde{u}_{,xx}^2 + 2\tilde{u}_{,xy}^2 + \tilde{u}_{,yy}^2) dG_i \right] \\ & + \gamma_2 \sum_{r=1}^{n_r} \left[l_r \int_{l_r} (\tilde{u}_{I,n} - \tilde{u}_{II,n})^2 dl_r \right] \end{aligned} \quad (6.17)$$

Der zweite Term in Gl. (6.17) beeinflusst die Parameteridentifikation dahingehend, dass die in den Elementen auftretenden Krümmungen minimiert werden: Es werden die Krümmungen in allen n_e Elementen des Modells jeweils über das Elementgebiet G_i integriert und das Ergebnis mit der Fläche des Elements multipliziert. Durch letztgenannte Maßnahme wird erreicht, dass in Bereichen hoher Elementdichte (und damit kleiner Elementgröße) die auftretenden Krümmungen schwächer bewertet werden. Der Hintergrund ist, dass man das Netz in solchen Bereichen verfeinern wird, in denen große Gradienten zu erwarten sind. In solchen Bereichen werden durch

⁵Hier wird ANSYS 5.5.3 [100] benutzt.

die Wichtung mit dem Faktor G_i höhere Krümmungen bei der Approximation ermöglicht. Insgesamt bewirkt der zweite Term, dass ein oszillierendes Verhalten der Funktionsverläufe zwischen den Stützpunkten bei der Berechnung der Fehlerquadratsumme „bestraft“ wird und somit den Wert von ϕ erhöht. Eine solche Maßnahme zur Verminderung der auftretenden Krümmungen wird auch von FENG und ROWLANDS [35] vorgeschlagen.

Der dritte Term in Gl. (6.17) dient zur Glättung an den Elementübergängen und wurde von BOHNSACK vorgeschlagen. Es wird über alle n_r Ränder integriert, die zwischen zwei Elementen liegen (also nicht über die Außenränder des Modells). Im Integrand steht die quadratische Differenz zwischen den Gradienten $\tilde{u}_{I,n}$ und $\tilde{u}_{II,n}$, worin sich die Indizes I bzw. II auf die beiden Elemente beziehen, die an der jeweiligen Elementgrenze liegen. Die Richtung der Ableitung (Index n) ist dabei senkrecht zur Elementgrenze. Der dritte Term der Gl. (6.17) beinhaltet somit die Forderung nach stetigen Übergängen der Verschiebungsableitungen senkrecht zur Elementgrenze. Unstetige Verläufe dieser Ableitungen sind physikalisch nicht sinnvoll.

Die beiden Zusatzterme – die zweite und dritte Zeile von Gl. (6.17) – werden mit dimensionslosen Faktoren γ_1 und γ_2 gegenüber dem ersten Term gewichtet. Die Wahl geeigneter Werte für γ_1 und γ_2 stellt einen Kompromiss dar, da bei zu kleinen Werten die Krümmungen bzw. die Ableitungen an den Elementrändern nicht in ausreichendem Maße gemindert werden, bei zu großen Werten hingegen die Stützpunkte nicht mehr zufriedenstellend approximiert werden.

Mit der beschriebenen Methode kann sowohl das u-Verschiebungsfeld als auch das Feld der senkrecht darauf stehenden v-Verschiebungen berechnet werden. Hier wird für die Felder der u- und v-Verschiebungen das gleiche Netz benutzt, was die Rücktransformation des Netzes in den unverformten Zustand gestattet.

Die Approximation erfolgt zunächst zwingend am deformierten System in EULER-schen Koordinaten, denn es wird am verformten System gemessen und die Messwerte werden in räumlichen kartesischen Koordinaten ausgedrückt. Dazu wird ein Netz erzeugt, dessen Außenkonturen in guter Näherung mit den Außenkonturen der deformierten Probe in der zu analysierenden Konfiguration übereinstimmt. Ein solches Netz ist in Bild 6.10 (links) dargestellt.

Nach der Lösung des Gleichungssystems sind schließlich die Verschiebungsvektoren an allen Knoten des Systems bekannt, so dass die Geometrie des unverformten Netzes berechnet werden kann. Das ermöglicht außerdem eine Kontrolle des Netzes und der Approximation: Wenn die Außenkonturen des Netzes den verformten Zustand gut wiedergeben und die Approximation erfolgreich ist, dann muss das auf den Ausgangszustand zurücktransformierte Netz in guter Näherung die Außenkonturen der unverformten Probe haben.

Die vollständige Lösung des Approximationsproblems ist mit dem FEM-Modell und dem Lösungsvektor für alle Freiwerte gegeben. Damit ist an jedem Punkt der Verschiebungsvektor bekannt. Dieser bezieht sich, wie schon erwähnt, zunächst auf

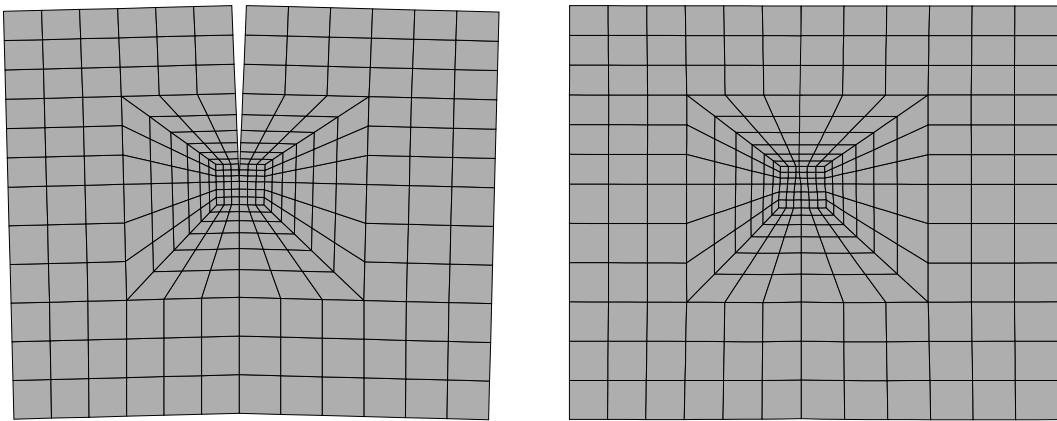


Bild 6.10: Erzeugtes Netz, das die Außenkonturen der deformierten Probe gut widerspiegelt (links) und das nach der Approximation auf die Ausgangskonfiguration zurücktransformierte Netz (rechts)

EULERSche Koordinaten x, y , welche über folgende Beziehungen mit den LAGRANGESchen (materiellen) Koordinaten X, Y zusammenhängen:

$$x = X(x, y) + u(x, y) \quad (6.18)$$

$$y = Y(x, y) + v(x, y) \quad (6.19)$$

Bild 6.10 zeigt das zur Approximation benutzte Netz (links). Das Netz weist zur Rissspitze hin eine gewisse Verfeinerung auf. Das Netz wurde so erzeugt, dass es die Außenkonturen der verformten Probe in guter Näherung wiedergibt. Rechts in Bild 6.10 ist das Netz gezeigt, das nach der Identifikation der Freiwerte mit der Methode von Bohnsack in den undeformierten Zustand zurücküberführt wurde. Die Außenkonturen sind nun nahezu rechteckig, wie die Konturen der undeformierten Probe. Es lassen sich in diesem Bild im Innern der Probe Verzerrungen an den ursprünglich nahezu parallelen Linien des feinen Netzes erkennen. Dieses lässt sich dadurch erklären, dass es in der Nähe der Rissspitze große Deformationen gibt, die bei der Generierung des Netzes der verformten Probe (links) im Gegensatz zu den leicht erkennbaren Außenkonturen noch nicht bekannt waren.

Für das Postprocessing der Verschiebungsfelder und das Darstellen der damit festgelegten Verzerrungsfelder kann der Postprocessor eines kommerziellen FEM-Codes benutzt werden. Hier kommt ANSYS 5.5.3 zum Einsatz.

Bild 6.11 stellt Daten dar, die aus einem Experiment mit einer Probe aus homogenem Stahl P265GH stammen. Es handelt sich um einen Lastschritt, der in etwa die Rissinitiierung repräsentiert. Die in dieser Konfiguration aufgenommenen Isothetenfelder sind in Bild 5.2 (Mitte) auf Seite 63 bereits gezeigt worden und werden hier weiter ausgewertet. Bild 6.11 zeigt Isolinien für den Verlauf der v . MISES Vergleichsdehnungen. Diese sind unter Annahme inkompressibler plastischer Deformation wie folgt definiert [100, 118]:

$$\varepsilon_{Mises} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1)^2} \quad (6.20)$$

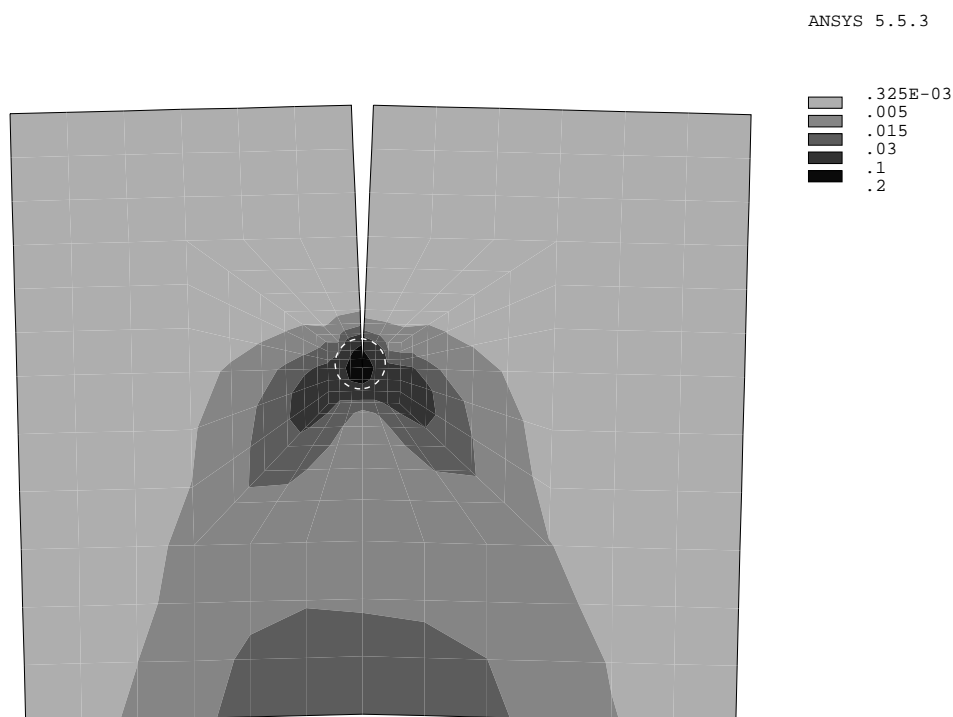


Bild 6.11: Einige Isolinien der v. MISES Vergleichsdehnungen einer homogenen Probe aus Stahl P265GH etwa zum Zeitpunkt der Rissinitiierung

Die Werte der Vergleichsdehnungen ε_{Mises} geben einen Überblick über das Ausmaß vorhandener Deformationen. In der hellgrauen Zone entfernt von der Rissebene liegen die Vergleichsdehnungen unter 0,5 %. Der nächstdunklere Grauton bedeutet Vergleichsdehnungen zwischen 0,5 % und 1,5 %. In diesem Bereich erfährt das Material in jedem Fall plastische Deformationen. In der Nähe der Risspitze steigen die Deformationen bis auf die Größenordnung von über 10 % an. Man beachte, dass das Ligament im gezeigten Moment der Rissinitiierung voll durchplastiziert ist und daher die Auswertung mit dem K-Faktorenkonzept oder mit der Annahme des Kleinbereichsfließens nicht möglich ist. Zur Charakterisierung des bruchmechanischen Verhaltens des betrachteten Werkstoffs müssen vielmehr Konzepte der Fließbruchmechanik benutzt werden.

Des Weiteren zeigt Bild 6.11 eine deutliche Symmetrie, was auf eine präzise Versuchsdurchführung und Weiterverarbeitung der experimentell gewonnenen Daten hindeutet. Auch die äußere Kontur, die eine Vergleichsdehnung von 0,5% darstellt, hat dabei auf beiden Seiten einen sehr ähnlichen Verlauf, wie auch bei nahezu allen anderen untersuchten homogenen Proben. Das zeigt, dass die Methode aus den Komponenten Moirétechnik / Bildverarbeitung / Approximation Deformationen in dieser Größenordnung noch gut auflösen und wiedergeben kann, ansonsten wäre ein ungleichmäßiger und stärker verrauschter Verlauf der Isolinien zu erwarten.

Es stellt sich noch die Frage, bis zu welcher Entfernung von der Rissspitze das beschriebene Verfahren brauchbare Werte für die Dehnungsgrößen liefert. Es laufen sowohl im u -Isothetenfeld (Bild 4.25 links) als auch im v -Isothetenfeld (Bild 4.25 rechts) mehrere Isotheten in den Rissspitzenbereich hinein. Bis zu einer Entfernung von ca. 0,5 mm von der Rissspitze sind benachbarte Streifen noch optisch gut voneinander zu trennen und von der Bildverarbeitungssoftware zu identifizieren. Innerhalb der Zone mit dem Radius $r \approx 0,5 \text{ mm}$ sind nur noch einzelne Stützpunkte zu erkennen, so dass das Ergebnis der Approximation hier fragwürdig ist. Der beschriebene Effekt gilt sinngemäß für alle im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Isothetenfelder. In Bild 6.11 ist ein Kreis um die Rissspitze mit dem Radius $r \approx 0,5 \text{ mm}$ eingezeichnet.

Bild 6.12 zeigt ebenfalls Isolinien der v . MISES Vergleichsdehnungen am Rand der Rissinitiierung, jedoch handelt es sich hier um eine Probe mit Grenzflächenriss. Man erkennt, dass das Deformationsfeld deutlich asymmetrisch ist, wobei sich die größeren plastischen Deformationen auf der Seite des weniger festen CuNi10 (links) auftreten.

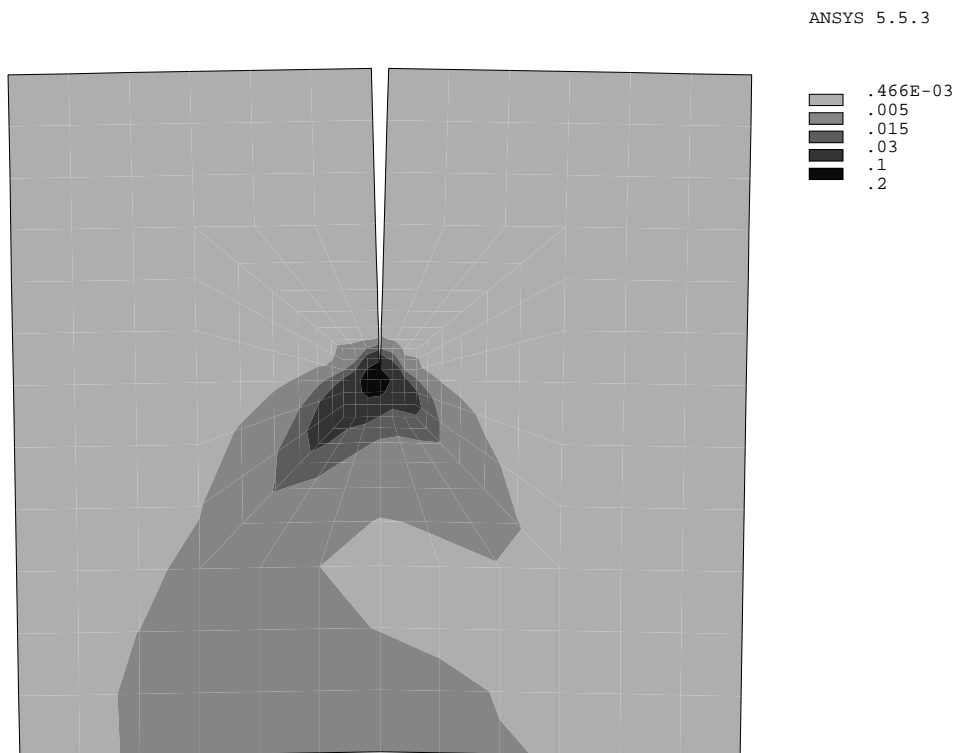


Bild 6.12: Einige Isolinien der v . MISES Vergleichsdehnungen einer Probe mit Grenzflächenriss (links CuNi10, rechts Stahl P265GH) etwa zum Zeitpunkt der Rissinitiierung

Die hier beschriebene Methode wurde auch daraufhin überprüft, ob bei großen Verschiebungen die Zusammenarbeit des Algorithmus von BOHNSACK mit dem Postprocessor richtig funktioniert, speziell ob große Verschiebungen und Starrkörperrotationen richtig wiedergegeben werden. Dazu wurde unter anderem ein reines Verdrehmoiré aufgenommen, mit den Bildverarbeitungsalgorithmen die Stützpunkte ex-

trahiert, das Verschiebungsfeld mit der beschriebenen Approximationsmethode angepasst und die Verzerrungsgrößen im Postprocessor des FEM-Programms ANSYS berechnet. Dabei kam ein $20 \times 20 \text{ mm}$ großer Teil einer undeformierten Biegeprobe zum Einsatz, der um einen Winkel von 10° rotiert wurde. Diese Bewegung muss als reine Starrkörperrotation wiedergegeben werden, wobei im FEM-Modell keine Verzerrungen als Ergebnis herauskommen dürfen. Tatsächlich erfüllen die vom Postprocessor ermittelten Verzerrungen die Bedingungen $|\varepsilon_{xx}|, |\varepsilon_{yy}| < 10^{-4}$ und $|\varepsilon_{xy}| < 5 \cdot 10^{-4}$. Bei einem Verdrehmoiré, das die Unsicherheiten der optischen Bilderzeugung und -aufnahme nicht mehr enthält⁶, werden sogar $|\varepsilon_{xx}|, |\varepsilon_{yy}| < 10^{-5}$ und $|\varepsilon_{xy}| < 5 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Damit ist gezeigt, dass die Weiterverarbeitung der Daten richtig funktioniert, und dass der Postprocessor so eingestellt und programmiert ist, dass er die großen Verschiebungen und die bei der Starrkörperbewegung auftretenden Geometrie- und Winkeländerungen richtig berücksichtigt.

6.3 Berechnung der Spannungen an der Oberfläche

Das im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Approximationsverfahren löst die rein geometrische Aufgabe, das Verschiebungsfeld mit einem geeigneten Ansatz zu approximieren. Dabei spielen Kraft- und Spannungsgrößen keine Rolle. Man kann die beschriebene Methode jedoch so erweitern, dass Spannungsgrößen in der Oberflächenschicht, die durch einen ebenen Spannungszustand gekennzeichnet ist, errechenbar werden. Dazu ist dann jedoch zusätzlich die Modellierung des Materialverhaltens erforderlich.

Mit dem Zustand, der bislang als deformierter Zustand bezeichnet wurde, ist die Konfiguration an der Oberfläche der Probe gemeint, die zu dem zu analysierenden Bildpaar passt. Das ist ein momentaner Zustand, der einem interessierenden Zeitpunkt des Experiments zugeordnet ist, zum Beispiel dem Moment der Rissinitiation. Bei einem elastisch-plastischen Stoffgesetz ist der Spannungszustand mit dem experimentell ermittelten Formänderungszustand noch nicht eindeutig festgelegt, da ein solches Stoffgesetz innere Variable – z. B. zur Beschreibung der Verfestigung des Werkstoffs – enthält. Damit hängt der Spannungszustand von der gesamten Belastungsgeschichte der einzelnen materiellen Punkte des Objekts ab.

Wenn man davon ausgeht, dass die Probe im undeformierten Zustand homogen und noch nicht kinematisch oder isotrop verfestigt ist⁷, dann hängt der Spannungszustand an einzelnen Punkten von allen zwischen dem Beginn des Experiments und dem deformierten Zustand durchlaufenen Konfigurationen ab.

⁶Darunter wird hier ein synthetisch erzeugtes Verdrehmoiré verstanden, also ein berechnetes Bild.

⁷Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Probe vor dem Experiment aus wärmebehandelten Platten gefertigt wurde und noch keinen plastischen Deformationen unterzogen wurde.

Man kann zum experimentell beobachteten Deformationszustand also auch Spannungsgrößen berechnen, wenn man mehrere Laststufen des Experiments auswertet und nacheinander die dazugehörigen Verschiebungen auf das FEM-Modell aufbringt. Dabei integriert der Materialteil des FEM-Programms das Stoffgesetz⁸ und erfasst damit die Verfestigung des Werkstoffs. Damit ist das Verfahren zur Approximation der experimentell ermittelten Verschiebungs- und Dehnungsfelder erweitert, so dass auch ein abgeschätztes Spannungsfeld an der Oberfläche vorliegt.

Zur beschriebenen Methode kommt für die Spannungen das Modell „Ebener Spannungszustand“ zum Einsatz, da die durchgeführte Approximation sich auf den Zustand an der Oberfläche bezieht, an der die Normalspannungskomponente in z-Richtung sowie die entsprechenden Schubspannungen verschwinden müssen. Dennoch sind der zugrundegelegte experimentell ermittelte Formänderungszustand an der Oberfläche und damit auch die daraus ermittelten Spannungen beeinflusst von den Vorgängen im Innern der Probe. Die Informationen über die Vorgänge im Innern der Probe sind also in den experimentell ermittelten Feldern enthalten. Die Vorgehensweise ist nicht zu verwechseln mit einer FEM-Berechnung unter dem Modell „Ebener Spannungszustand“, welches ein zweidimensionales Modell ist.

Eine Vereinfachung der dargestellten Prozedur ergibt sich dadurch, dass man keine experimentell ermittelten Konfigurationen verschiedener Laststufen nacheinander aufbringt, sondern stattdessen die Deformationen des Endzustandes in Lastschritten unterteilt und diese dann nacheinander bis zum Erreichen des Endzustandes aufbringt. Diesen Weg veranschaulicht Bild 6.13: Es sind stellvertretend für einige Positionen die Verschiebungsvektoren dargestellt, die den Weg der Punkte vom unverformten in den verformten Zustand darstellen, der durch das zu analysierende Bildpaar beschrieben wird. Diese Verschiebungsvektoren sind für alle Knotenpositionen gerade die ermittelten Freiwerte des Modells. Die Verschiebungen aller Knoten werden für das gesamte Modell in eine endliche Anzahl von Lastschritten unterteilt und nacheinander aufgebracht, wobei der Materialteil des FEM-Programms das Stoffgesetz integriert und die Spannungen berechnet. Der Endzustand ist geometrisch identisch mit dem ursprünglichen Netz, da dieses vor der Berechnung auf den Ausgangszustand zurücktransformiert wurde und anschließend schrittweise wieder zum verformten Zustand geführt wird. Letztgenannte Prozedur gibt die Physik des Vorgangs eigentlich nicht richtig wieder: Es wird durch das schrittweise Aufbringen des End-Verformungszustandes angenommen, dass jeder materielle Punkt seine Endkoordinaten auf geradlinigem Weg erreicht, wie es in Bild 6.13 für einige Punkte beispielhaft gezeigt ist.

Es hat sich jedoch gezeigt, dass die beschriebene vereinfachte Prozedur im Rahmen der hier erreichbaren Genauigkeiten gute Ergebnisse erzielt. Wenn man darauf verzichtet, zusätzlich experimentelle Konfigurationen zu berücksichtigen, die zwischen dem unbelasteten Zustand und dem zu analysierenden Zustand liegen, dann ergeben

⁸Für das Stoffgesetz gelten bei der hier beschriebenen Spannungsberechnung die gleichen Annahmen wie sie im Zusammenhang mit der 3D-FEM Berechnung in Abschnitt 7.1 beschrieben werden.

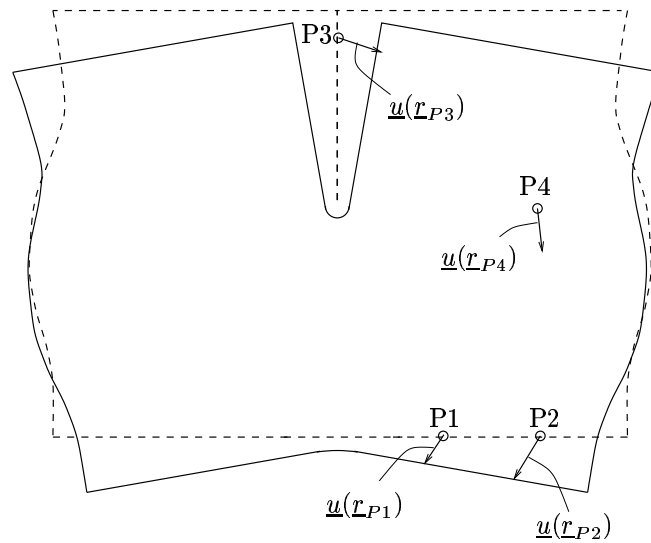


Bild 6.13: Weg einiger Punkte vom unverformten zum verformten Zustand

sich keine signifikanten Unterschiede zu der aufwändigeren Prozedur, die verschiedene experimentelle Ergebnisse über solche Laststufen berücksichtigt, die zwischen unbelastetem Zustand und Endzustand liegen. Einfacher ist die Methode, die den experimentell ermittelten Endzustand in mehrere Lastschritte unterteilt und diese nacheinander auf das ebene FEM-Modell aufbringt, bis der Endzustand erreicht ist.

Das vereinfachte schrittweise Aufbringen des Endzustandes ist bei den hier beschriebenen bruchmechanischen Verzerrungsfeldern eine gute Näherung, da bei diesen Feldern lokale Entlastungen oder Lastumkehrungen kaum vorkommen. Das ist im Wesentlichen die gleiche Annahme, die auch dazu berechtigt, die Deformationstheorie auf elastisch-plastische Risspitzenfelder anzuwenden. Auch die Deformationstheorie, die in der Bruchmechanik zur Herleitung der HRR-Felder [53, 94] benutzt wird, geht von proportionaler Belastung aus und stellt damit einen Zusammenhang zwischen dem einem betrachteten Zustand und den vorhandenen Spannungen her, ohne den Belastungsweg einzelner materieller Teilchen bis zu diesem Endzustand explizit zu berücksichtigen. Auch die Deformationstheorie versagt bei Problemen, bei denen im Laufe der Belastung erhebliche lokale Entlastungsvorgänge auftreten und nicht mehr vernachlässigbar sind. Neben vielen anderen Autoren stellt HUTCHINSON⁹ [55] fest, dass die Annahme der Proportionalbelastung bei bruchmechanischen Aufgabenstellungen stets in guter Näherung erfüllt ist, solange die äußere Belastung monoton ansteigt und der Riss sich noch nicht ausbreitet. Das gilt unabhängig vom konkreten Verfestigungsverhalten des Werkstoffs und von der Fragestellung, ob Kleinbereichsfließen angenommen werden kann oder das Ligament schon vor der Initiierung des Risses komplett durchplastiziert ist.

Wenn mit den hier beschriebenen Methoden stabile Rissausbreitung untersucht werden sollte, müsste man erneut prüfen, ob es erforderlich ist, die Belastungs- und

⁹einer der Begründer der HRR-Theorie

Verfestigungsgeschichte materieller Teilchen genauer zu berücksichtigen, da bei der Rissausbreitung hinter der sich bewegenden Rissspitze Entlastungsvorgänge auftreten, die ihrerseits weiter entfernte Bereiche in der Probe beeinflussen können.

Wenn im weiteren Verlauf der Arbeit Ausdrücke wie „experimentelle Verzerrungsfelder“ oder „experimentelle Spannungsfelder“ benutzt werden, so beziehen sich diese Begriffe auf Felder, die mit dem geometrischen In-plane-Moiré, der digitalen Bildverarbeitung (Abschnitt 6.1) und der geometrischen Approximation (Abschnitt 6.2) bzw. der „nachgeschalteten“ Spannungsberechnung (Abschnitt 6.3), aufbereitet wurden.

7 Vergleich Experiment – FEM-Berechnung

7.1 FEM-Modell der Biegeprobe

Zu den in Kapitel 4 bis 6 beschriebenen Experimenten und der numerischen Aufbereitung der experimentell ermittelten Feldgrößen wird im Rahmen dieser Arbeit eine FEM-Berechnung vorgestellt. Es handelt sich um ein dreidimensionales Modell (im Folgenden auch kurz 3D-Modell genannt), da zu erwarten ist, dass sich die Verhältnisse im Innern der Probe von denen an der Probenoberfläche unterscheiden. Die Berechnung wird mit ANSYS 5.5.3 durchgeführt.

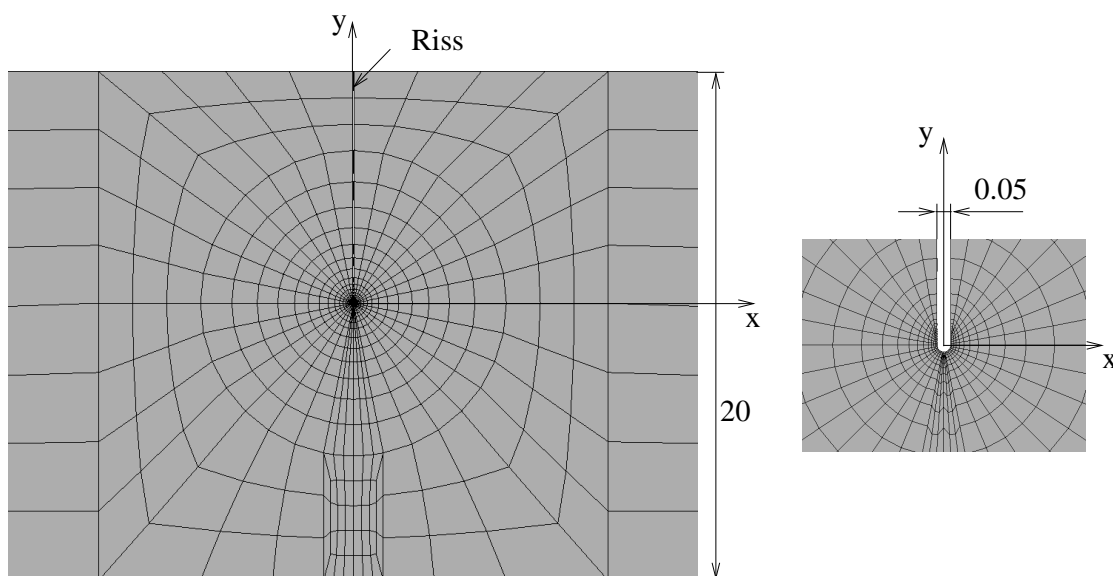


Bild 7.1: Netz des dreidimensionalen FEM-Modells (links) und vergrößert dargestellte Risspitzenregion (rechts)

Bild 7.1 zeigt die Frontansicht des 3D-Modells; Bild 7.2 ist eine räumliche Darstellung. Das Modell besteht aus 10 Elementlagen über die halbe Probendicke, wobei sich die Elementdichte zur Oberfläche hin erhöht, da in Oberflächennähe höhere Gradienten der Feldgrößen in z-Richtung zu erwarten sind als in der Nähe der Symmetrieebene.

Aus Symmetriegründen ist in z-Richtung nur die halbe Probendicke modelliert. Das gezeigte FEM-Modell hat etwa 120 000 Freiheitsgrade.

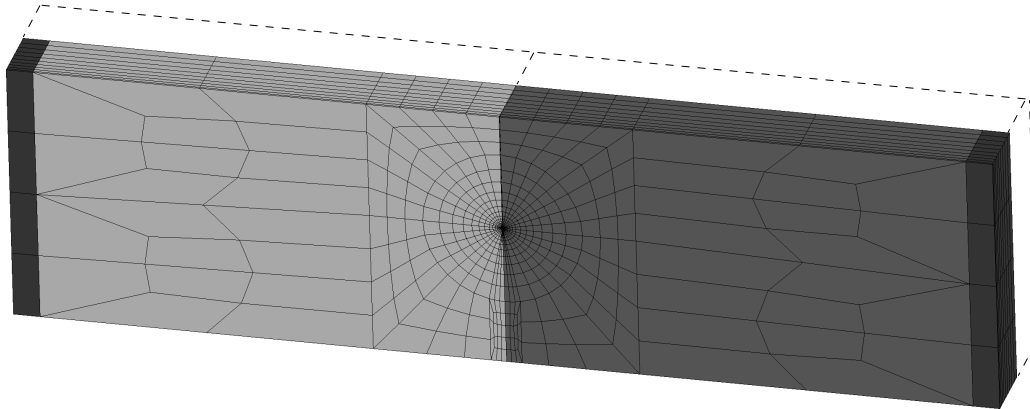


Bild 7.2: Netz in dreidimensionaler Darstellung. Die verschiedenen Metalle sowie die sehr steifen Aussenteile zur Lastmodellierung (vergleiche Abschnitt 7.1.3) sind in verschiedenen Grautönen dargestellt. Das Modell aus 20-Knoten-Quaderelementen hat etwa 120 000 Freiheitsgrade.

Neben den Berechnungen an Proben mit Grenzflächenriss wurden auch Berechnungen zu Proben aus homogenem Werkstoff durchgeführt. Bei diesen Berechnungen wird wegen der zweiten Symmetrieebene des Problems nur ein Viertel der Probe modelliert. Außerdem ist die zusätzliche Verfeinerung der Elementdichte längs des Ligaments beim homogenen Werkstoff nicht erforderlich, da in der Ligamentebene keine sprunghafte Veränderung der Materialeigenschaften vorhanden ist.

Der elastisch-plastischen FEM-Berechnung in ANSYS liegt die inkrementelle Plastizitätstheorie zugrunde. Als Elementtyp wurde ein **20-Knoten-Quaderelement** der SERENDIPITY-Klasse mit Seitenmittelnknoten ausgewählt. Dieses Element verfügt über quadratische Ansätze auf den Elementrändern.

Es wird eine Updated-Lagrange-Formulierung benutzt, die große Deformationen berücksichtigt. Die Methoden, die benutzt werden, um die sich ändernde Geometrie in den Gleichungen der FEM zu berücksichtigen, werden hier nicht explizit beschrieben. Details dazu finden sich in [100].

Das Materialmodell berücksichtigt nur die isotrope Verfestigung, da die kinematische Verfestigung bei bruchmechanischen Berechnungen ohne Rissfortschritt keine signifikante Rolle spielt, vergleiche auch Abschnitt 6.3. Es wird das Fließkriterium nach v. MISES benutzt:

$$\begin{aligned} \sigma_v - \sigma_k &= 0 \quad \text{für plastisches Fließen} & (7.1) \\ \text{mit } \sigma_v &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2} \end{aligned}$$

Darin ist σ_k die aktuelle Fließspannung und enthält Informationen über den Verfestigungszustand des Materials im jeweiligen Punkt. Im Fall der hier betrachteten

isotropen Verfestigung hängt σ_k nur von der verrichteten plastischen Arbeit ab. Diese wird in ANSYS durch eine über die Lastschritte akkumulierte Formulierung für die Vergleichsdehnungen ausgedrückt.

Die Richtung, in der ein Zuwachs plastischer Deformationen erfolgt, wird in jedem Lastschritt von der assoziativen Fließregel festgelegt. Das bedeutet, dass der Zuwachs plastischer Deformation in der Richtung erfolgt, die senkrecht zu der Fließfläche ist, welche durch das Fließkriterium, Gl. (7.1), beschrieben wird.

Das plastische Dehnungsinkrement (Betrag) wird mit einem Euler-Rückwärts-Integrationsverfahren berechnet [100, 31]. Dabei handelt es sich um ein Prädiktor-Korrektor-Verfahren, das für alle Punkte, an denen Fließen eintritt, den Spannungszustand auf die momentan gültige Fließfläche zurückführt. Diese hängt von dem Verfestigungszustand des Materials ab: Zu der am betreffenden materiellen Punkt unter Berücksichtigung der großen Deformationen ermittelten plastischen Vergleichsdehnung in einer akkumulierten Formulierung wird über die vorgegebene Spannungs-Dehnungs-Beziehung (Fließkurve) aus dem einachsigen Zugversuch¹ eine Fließspannung σ_k zugeordnet. Diese legt mit dem Fließkriterium, Gl. (7.1), die Fließfläche als Zylinder im Hauptspannungsraum fest. Details zu dem Materialmodell finden sich in [100].

Die Schrittweitensteuerung erfolgt in Abhängigkeit von dem pro Iterationsschritt maximal vorkommenden plastischen Dehnungsinkrement und ist ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit. Bei dem beschriebenen Materialmodell treten innerhalb eines jeden Lastschritts mehrere Iterationsschritte zur Stoffgesetzintegration auf, von denen wiederum jeder eine globale Gleichgewichtssiteration erfordert [100, 31]. Dadurch kommt es zu langen Rechenzeiten. Das in Bild 7.2 gezeigte FEM-Modell benötigt zur Lösung auf einer SGI O2 32-bit Workstation etwa 350 000 CPU-Sekunden (knapp 100 Stunden).

7.1.1 Modellierung der Rissspitzenumgebung

In FEM-Modellen der Bruchmechanik gibt es verschiedene Philosophien für die Modellierung der Rissspitze. Im Wesentlichen finden sich in der Literatur zwei Grundströmungen:

1. Ersetzen der Rissspitzenregion durch ein (eventuell hybrides) Spezial-Element, das die erwartete Singularität der Rissspitze als Ansatzfunktion enthält und nach außen hin an Standardelemente angrenzt
2. Modellierung der Rissspitzenregion durch Standardelemente

Die einfachste Möglichkeit zur Realisierung eines singulären Elementes an der Rissspitze besteht darin, sogenannte Viertelpunktelemente (Quarter Point Finite Ele-

¹vergleiche Abschnitt 4.1.3

ments) zu verwenden. Diese Elemente entstehen aus gewöhnlichen Weggrößenelementen, indem man die Seitenmittelknoten aus ihrer Mittelposition in eine neue Position verschiebt, so dass die Elementkante im Verhältnis 1 zu 3 geteilt wird. Die Transformationsbeziehung zwischen den normierten $\xi - \eta$ - Koordinaten und den physikalischen $x - y$ - Koordinaten wird dadurch singular. Die Folge ist, dass im Elementgebiet nun die Ansatzfunktionen derart verzerrt sind, dass das Element eine Singularität vom Typ $r^{-1/2}$ für die Verzerrungsgrößen abbildet. Die Singularität, wie sie in den linear-elastischen Rissspitzenfeldern auftritt, ist folglich im Elementansatz enthalten. Die Viertelpunktelemente sind somit Rissspitzenelemente; nach außen hin sind sie von Standardelementen umgeben. Eine genaue Beschreibung dieser Funktionsweise von Viertelpunktelementen findet sich bei HENSHELL [49] und BARSOUM [7].

Die in der Fließbruchmechanik auftretende Singularität vom *HRR*-Typ oder ähnlicher Struktur weist einen anderen Charakter als die oben genannte $r^{-1/2}$ -Singularität auf. Außerdem empfiehlt es sich bei fließbruchmechanischen Untersuchungen, die Änderung der Rissspitzengeometrie („crack tip blunting“) zu berücksichtigen. Insgesamt sind daher für fließbruchmechanische Untersuchungen Viertelpunktelemente nur bedingt geeignet. Ein aufwändiges Modell für die Rissspitzenumgebung findet sich bei SCHERZER [101, 102], der einen speziellen Ansatz in die Rissspitzenelemente integriert.

Eine andere Möglichkeit, die von vielen Autoren, z.B. ZHANG [144], beschrieben wird, ist eine Modellierung der ausgerundeten Rissspitze mit Standardelementen. Diese Vorgehensweise kann günstig sein, da bei einer solchen Modellierung kein angenommenes Verhalten der Rissspitzenumgebung in das Modell „hineingesteckt“ werden muss.

In dieser Arbeit werden zur Modellierung der Rissspitzenregion Standardelemente benutzt, wobei auch die Abstumpfung der Rissspitze, wie sie vor der Initiierung des Risses eintritt, von vorn herein mitmodelliert wird.

ZHANG [144] führt elastisch-plastische FEM-Berechnungen durch und modelliert die Rissspitze des Interfacerrisses mit einem endlichen Kerbradius, der das Blunting² darstellt. Er findet, dass die endgültige Form der Rissspitze und die Nahfelder kaum mehr von der ursprünglich modellierten Form (dem Kerbradius vor der Belastung) abhängt, solange diese deutlich kleiner ist als die sich ergebende Ausrundung (Faktor 2 bis 3) und empfiehlt daher, die Rissspitze mit einem Radius zu modellieren, der entsprechend kleiner ist als der zu erwartende CTOD-Wert³.

²Als Blunting bezeichnet man das Abstumpfen der Rissspitze vor der Rissinitiierung.

³Crack Tip Opening Displacement, Rissspitzenöffnung

Hier soll kurz abgeschätzt werden, wie groß der Wert für die Rissspitzenöffnung des FEM-Modell gewählt werden sollte. GROSS [45] schätzt die Rissspitzenöffnung eines Risses in einem elastisch-plastischen homogenen Werkstoff folgendermaßen ab:

$$\delta_t = (\alpha \varepsilon_0)^{1/n} D \frac{J}{\sigma_0} \quad (7.2)$$

Darin sind α , ε_0 , σ_0 und n die Parameter der Materialgleichung (2.6) von RAMBERG-OSGOOD, das J -Integral charakterisiert die Belastung und D ist ein skalarer Faktor, für den GROSS Werte in Abhängigkeit vom Verfestigungskoeffizienten angibt. Eine Abschätzung für die Rissspitzenöffnung ergibt sich nun, indem man die Werte für das Material CuNi10 einsetzt (siehe Abschnitt 4.1.3) und als Belastung J einen Wert wählt, der in der Größenordnung der experimentell ermittelten Bruchzähigkeit des Materialverbundes CuNi10/Stahl $J \approx 50 \text{ N/mm}$ liegt. Damit ergibt sich

$$\delta_{I, \text{CuNi10/Stahl}} \approx 0,11 \text{ mm} \quad (7.3)$$

als Abschätzung für die Rissspitzenöffnung bei der Initiierung. Die zitierte Abschätzung von GROSS bezieht sich auf den homogenen Werkstoff. Es stellt sich die Frage, ob die Abschätzung überhaupt für den Grenzflächenriss benutzt werden darf. Dazu findet SHIH [112], dass sich bei gleicher Belastung beim Bimaterialriss eine geringfügig größere Abstumpfung ergeben wird als im homogenen Fall, bezogen auf das weniger feste Material der Materialkombination. Die Abschätzung in Gl. (7.3) wird die tatsächliche Abstumpfung also eventuell leicht unterschätzen, sollte aber die richtige Größenordnung liefern.

Die abgestumpfte Rissspitze wird daher mit einem Kerbradius von $0,05 \text{ mm}$ modelliert und es zeigt sich schließlich, dass nach der FEM-Berechnung die Abstumpfung des deformierten Modells in der Größenordnung der abgeschätzten Abstumpfung von $\approx 0,1 \text{ mm}$ liegt. In der gleichen Art und Weise wird bei den homogenen Konfigurationen verfahren, allerdings sind die auftretenden Abstumpfungswerte, ebenso wie die J -Integralwerte, etwas größer als beim Interface. Eine Diskussion der auftretenden J -Initiierungswerte für die homogenen Werkstoffe und den Grenzflächenriss findet in Abschnitt 7.3.1 statt und soll hier noch nicht vorweggenommen werden.

7.1.2 Kontrolle der Modellierung an der Rissspitze

An der Rissspitze stellen sich hohe Gradienten der Deformationen und Spannungen ein. Es ist daher schwierig festzustellen, ob die FEM-Modellierung in Rissspitzennähe eine hinreichend feine Elementierung aufweist, um die Verhältnisse dort korrekt abzubilden.

Hier soll die Elementierung getestet werden, indem mit dem FEM-Modell ein vereinfachtes Beispiel gerechnet wird, für das eine analytische Lösung bekannt ist. Dazu wird statt des nichtlinearen Werkstoffverhaltens zunächst lineares Werkstoffverhalten angenommen. Weiterhin wird die Biegeprobe homogen modelliert, indem die

Materialparameter für beide Hälften des Bimaterial-Modells gleichgesetzt werden. Es wird also getestet, ob die Vernetzung der Risspitze im Modell in der Lage ist, bei linear-elastischem Werkstoffverhalten die Kerbspannungswirkung und die maximale Kerbspannung an der Risspitze wiederzugeben.

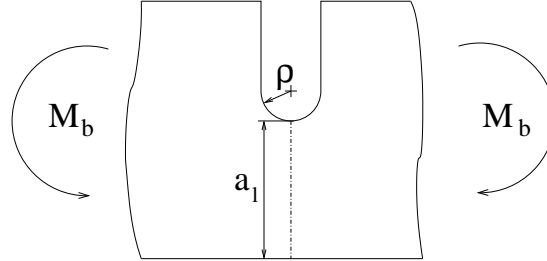


Bild 7.3: Geometrie der tiefen Kerbe in einem biegebeanspruchten Bauteil, wie sie von NEUBER [78] angenommen wird

In der Literatur findet sich eine analytische Lösung für das so entstehende lineare Problem, die mit den FEM-Ergebnissen verglichen werden soll: NEUBER [78] untersucht den Fall einer einseitig tief gekerbten Probe mit dem endlichen Kerbradius ρ unter Biegebeanspruchung (siehe Bild 7.3). Die Nennspannung in Längsrichtung am Grund einer solchen Kerbe ergibt sich aus der linearen Theorie des EULER-BERNOULLI-Biegebalkens zu:

$$\sigma_N = \frac{M_b \cdot \frac{a_l}{2}}{I_{zz}} = \frac{6 M_b}{a_l^2 d} \quad \text{mit} \quad I_{zz} = \frac{a_l^3 \cdot d}{12} \quad (7.4)$$

und $a_l = (W - a)$ — Länge des ungerissenen Ligaments

Aufgrund der Kerbwirkung beträgt die tatsächliche Spannung am Kerbgrund:

$$\sigma_{max} = \alpha_{t5} \sigma_N \quad (7.5)$$

NEUBER zeigt, dass mit ρ und a gemäß Bild 7.3 für den Formfaktor α_{t5} gilt:

$$\alpha_{t5} = \frac{2 \left(\frac{a_l}{\rho} + 1 \right) - \alpha_{t1} \sqrt{\frac{a_l}{\rho}} + 1}{\frac{4}{\alpha_{t2}} \left(\frac{a_l}{\rho} + 1 \right) - 3\alpha_{t1}} \quad (7.6)$$

Für die darin enthaltenen Formfaktoren α_{t1} und α_{t2} gilt:

$$\alpha_{t1} = \frac{2 \left(\frac{a_l}{\rho} + 1 \right) \sqrt{\frac{a_l}{\rho}}}{\left(\frac{a_l}{\rho} + 1 \right) \arctan \sqrt{\frac{a_l}{\rho}} + \sqrt{\frac{a_l}{\rho}}} \quad (7.7)$$

$$\alpha_{t2} = \frac{4 \frac{a_l}{\rho} \sqrt{\frac{a_l}{\rho}}}{3 \left[\sqrt{\frac{a_l}{\rho}} + \left(\frac{a_l}{\rho} - 1 \right) \arctan \sqrt{\frac{a_l}{\rho}} \right]} \quad (7.8)$$

Dieser Lösung liegt das Modell „Ebener Spannungszustand“ (ESZ) zugrunde.

Um nun herauszufinden, inwieweit das FEM-Modell diesen Spannungswert infolge der Kerbwirkung reproduzieren kann, wurde das Materialverhalten linear-elastisch und homogen modelliert (physikalisch linear) und die Belastung so klein gewählt, dass auch geometrische Nichtlinearitäten nicht ins Gewicht fallen. Das Modell wird mit der gleichen Elementierung wie in Bild 7.1, jedoch als ebenes Modell (ESZ), benutzt, damit es mit der Lösung aus Gln. (7.4–7.8) vergleichbar ist.

Die Rechnung ergibt, dass die Netzgeometrie – mit der In-plane-Elementdichte wie beim 3D-Modell (Bild 7.1) – in der Lage ist, die von der analytischen Lösung vorausgesagte maximal auftretende Normalspannung mit einer Abweichung $< 2\%$ wiederzugeben. Damit ist die Spannungskonzentration an der Kerbe in guter Näherung mit der analytischen linear-elastischen Lösung identisch. Wenn man die Elementierung verfeinert, was im ebenen Modell leicht möglich ist, im 3D-Modell jedoch zu Schwierigkeiten mit der Größe des Modells und der Rechenzeit führen würde, dann lässt sich die Abweichung bis auf etwa 1% verringern.

7.1.3 Modellierung der Lasteinleitung im FEM-Modell

Die Lasteinleitung im FEM-Modell erfolgt in Anlehnung an das Experiment weggesteuert. Dabei muss der gemessene Winkel $\alpha_s = \alpha_1 + \alpha_2$ zwischen den Probenschenkeln im FEM-Modell lastschrittweise aufgebracht werden. Allerdings ist das Aufbringen einer Starrkörperrotation nicht trivial, denn dabei dürfen keine Längs- oder Querkraften in der Probe entstehen. Hier wird die Lasteinleitung wie folgt modelliert: An den Enden der Biegeprobe werden zwei extrem steife Bereiche definiert, in Bild 7.4 als Quadrate sichtbar. Durch die große modellierte Steifheit⁴ bewegen sich diese Bereiche nahezu als starre Körper. Die beiden im Bild markierten Knoten außen an den starren Seitenteilen werden nach unten um den Gesamtbetrag $B_a \tan(\alpha_s/2)$ verschoben, wodurch die beiden steifen Außenteile jeweils um den Winkel $\alpha_s/2$ in entgegengesetzte Richtungen rotieren. Diese Verschiebung wird lastschrittweise aufgebracht, gesteuert durch die Schrittweitensteuerung des FEM-Codes.

Die beschriebene Modellierung der vorgegebenen Verformung der Proben-Außenteile ermöglicht die Vorgabe des Winkels zwischen den Probenschenkeln und stellt aufgrund der Lagerung sicher, dass weder eine Längs- noch eine Querkraft übertragen wird. Die Lasteinleitung wird nach dem Prinzip der im Experiment benutzten Vierpunktbiegung modelliert, nämlich durch aufgezwungene vertikale Verschiebungen an bestimmten Punkten. Der Winkel, der dem FEM-Modell als Belastung aufgezwungen wird, entspricht dem im Experiment durch die Neigungssensoren gemessenen Winkel, der seinerseits auch nicht durch die Vorgänge an den Lasteinleitungsstellen beeinflusst ist, da die Winkel direkt an der Probe gemessen werden.

⁴Die quadratischen Außenbereiche werden um mehrere Größenordnungen steifer modelliert als der mittlere Bereich der Probe.

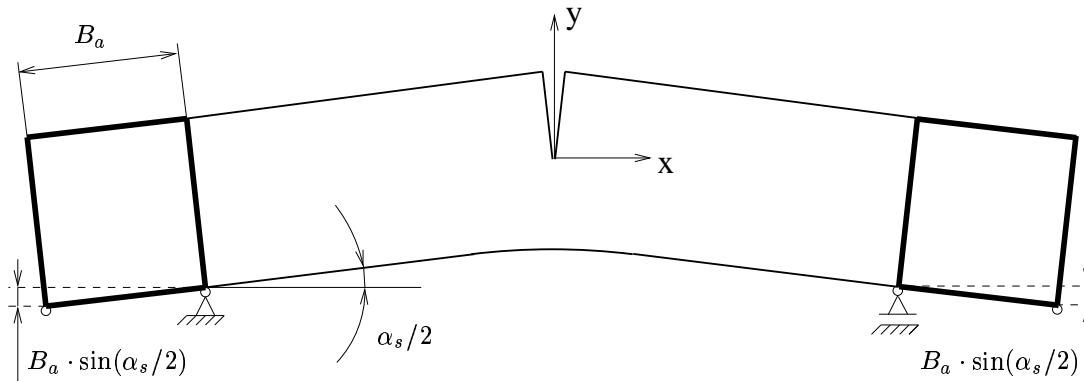


Bild 7.4: zur Modellierung der Lasteinleitung im FEM-Modell

Die große Steifheit der Außenteile behindert die Querkontraktion an der Grenzfläche zwischen Außenteil und Probenschenkel. Es lässt sich allerdings zeigen, dass der verformungsbehindernde Effekt gemäß dem Prinzip von Saint-Venant zur Mitte der Probe hin schnell abnimmt und im auszuwertenden Bereich in der Nähe der Ligamentebene keinen signifikanten Einfluss mehr hat.

7.2 Untersuchungen zum J -Integral

Für das J -Integral gilt (vergleiche Abschnitt 2.1.2):

$$J = \int_{\Gamma} \left(W \, dx + \underline{T} \cdot \frac{\partial \underline{u}}{\partial y} \, ds \right) \quad (7.9)$$

Die Formulierung des J -Integrals gemäß Gl. (7.9) ist grundsätzlich nur für ebene Zustände definiert, obwohl es in der Praxis auch für Rissfronten in dreidimensionalen Strukturen benutzt wird. So schlägt beispielsweise GROSS [45] vor, entlang einer Rissfront für verschiedene Punkte jeweils ebene Integrationspfade zu benutzen, deren Ebene einen bestimmten Punkt der Rissfront schneidet wie in Bild 7.5 gezeigt. Der Wert des J -Integrals ist dann ein Maß für die Rissfrontbeanspruchung an diesem Punkt. GROSS erwartet, dass das J -Integral bei der Berechnung in einer Ebene gemäß der Definition (7.9) die Eigenschaft der Pfadunabhängigkeit auch in dreidimensionalen Strukturen behält.

Das wird von HUBER [52] und BROBERG [15, 14] angezweifelt, die postulieren, dass das J -Integral auf ebenen Integrationspfaden in dreidimensionalen Strukturen im Allgemeinen die Eigenschaft der Wegunabhängigkeit verliert. BROBERG schlägt eine modifizierte Definition des J -Integrals für Scheiben endlicher Dicke mit In-plane-Belastung vor:

$$J_{av} = \int_{\Gamma} \left[W_{av} \, dx + \left(\underline{T} \cdot \frac{\partial \underline{u}}{\partial y} \right)_{av} \, ds \right] = \int_{\Gamma} \left[W \, dx + \underline{T} \cdot \frac{\partial \underline{u}}{\partial y} \, ds \right]_{av} \quad (7.10)$$

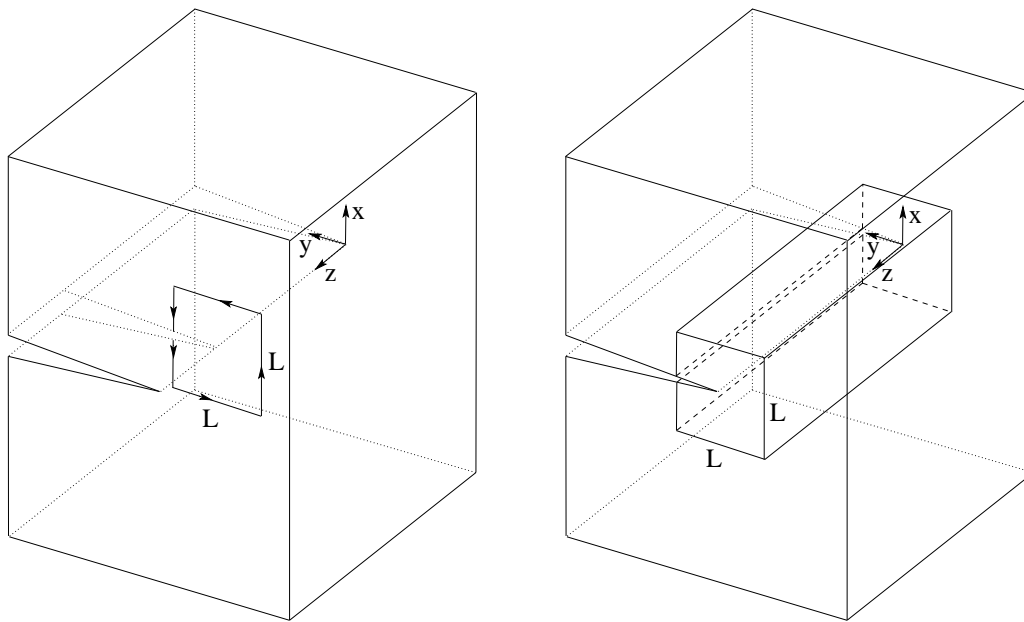


Bild 7.5: Ebener Integrationspfad um einen Punkt der Rissfront in einer dreidimensionalen Struktur (links) und Mittelung solcher Integrationswege entlang der gesamten Rissfront (rechts)

Darin weist der Index av darauf hin, dass die so gekennzeichneten Größen über die Dicke der Probe gemittelt werden. Beachtenswert bei Gl. (7.10) ist, dass das Skalarprodukt der Vektoren \underline{T} und \underline{u} nun über drei Dimensionen auszuführen ist, da sowohl die Schubspannungen τ_{13} und τ_{23} im Innern einer dreidimensionalen Struktur als auch die Out-of-plane Deformationen (z -Komponente von \underline{u}) im Allgemeinen nicht verschwinden werden. Bei ebenen Modellen, für welche die Definition nach Gl. (7.9) ursprünglich benutzt wurde, ist das Skalarprodukt nur in der x - y -Ebene auszuführen, da entweder die Spannungen (beim ESZ) oder die Verschiebungen (beim EVZ) keine Komponente in z -Richtung haben.

Der Wert von J_{av} ist zu verstehen als eine Art Mittelwert der Rissfrontbeanspruchung in dem Sinne, dass J_{av} die materielle Kraft charakterisiert, die die Rissfront als Ganzes weiter in den Werkstoff treibt.

7.2.1 Berechnung des J -Integrals

Bislang sind zur Berechnung des J -Integrals aus experimentell gewonnenen Felddaten nur solche Methoden bekannt, die auf erheblichen Vereinfachungen basieren. So benutzen VOGEL und andere [133, 134] das Verfahren von KANG und KOBAYASHI [62, 63] zur J -Integralbestimmung aus Moirédaten. Dieses Verfahren dient zur Abschätzung des J -Integrals lediglich aus dem u -Verschiebungsfeld, wobei die v -Verschiebungen vernachlässigt werden. Auch bezüglich des Integrationspfades bestehen bei dieser Methode erhebliche Einschränkungen, da bei bestimmten Pfadgeo-

metriem die Voraussetzungen, die es erlauben, lediglich ein einziges Isothetenfeld zu benutzen, nicht mehr erfüllt sind.

Beim Verfahren nach KANG und KOBAYASHI wird ausgenutzt, dass der erste Term des J -Integrals, Gl. (7.9), bei den Teilen des rechteckigen Integrationspfades, die parallel zum Ligament verlaufen, verschwindet (wegen $dx = 0$) und es wird angenommen, dass man die Traktionen $\underline{T} = \underline{\sigma} \cdot \underline{n}$ auf den Teilen des Pfades, die senkrecht zum Ligament verlaufen, vernachlässigen darf. Darin enthalten ist die Annahme, dass die Spannungen σ_{yy} und τ_{xy} auf letztgenannten Abschnitten des Integrationspfades klein sind. Diese Annahme stellt eine grobe Vereinfachung dar und ist nur dann ansatzweise zu erfüllen, wenn der Teil des Integrationspfades, der senkrecht durch das ungerissene Ligament läuft, weit entfernt von der Risspitze liegt. Die Autoren bezeichnen das Verfahren aufgrund der erheblichen Vereinfachungen als eine Abschätzung des J -Integrals. In einer erweiterten Version des Verfahrens berechnen DADKHAH und KOBAYASHI [25] zunächst die Verzerrungen ϵ_{xx} und ϵ_{yy} entlang des Integrationspfades, wobei nun das u- und das v-Isothetenfeld benötigt werden. Eine Feldmäßige Aufbereitung der Verzerrungen findet allerdings auch hier nicht statt.

Eine weitere Arbeit, welche die Berechnung des J -Integrals als Konturintegral aus experimentell gewonnenen Daten beschreibt, findet sich bei NISHIOKA und anderen [79]. Die Autoren benutzen für eine linear-elastische Analyse an einer bruchmechanischen Probe die Moiréinterferometrie und schlagen eine Aufbereitung der Feldmessdaten mittels eines ebenen Modells geometrisch und physikalisch linearer Viereckelemente vor.

Die in dieser Arbeit vorliegenden, gemäß Kapitel 6 aufbereiteten Daten eignen sich, um daraus Werte des J -Integrals zu bestimmen, wobei das komplette experimentell ermittelte Verschiebungs- und Verzerrungsfeld zugrundeliegt. Dabei gibt es keine Beschränkungen auf kleine Deformationen oder lineares Materialverhalten.

Zur Berechnung der J -Integralwerte wurden Skripte in ANSYS 5.5.3 APDL⁵ [100] geschrieben, die J -Integralberechnungen auf verschiedenen Integrationspfaden in der zweidimensionalen Gl. (7.9) oder in der dreidimensionalen Gl. (7.10) Formulierung auswerten können. Diese Routinen sowie das FEM-Modell wurden zunächst daraufhin getestet, wie sie sich verhalten, wenn die J -Integralberechnung in einem Bereich ausgewertet wird, in dem sich kein Riss befindet. Es lässt sich theoretisch zeigen [45], dass der J -Integralwert in solchen Fällen verschwinden muss. Tatsächlich bleiben die in solchen Bereichen berechneten Werte für das J -Integral betragsmäßig sehr gering. Auch dann, wenn der Pfad in der Nähe der Risspitze liegt, aber diese nicht mit einschließt, werden Werte ausgerechnet, deren Betrag vernachlässigbar klein ist gegenüber dem Wert, der sich ergibt, wenn der Pfad die Risspitze komplett umschließt. Damit ist gleichzeitig gezeigt, dass das Rechenprogramm zur J -Integralbestimmung korrekt arbeitet und dass das FEM-Modell in der betrachteten Region fein genug elementiert ist, um die Spannungs- und Verzerrungsfelder abzubilden.

⁵ANSYS Parametric Design Language

Die Routinen können das J -Integral sowohl aus den experimentell gewonnenen Feldern als auch im Rahmen der ebenen und der 3D-FEM-Berechnungen ermitteln. Im Fall des 3D-Modells kann sowohl J_{av} gemäß Gl. (7.10) als auch J auf einem ebenen Pfad bei festgelegter z -Koordinate gemäß Gl. (7.9) berechnet werden. Beim ebenen FEM-Modell sowie bei den experimentell ermittelten Feldern macht nur die ebene Formulierung nach Gl. (7.9) Sinn.

7.2.2 Zur Pfadunabhängigkeit des J -Integrals

Es wird untersucht, wie die Größe des Integrationspfades die berechneten J -Integralwerte beeinflusst. Bei den hier vorgestellten Beispielen wird das J -Integral grundsätzlich auf quadratischen Integrationspfaden berechnet, in deren geometrischem Mittelpunkt die Risspitze bzw. der Schnittpunkt mit der dreidimensionalen Rissfront liegt und deren Größe durch die Seitenlänge L gekennzeichnet ist, siehe Bild 7.5 (links). Bei der dreidimensionalen Formulierung werden durch die Mittelung in z -Richtung Punkte auf der Mantelfläche des in Bild 7.5 (rechts) dargestellten Prismas berücksichtigt. Die Auswertung wird sowohl für experimentelle Ergebnisse, die nach Kapitel 6 aufbereitet sind, als auch für numerische Ergebnisse ebener und dreidimensionaler FEM-Berechnungen, wie sie in Abschnitt 7.1 beschrieben sind, durchgeführt. Die aufbereiteten experimentellen Ergebnisse beziehen sich nur auf die Oberfläche der Probe, während die 3D-FEM-Berechnungen auch Informationen über das Innere des Modells bereitstellen. Es werden Ergebnisse zu den homogenen Werkstoffen CuNi10 und Stahl P265GH, sowie zu den durch Explosionsschweißen hergestellten Proben mit Grenzflächenriss, vorgestellt.

Bild 7.6 bezieht sich auf Untersuchungen zum J -Integral an Proben des homogenen Werkstoffs CuNi10. Das experimentelle Ergebnis für die Abhängigkeit $J(L)$ (durchgezogene Linie) ist einer Laststufe zugeordnet, die kurz vor der mit der Potentialmethode ermittelten Rissinitiierung liegt. Die FEM-Ergebnisse beziehen sich auf FEM-Berechnungen, die diesen Zeitpunkten zugeordnet sind und in denen die Geometrie (Risslänge) und die Rotation der Schenkel so modelliert ist, dass die Berechnungen zu den entsprechenden Experimenten passen. Die Laststufe des FEM-Modells ist also an den experimentell ermittelten Punkt angepasst, zu dem die Rissinitiierung erfolgt.

Man erkennt in Bild 7.6, dass die Kurve $J(L)$ für die experimentellen Felder an der Probenoberfläche in dem Bereich zwischen $L=3\text{ mm}$ und $L=9\text{ mm}$ hervorragend mit der Kurve, die sich auf die Oberfläche des 3D-Modells bezieht, übereinstimmt. Unterhalb von $L=3\text{ mm}$ ergibt sich eine gewisse Abweichung, die aus der Unsicherheit der experimentellen Daten in der Rissspitzennähe resultiert. Oberhalb von $L=9\text{ mm}$ ist der experimentell gewonnene Verlauf ebenfalls von stärkeren Schwankungen betroffen. Insgesamt ist die Forderung nach der Pfadunabhängigkeit des J -Integrals der experimentell gewonnenen Daten an der Oberfläche **nicht** erfüllt. Die gute Übereinstimmung zwischen experimentell und numerisch gewonnenen Daten an der Oberfläche zeigt jedoch deutlich qualitativ den gleichen Verlauf und in einem bestimmten Be-

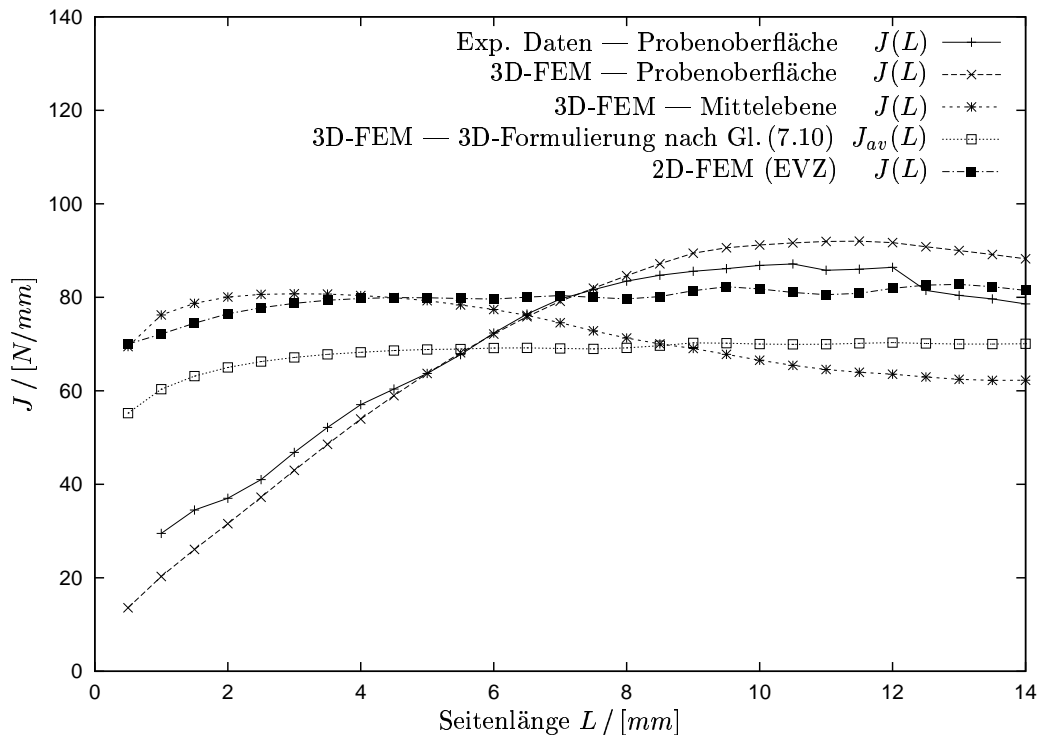


Bild 7.6: J -Integralwerte in Abhängigkeit von der Größe des Integrationspfades für homogene Proben aus der Kupfer-Nickel-Legierung CuNi10

reich auch quantitativ sehr ähnliche Ergebnisse. Der Effekt, der zu dem beschriebenen Verlauf führt, wird also von dem hier benutzten FEM-Modell richtig wiedergegeben.

Außerdem ist in Bild 7.6 der Verlauf $J(L)$ eingezeichnet, der sich auf die Mittelebene (Symmetrieebene) der Probe bezieht. Der Verlauf ist qualitativ unterschiedlich: Bei den größeren Integrationspfaden fallen die Werte für J unter das Niveau der an der Oberfläche berechneten und experimentell ermittelten Werte ab, für kleinere Integrationspfade steigen die Werte in der Mittelebene noch etwas an, während bei den Werten an der Oberfläche ein erheblicher Abfall zu beobachten ist. Damit ist auch der Verlauf, der sich auf die Mittelebene der Biegeprobe bezieht, nicht pfadunabhängig zu nennen, auch wenn die Abhängigkeit vom Integrationspfad zur Risssspitze hin nicht so stark ausgeprägt ist, wie bei den Feldern der Probenoberfläche.

In Bild 7.6 ist weiterhin ein Ergebnis zu sehen, dass sich auf die 3D-Formulierung des J_{av} nach Gl. (7.10) bezieht: Dieser Verlauf enthält damit über die Dicke der Probe gemittelte Daten. Der Verlauf ist in guter Näherung pfadunabhängig, lediglich nahe an der Risssspitze nimmt der J -Integralwert um etwa 10% ab. Oberhalb von 3 mm Seitenlänge des Integrationspfades verändert sich der J -Integralwert nur noch um weniger als 4%, ist also als weitgehend unabhängig vom Integrationspfad zu bezeichnen.

Außerdem stellt Bild 7.6 auch den Verlauf dar, den man erhält, wenn man statt des dreidimensionalen FEM-Modells ein ebenes Modell benutzt, dem der Zustand „ebe-

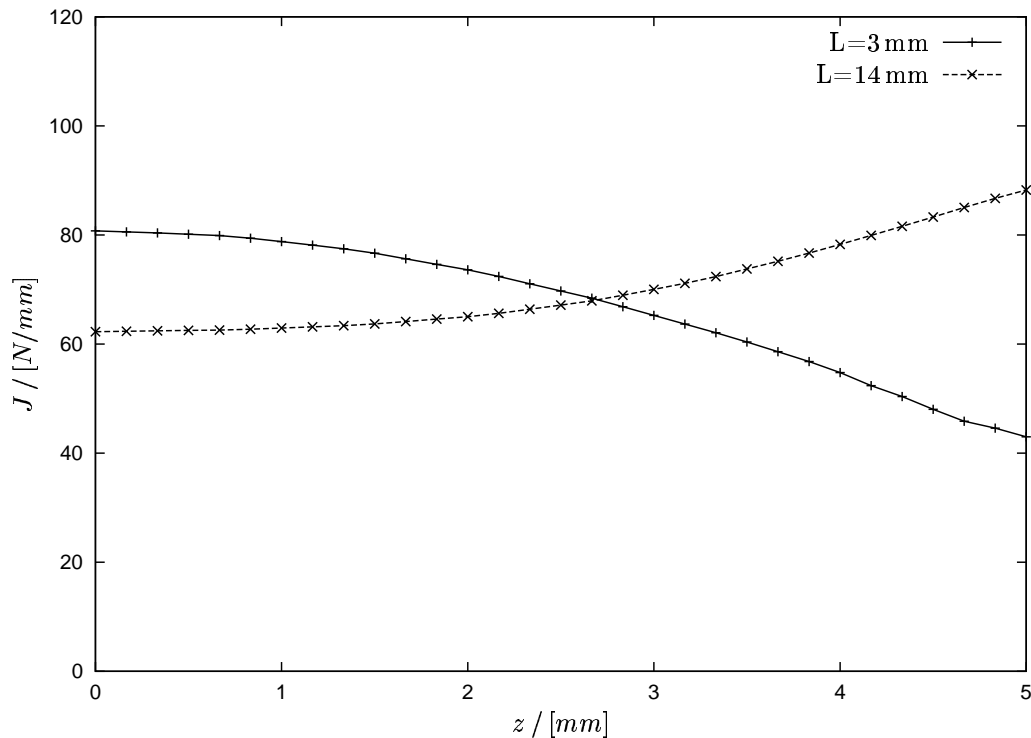


Bild 7.7: Abhängigkeit des auf ebenen Integrationspfaden berechneten J -Integrals von der z -Koordinate für einen rissspitzennahen und einen großen Integrationspfad für einen Riss im homogenen Material CuNi10

ner Verformungszustand“ (EVZ) zugrundeliegt. Dieses Modell stellt eine elastisch-plastische FEM-Berechnung dar und ist nicht mit dem ebenen Modell zur Approximation des experimentellen Verschiebungsfeldes zu verwechseln. Für die Modellierung der Rissspitzenumgebung und der Belastung gelten die gleichen Annahmen wie für das dreidimensionale FEM-Modell (siehe Abschnitt 7.1).

Auch das ebene Modell hat einen in guter Näherung pfadunabhängigen Verlauf, allerdings ist das Niveau der $J(L)$ -Werte um etwa 20% höher als bei der dreidimensionalen Formulierung. Das Modell EVZ repräsentiert eine vollständige Verformungsbehinderung in z -Richtung, wodurch ein höheres Spannungsniveau entsteht, ähnlich wie bei dem Verlauf in der Mittelebene der Probe nahe an der Risspitze. Sowohl in der Mittelebene des 3D-Modells bei kleinen Integrationspfaden, wo die Verformungsbehinderung durch geometrische Zwänge entsteht, als auch im EVZ-Modell, wo die Verformungsbehinderung – unabhängig von der Integrationspfadgröße – im Modell enthalten ist, gilt $J \approx 80 \frac{N}{mm}$.

Das zuletzt angesprochene ebene FEM-Berechnungsmodell (EVZ) bietet außerdem die Möglichkeit, den Einfluß der Elementdichte weiter zu untersuchen: Wegen der erheblich kürzeren Rechenzeiten des ebenen Modells kann man dieses auch erheblich feiner elementieren als das in den Bildern 7.1 und 7.2 gezeigte dreidimensionale Modell. Es zeigt sich dann, dass eine Verfeinerung keine signifikanten Unterschiede bringt, so

dass schließlich auch die ebenen Modelle mit der gleichen In-plane-Elementdichte wie das dreidimensionale Modell benutzt werden.

Zusammengefasst lassen sich aus den Verläufen $J(L)$ in Bild 7.6 folgenden Erkenntnissen gewinnen:

- Das J -Integral, welches aus den an der Oberfläche gemessenen und aufbereiteten Feldern berechnet wird, ist **nicht** unabhängig von der Wahl des Integrationspfades. Der charakteristische Verlauf $J(L)$ aus den experimentellen Daten wird vom FEM-Modell (an der Oberfläche des 3D-Modells) gut wiedergegeben.
- Auch der Verlauf von $J(L)$, welcher in der Mittelebene des 3D-Modells berechnet wird, läßt eine Abhängigkeit vom Integrationspfad erkennen, welche sich qualitativ von der Situation an der Probenoberfläche unterscheidet.
- Die dreidimensionale Formulierung J_{av} , ist nahezu unabhängig von der Größe L des Integrationspfades.
- Auch das ebene FEM-Modell (Modell EVZ) ist durch einen nahezu pfadunabhängigen Verlauf von $J(L)$ gekennzeichnet, wenn auch auf einem um etwa 20% höheren Niveau der J -Integralwerte.

Bild 7.7 bezieht sich auf die gleiche FEM-Berechnung wie Bild 7.6 und zeigt ebenfalls die unterschiedlichen Verhältnisse zwischen Mittelebene und Oberfläche der Probe. Dargestellt ist der Verlauf des bei verschiedenen z -Koordinaten auf ebenen Integrationspfaden berechneten Wertes $J(z)$. Dabei entspricht $z = 0$ der Mittelebene und $z = 5\text{ mm}$ der Probenoberfläche. Der Verlauf $J(z)$ ist für einen „kleinen“ Integrationspfad mit $L = 3\text{ mm}$ und einen „großen“ Integrationspfad mit $L = 14\text{ mm}$ eingezeichnet. Wie zu erwarten war, sind die berechneten J -Werte in der Mittelebene ($z = 0$) für den „kleinen“ Integrationspfad etwas höher als für den „großen“, während diese Verhältnisse sich zur Oberfläche ($z = 5\text{ mm}$) hin umkehren. Die Werte für die Mittelebene bzw. die Oberfläche finden sich in Bild 7.6 bei $L = 3\text{ mm}$ bzw. $L = 14\text{ mm}$ wieder.

Insgesamt lässt sich aus den Bildern 7.6 und 7.7 folgern, dass beim homogenen Werkstoff die Pfadunabhängigkeit des auf ebenen Pfaden um die Risspitze berechneten J -Integrals nach der Definition von RICE gemäß Gl. (7.9) nicht gegeben ist. Die dreidimensionale Natur des Problems und die Unterschiede zwischen Probenoberfläche und Probeninnerem sind offensichtlich wichtige Aspekte. Der von der Integrationspfadgröße abhängige Verlauf der ebenen J -Integralberechnungen hat auf der Oberfläche einen qualitativ völlig anderen Verlauf als im Probeninnern. Es gelingt mit dem dreidimensionalen FEM-Modell, den charakteristischen pfadgrößenabhängigen Verlauf an der Oberfläche der Probe zu reproduzieren. Daher kann man annehmen, dass auch die Vorgänge im Innern der Probe im FEM-Modell korrekt simuliert sind, da der gesamte dreidimensionale Zustand Ursache für die Integrationspfadabhängigkeit ist.

Das FEM-Modell ist in der Lage, die bisher angesprochenen Effekte wiederzugeben, was keinesfalls selbstverständlich ist, denn das FEM-Modell verfügt zwar über eine aufwändige Elementierung, auf der anderen Seite jedoch über ein einfaches Materialmodell, das nur die isotrope Verfestigung des Werkstoffs berücksichtigt, und eine relativ einfache Modellierung der Region um die Rissspitze.

VOGEL und andere [133, 134], welche das Verfahren von KANG und KOBAYASHI [62, 63] an Proben aus homogenem Werkstoff benutzen, finden mit den Felddaten an der Oberfläche ebenfalls eine Abhängigkeit von der Größe des Integrationspfades, wobei die nahe an der Rissspitze liegenden Integrationspfade geringere Werte für J liefern als die großen Integrationspfade. Insofern weist das Ergebnis in die gleiche Richtung wie die oben beschriebenen Ergebnisse zur Integrationspfadabhängigkeit des J -Integralwertes auf der Oberfläche der Probe. Allerdings unterlag in den von VOGEL beschriebenen Experimenten die benutzte Integrationspfadgeometrie erheblichen Einschränkungen, die sich aus den Vereinfachungen der Methode ergeben, vergleiche Abschnitt 7.2.1.

Der experimentell ermittelte Zustand an der Probenoberfläche ist dadurch gekennzeichnet, dass die Spannungskomponenten σ_{zz} sowie τ_{xz} und τ_{yz} verschwinden. Dennoch sind die Verschiebungs- und Verzerrungsfelder an der Oberfläche durch die Vorgänge im Innern der Probe beeinflusst. Die Modelle „Ebener Spannungszustand“ (ESZ) und „Ebener Verzerrungszustand“ (EVZ) können diesen Zustand nicht wiedergeben.

Ein einfacher Biegebalken, zum Beispiel eine Vierpunktbiegeprobe ohne Riss oder Kerbe, erfährt eine Deformation, bei der die Verzerrungen über der Höhe keine extrem großen Gradienten enthalten. Der Biegebalken wird seinen Querschnitt so ändern, dass die Spannungen senkrecht zur Biegeebene weitgehend verschwinden. Daher wäre für eine Probe ohne Riss das Modell „Ebener Spannungszustand“ eine gute Näherung. Bei der angerissenen Biegeprobe hingegen sind die Verzerrungen in einem kleinen Gebiet um die Rissfront wesentlich größer als in allen anderen Bereichen, die dieses Gebiet komplett umschließen. Bei einer Probe, die dick im Vergleich zu der Zone großer Verzerrungen ist, ist ein „Ausweichen materieller Teilchen“ in Dickenrichtung nicht möglich, da das umgebende Gebiet diese Bewegung stark behindert. So kommt es in Rissspitzennähe zu einem großen hydrostatischen Spannungsanteil und zu einem insgesamt erheblich höheren Spannungsniveau als an der Oberfläche. Die Mechanismen, die dazu führen, dass eine geometriebedingte Verformungsbehinderung mit einer hohen Spannungsmehrachsigkeit einhergeht, werden ausführlicher bei HENRY und LUXMOORE [48] diskutiert⁶.

In den Bereichen, die relativ weit von der Rissfront entfernt sind, kann die Spannungskomponente senkrecht zur Biegeebene hingegen durch Querschnittsänderungen relativ gut abgebaut werden, ähnlich wie beim oben erwähnten Biegebalken ohne Riss. Daher erklärt sich, dass das Modell ESZ weit entfernt von der Rissspitze noch

⁶Der beschriebene Effekt, dass Verformungsbehinderungen zu hohen hydrostatischen Spannungen führen können, wird – auch in der deutschen Literatur – manchmal als „constraint“ bezeichnet.

als brauchbares Modell betrachtet werden kann, nahe an der Risspitze und im Probeninnern jedoch versagt.

Bei sehr großen homogenen Bauteilen oder Proben kann sich daher im Innern der Probe ein hohes Spannungsniveau einstellen, wobei die Verhältnisse im Innern in guter Näherung durch das Modell EVZ wiedergegeben werden, zumindest für solche Bereiche, in denen die betrachteten Entfernungen von der Rissfront klein sind gegenüber der Größe der Probe und gegenüber der Entfernung von der Probenoberfläche. ROOS und andere [98] untersuchen daher homogene Großproben und finden, dass die Rissinitiierung bei großen Proben manchmal schon nach geringen Deformationen einsetzt, auch wenn der Werkstoff im Experiment mit kleinen Proben als duktil charakterisiert wurde. Er definiert einen Mehrachsigkeitsquotienten, für den sich ein kritischer Wert ermitteln lässt, oberhalb dessen mit Versagen nach geringer plastischer Deformation zu rechnen ist. YAN und MAI [140] führen eine ähnliche Betrachtung durch und bemerken dazu, dass der Einfluss der auftretenden Verformungsbehinderung in großen Bauteilen oder Proben auf den Initiierungspunkt erheblich von der Mikrostruktur des Materials abhängt. Dieser Einfluss kann in dieser Arbeit wegen der begrenzten Materialauswahl nicht näher betrachtet werden.

Bild 7.8 zeigt die zu Bild 7.6 analoge Betrachtung, bezieht sich jedoch auf den Werkstoff Stahl P265GH. Der Zustand ist auch hier dem Zeitpunkt der Rissinitiierung zugeordnet. Die Verläufe der Kurven sind qualitativ identisch mit denen für CuNi10; es treten die gleichen, bereits oben diskutierten Effekte auf. Allerdings ist das Niveau der auftretenden J -Werte erheblich höher: Der J -Integralwert bei Rissinitiierung ist bei Stahl in etwa doppelt so hoch wie bei CuNi10.

Bild 7.9 zeigt für den Grenzflächenriss eine analoge Untersuchung zur Pfadabhängigkeit des J -Integrals. Auch hier erreichen die berechneten J -Integralwerte an der Oberfläche des FEM-Modells die gleiche Größenordnung wie die aus experimentellen Felddaten berechneten. Es ergibt sich qualitativ ein ähnlicher Verlauf wie bei den homogenen Werkstoffen. Beim Interfaceriss fallen die auf ebenen Pfaden ermittelten J -Integralwerte wie bei den homogenen Konfigurationen an der Oberfläche der Probe ab, wenn die Integrationspfade kleiner werden, und sie zeigen im Innern der Probe ein entgegengesetztes Verhalten. Die beschriebene Abhängigkeit der J -Integralwerte tritt also sowohl in homogenen Werkstoffen als auch am Interfaceriss auf.

Das ist bemerkenswert, da die Form der plastischen Zone, welche ebenfalls in FEM-Berechnung (Oberfläche) und experimentellen Felddaten gut übereinstimmt, im Fall des Grenzflächenrisses erheblich von der Form bei homogenem Werkstoff abweicht. Trotzdem treten die genannten Effekte zur Integrationspfadabhängigkeit bzw. -unabhängigkeit beim Grenzflächenriss analog zur homogenen Probe auf.

Die Tatsache, dass die Form der plastischen Zone beim Grenzflächenriss schon bei kleinen relativen Unterschieden in den Festigkeiten der verbundenen Materialien erheblich asymmetrisch wird, findet Bestätigung bei SHIH und ASARO [113, 114, 115],

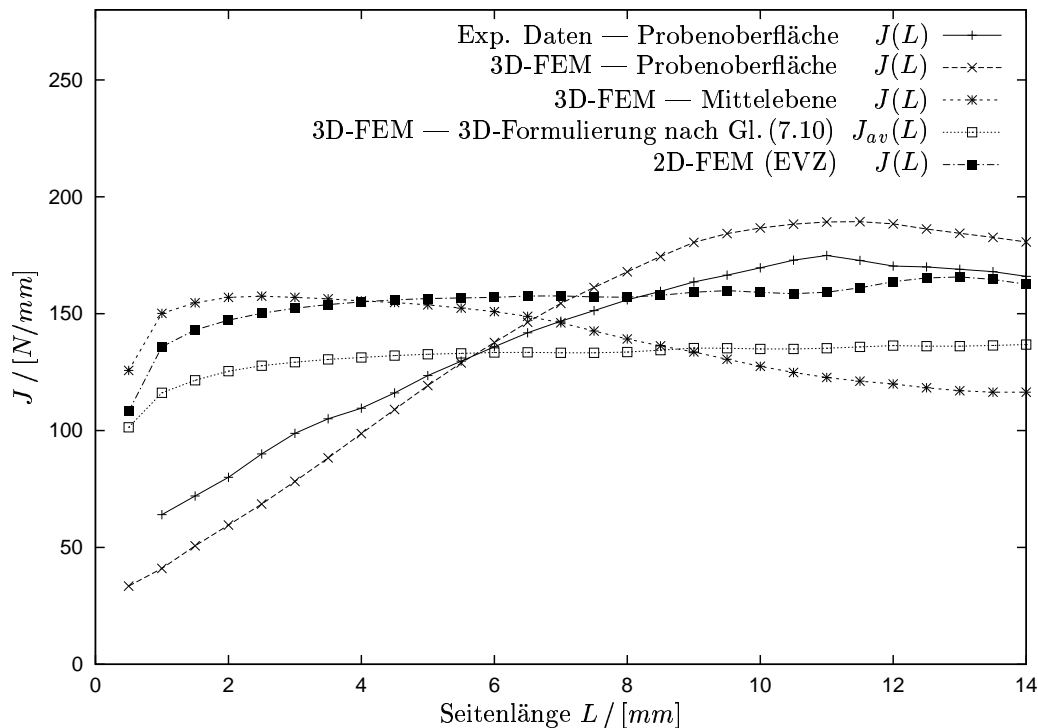


Bild 7.8: J -Integralwerte in Abhängigkeit von der Größe des Integrationspfades für homogene Proben aus dem Stahl P265GH

die numerische Untersuchungen zur Bruchmechanik von Grenzflächenrissen vorstellen.

7.3 Ermittlung von J -Initiierungswerten

In Abschnitt 7.2.2 ist gezeigt worden, dass es mit der dreidimensionalen FEM-Berechnung gelingt, die Vorgänge an der Oberfläche der Probe in gewissen Grenzen korrekt wiederzugeben. Dabei erfüllt das auf ebenen Pfaden an der Oberfläche berechnete J -Integral die Forderung nach Integrationspfadunabhängigkeit nicht befriedigend. Durch Hinzunahme der numerisch gewonnenen Daten aus dem Probeninnern lässt sich in Verbindung mit einer 3D-Formulierung für J zeigen, dass unter Berücksichtigung dreidimensionaler Effekte eine Pfadunabhängigkeit für J beobachtet werden kann, auch wenn diese theoretisch nicht unbedingt für inkrementelle Plastizität gilt. Die nach dieser Methode bestimmten Rissinitiierungswerte beschreiben – als Energiefreisetzungsraten gedeutet – die materielle Kraft, welche die dreidimensionale Rissfront als Ganzes vorantreibt.

Die so ermittelten J -Werte beziehen sich im hier betrachteten Fall für beide homogenen Werkstoffe und für den Grenzflächenriss auf den jeweiligen Zeitpunkt der Rissinitiierung, der experimentell, wie in Kapitel 5 definiert, detektiert wird. Daher spricht

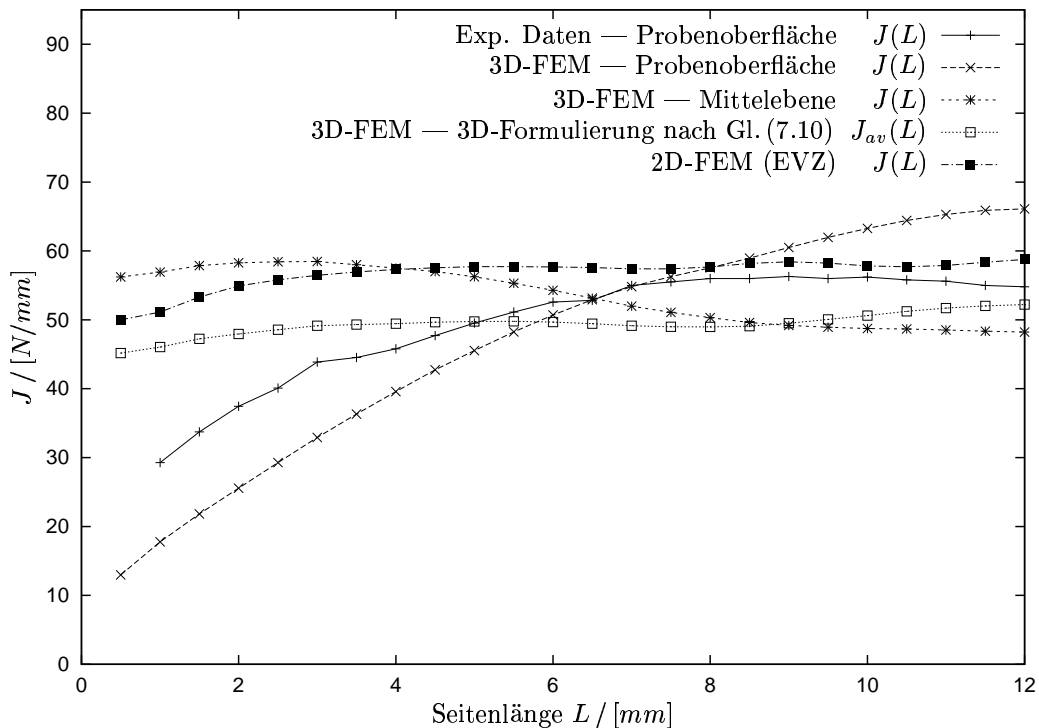


Bild 7.9: J -Integralwerte in Abhängigkeit von der Größe des Integrationspfades für Proben aus P265GH und CuNi10 mit Grenzflächenriss

man von J -Initiierungswerten J_{Ic} , die den Widerstand der jeweiligen Konfiguration (Material oder Materialkombination) gegen die Initiierung des Risses kennzeichnen.

7.3.1 Vergleich der J -Initiierungswerte der homogenen Werkstoffe und des Grenzflächenrisses

Bei der Bestimmung der J -Initiierungswerte handelt es sich um eine hybride Methode, bei der das Experiment den Zeitpunkt der Rissinitiierung und die Feldgrößen an der Oberfläche liefert und die FEM-Berechnung ergänzende Informationen bereitstellen kann, nachdem sichergestellt ist, dass das FEM-Modell das Experiment korrekt simuliert. Die Formulierung J_{av} , die einen in guter Näherung integrationspfadunabhängigen Verlauf $J(L)$ aufweist, liefert dann einen Wert für J_{Ic} . Die mit dieser Methode bestimmten Initiierungswerte für die homogenen Materialien CuNi10, Stahl P265GH und für die Grenzfläche dieser beiden Materialien sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Die Bruchzähigkeit des Grenzflächenrisses beträgt $\frac{50}{70} \approx 71\%$ der Bruchzähigkeit des homogenen Materials CuNi10.

Die Erkenntnis, dass die Bruchzähigkeit an der Grenzfläche geringer ist als in einer homogenen Probe aus einem der beteiligten Materialien, deckt sich mit der Erfahrung

Material	$J_{Ic} / [N/mm]$
CuNi10	70
P265GH	135
CuNi10/P265GH Interface	50

Tabelle 7.1: Rissinitiierungswerte J_{Ic} für beide homogenen Werkstoffe und für die Grenzfläche

anderer Autoren. Es gibt Überlegungen von TSCHEGG und anderen⁷ [129] über die Energiefreisetzungsraten an Grenzflächen, die darauf führen, dass im Allgemeinen die Energiefreisetzungsrate des Interfacerrisses geringer ist als beim Riss in einem der beteiligten Materialien (siehe auch Abschnitt 5.1.2). Diese Überlegung führt zu der Schlussfolgerung, dass der Riss sich eher im Interface ausbreiten wird, als seitlich auszuweichen, und dass der Initiierungswert J_{Ic} des Interfacerrisses geringer ist als die entsprechenden Werte, die man für die entsprechenden homogenen Materialien erhält.

7.3.2 Vergleich der experimentell/numerisch ermittelten J -Initiierungswerte mit den nach Materialprüfnormen bestimmten

In Materialprüfnormen finden sich Vorschriften zur Ermittlung kritischer J -Initiierungswerte J_{Ic} anhand von Standardproben der zu untersuchenden Werkstoffe. Zwei Materialprüfnormen zur Bestimmung solcher Werte sind die vom Deutschen Verband für Materialprüfung herausgegebene DVM 002 [28] von 1987 und die britische Norm BS 7448 von 1991. Die aktuelle US-Materialprüfnorm ASTM E 1737-96 [4] fasst die älteren Prüfnormen ASTM E 813-89 [1] und ASTM E 1152-95 [3] in einer überarbeiteten Form zusammen.

Die in den genannten Prüfvorschriften angewandte Vorgehensweise zur J -Bestimmung geht auf einen von RICE und anderen [93] entdeckten Zusammenhang zwischen der Fläche unter der Belastungskurve und dem J -Integral zurück, der nur für tief gekerbte Biegeproben gilt. Danach besteht das J -Integral duktiler metallischer Werkstoffe überwiegend aus dem Anteil

$$J = \frac{2 \int F \cdot ds}{d \cdot (W - a)} \quad (7.11)$$

mit $W = 20 \text{ mm}$ (Probenhöhe) und $d = 10 \text{ mm}$ (Probendicke)

Gl. (7.11) enthält das Integral über die Belastungskurve (Kraft F über Lastpunktverschiebung s). Nach dieser Methode lässt sich das J -Integral alleine aus der Belastungskurve der Probe abschätzen, ohne dass die in der Definition des J -Integrals enthaltenen Feldgrößen bestimmt und integriert werden müssen.

⁷Die Überlegungen beziehen sich auf theoretische Untersuchungen von SHIH und ASARO [113, 114, 115]

Die neuere Materialprüfnorm ASTM E 1737-96 [4] enthält ein erweitertes Berechnungsverfahren für J aus der Belastungskurve, das die Geometrieänderung durch Rissfortschritt berücksichtigt, im Wesentlichen aber auf dem durch Gl. (7.11) gegebenen Zusammenhang basiert. Dabei erfolgt die Ermittlung von $J = J_{el} + J_{pl}$ als Summe eines elastischen Anteils, der aus empirischen Gleichungen für die benutzte Probengeometrie berechnet wird und eines plastischen Anteils, der aus der Fläche unter der Belastungskurve ermittelt wird. Bei JOYCE [59] findet sich eine gegenüber dem Originaltext erweiterte und kommentierte Fassung der Materialprüfnorm ASTM E 1737-96.

Mit der beschriebenen Methode erhält man einen Wert für J_{Ic} , den Risswiderstand des Werkstoffs, der kennzeichnet, welche Risspitzenbelastung bei dem jeweiligen Material zur Rissinitiierung führt. Weiterhin wird der damit ermittelte Verlauf von J über der Rissverlängerung Δa („Risswiderstandskurve“) benutzt, um das Risswiderstandsverhalten des Werkstoffs bei stabilem Risswachstum zu kennzeichnen, obwohl das J -Integral in seiner ursprünglichen Definition seine charakteristischen Eigenschaften, wie die Unabhängigkeit vom Integrationspfad, verliert, wenn man Rissfortschritt zulässt (vergleiche Abschnitt 2.1.2).

Auch in den hier beschriebenen Experimenten ist die J -Integralauswertung nach ASTM E 1737-96 implementiert, da alle zur Berechnung benötigten Daten wie Geometriedaten sowie Verformungs- und Belastungsinformationen vorliegen. Daher bietet sich ein Vergleich zwischen der oben beschriebenen experimentell/numerischen Verfahrensweise zur Ermittlung von Initiierungswerten J_{Ic} und den Standardmethoden zur Bestimmung solcher Werte an.

Bei der hier benutzten Form wird die Gleichung für die elastischen Anteile des J -Integrals an die Vierpunktbiegung angepasst, denn die ASTM-Norm sieht Dreipunktbiegeproben vor. Allerdings fällt der elastische Anteil gegenüber den plastischen Anteilen bei duktilen metallischen Werkstoffen kaum ins Gewicht.

Die ASTM-Norm stellt einige Anforderungen an den Aufbau und die eingesetzten Geräte sowie an die Versuchsdurchführung und Probengeometrie. So wird für die Dicke d der Biegeprobe, ausgedrückt mit den hier verwendeten Bezeichnungen, gefordert:

$$d > 25 \frac{J_{Ic}}{R_{p0,2}} \quad (7.12)$$

Aus dieser Festlegung folgen – bezogen auf die hier benutzten Werkstoffe – die Forderungen $d > 5,2 \text{ mm}$ (CuNi10) bzw. $d > 8,8 \text{ mm}$ (Stahl P265GH), welche für die hier benutzten Proben der Dicke $d = 10 \text{ mm}$ erfüllt sind. Außerdem enthält die ASTM-Norm Anforderungen an die Riss- und Ligamentlänge, welche ebenfalls erfüllt werden. Die genannten Forderungen stellen sicher, dass es in der Probe ein hinreichend großes Gebiet gibt, in dem erhebliche Verformungsbehinderungen und damit Zustände ähnlich dem ebenen Verzerrungszustand (EVZ) das bruchmechanische Geschehen maßgeblich bestimmen. Eine ausführliche Diskussion zu den Verformungsbehinderungen

im Probeninnern sowie zu Vergleichen zwischen den Feldgrößen im dreidimensionalen Modell und im ebenen Modell (EVZ) findet sich in Abschnitt 7.2.2. Der (hier erfolgreich durchgeführte) Nachweis über die Einhaltung der Anforderungen an die Probengeometrie kann erst nach der J -Bestimmung erfolgen und berechtigt schließlich, die ermittelten Initiierungswerte als J_{Ic} im Sinne der Prüfnorm zu bezeichnen („qualifying as J_{Ic} “, [4]).

Die ASTM-Methode wird hier sowohl auf die Proben aus homogenem Werkstoff als auch auf die Proben mit Grenzflächenriss angewendet, auch wenn die Anwendung auf letztgenannten Fall in der ASTM-Norm nicht vorgesehen ist. Der plastische Anteil am J -Integral wird beim Grenzflächenriss aus dem Arbeitsintegral über die Belastungskurve berechnet, der – bei duktilen Werkstoffen deutlich kleinere – elastische Anteil wird ähnlich wie beim homogenen Material berechnet, wobei der E-Modul in den Auswertgleichungen durch E^* ersetzt wird⁸.

In Abschnitt 4.4.1 wird gezeigt, dass Arbeitsintegrale, welche gemäß der Materialprüfnormen die Grundlage für die Berechnung des J -Integralwertes bilden, durch Benutzung von Biegemoment/Verdrehwinkel als Belastungsparameter berechnet werden müssen, weil eine Berechnung aus Prüfkraft und Traversenweg – zumindest beim hier benutzten Versuchsaufbau – erheblich überhöhte Werte liefert. Folglich dürfen die aus dem Arbeitsintegral ermittelten Initiierungswerte nur dann als $J_{Ic,ASTM}$ -Werte bezeichnet werden, wenn sie das Arbeitsintegral über Biegemoment und Verdrehwinkel zu Grunde legen. Hier erfolgt die Auswertung daher ausschließlich unter Verwendung dieser Parameter.

In Tabelle 7.2 sind die aus den modifizierten ASTM-Gleichungen⁹ ermittelten Risssinitiierungswerte $J_{Ic,ASTM}$ den Werten $J_{Ic,Exp./FEM}$ gegenübergestellt, die mit den hier entwickelten Werkzeugen aus den Feldgrößen ermittelt wurden, siehe Abschnitt 7.3.1. Es ist zu erkennen, dass die Übereinstimmung zwischen den feldmäßig experimentell/numerisch ermittelten Werten $J_{Ic,Exp./FEM}$ und den nach den ASTM-Vorschriften ermittelten Werten $J_{Ic,ASTM}$ für den Grenzflächenriss in ähnlich guter Näherung gegeben ist wie für die homogenen Materialien.

Material	$\frac{J_{Ic,Exp./FEM}}{[N/mm]}$	$\frac{J_{Ic,ASTM}}{[N/mm]}$	$\frac{J_{Ic,ASTM}}{J_{Ic,Exp./FEM}}$
CuNi10	70	83	1,19
P265GH	135	129	0,96
Interface	50	49	0,98

Tabelle 7.2: Risssinitiierungswerte J_{Ic} für beide homogenen Werkstoffe und für den Grenzflächenriss, einerseits nach der experimentell/numerischen Methode und andererseits aus der Belastungskurve mit mit Biegemoment und Verdrehwinkel als Belastungsparameter ermittelt

⁸Der Wert E^* nach Gl. (2.14) ist charakteristisch für die Materialkombination [113].

⁹Da die ASTM-Gleichungen sich auf Prüfkraft und Lastpunktverschiebung als Parameter beziehen, sind Modifikationen notwendig, um das Biegemoment und den Verdrehwinkel als Parameter einsetzen zu können.

Auch ZELEZNY und andere [142] vergleichen lokale und globale Bestimmung des J -Integrals bei Interface-Proben, wobei der Vergleich der J -Werte zwischen FEM-Berechnung und Experiment nur für die global bestimmten Werte (aus der Belastungskurve) durchgeführt wird, da keine experimentellen Felddaten vorliegen. ZELEZNY findet mit dieser Methode, dass die nach der ASTM-Vorschrift aus der Belastungskurve ermittelten J -Integral-Werte auch für Interfacerrisse brauchbar sind. PISARSKI und andere [85] beschreiben experimentelle und numerische Untersuchungen zur globalen J -Integralbestimmung bei Schweißverbindungen mit Mismatch¹⁰ und finden, dass für Mismatch-Verhältnisse bis $\pm 25\%$ die ASTM Bestimmungsmethode für J brauchbare Ergebnisse liefert.

Mit den genannten Erkenntnissen zur Auswertung der Arbeitsintegrale ist festzuhalten, dass die Methoden nach Art der ASTM-Norm zumindest bei der hier benutzten Materialkombination auch für Grenzflächenrisse geeignet ist. Die mit der ASTM-Norm ermittelten Werte für J zum Initiierungszeitpunkt des Grenzflächenrisses liegen beim Interfacerriss in der Nähe des mit feldmäßiger Auswertung auf experimentell/numerischem Wege ermittelten Wertes. Man kann zusammenfassend sagen, dass die Methode für die hier getestete Materialkombination keine signifikant schlechteren Ergebnisse für J liefert als bei homogenen Werkstoffen.

¹⁰Unter dem Mismatch-Verhältnis verstehen die Autoren die relative Abweichung der Elastizitätsgrenzen beider beteiligter Werkstoffe. Für die in dieser Arbeit benutzten Werkstoffe beträgt die Abweichung etwa 25%.

8 Zusammenfassung

Die elastisch-plastische Bruchmechanik (Fließbruchmechanik) metallischer Werkstoffe und speziell die Bruchmechanik an Grenzflächen besitzen zunehmend praktische Bedeutung. Gleichzeitig sind noch viele Fragestellungen ungeklärt, besonders in Bereichen, in denen bei Grenzflächenrissen die Konzepte der linear-elastischen Bruchmechanik nicht mehr zur Beschreibung des Bruchverhaltens angewendet werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente sowie numerische Simulationen zur Bruchmechanik homogener duktiler metallischer Werkstoffe und zu Grenzflächenrissen zwischen diesen Werkstoffen durchgeführt und diskutiert. Dabei spielte auch die Weiterentwicklung der experimentellen Technik und die Verarbeitung der experimentell gewonnenen Felddaten eine Rolle.

Zur Herstellung der Proben kam das Explosionsschweißen (Sprengplattieren) zum Einsatz. Dieses Verfahren erzeugt Grenzflächen, die durch eine geringe gegenseitige Durchmischung der verschweißten Materialien und durch geringe Gefügeveränderungen der Materialien auf beiden Seiten der Grenzfläche gekennzeichnet sind. Damit liegt ein definierter Zustand vor, der einem idealisierten Interface näher kommt als eine durch Schmelzschweißverfahren hergestellte Schweißnaht.

Während der Experimente wurden die Verschiebungsfelder an der Probenoberfläche durch das geometrische In-plane-Moiré (Isothetenverfahren) erfasst. Der Zeitpunkt der Rissinitiierung wurde mittels der Gleichstrompotentialsonde detektiert. Als globaler Verformungsparameter wurde die Rotation der Probenschenkel benutzt, die direkt an der Probe mit Neigungssensoren gemessen wurde.

Im Gegensatz zu älteren Arbeiten an der Professur für Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz kam zur Auswertung der entstehenden Isothetenfelder die digitale Bildverarbeitung zum Einsatz. Die Grauwertstruktur der mit dem Isothetenverfahren erzeugten Streifenfelder unterscheidet sich deutlich von der Grauwertstruktur der Streifenfelder anderer experimenteller Verfahren, die größtenteils auf einem interferometrischen Grundprinzip beruhen. Daher wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit neue Bildverarbeitungsalgorithmen entwickelt, welche diese Besonderheiten berücksichtigen.

Die Bildverarbeitungsalgorithmen extrahieren eine Reihe von Stützpunkten aus den Isothetenfeldern. Diese Punkte bilden die Grundlage für die geometrische Approximation des zweidimensionalen Verschiebungsfeldes an der Probenoberfläche mit der Methode von BOHNSACK, die mit den hier vorgestellten Erweiterungen – un-

ter bestimmten Voraussetzungen – auch zur Berechnung der Spannungsfelder an der Oberfläche benutzt werden kann.

Anhand der so aufbereiteten experimentellen Felddaten wurden einige Unterschiede zwischen den Feldern der homogenen Proben und denen der Proben mit Grenzflächenriss aufgezeigt. Außerdem wurden ebene und dreidimensionale Simulationen der Experimente mit der Methode der Finiten Elemente durchgeführt. Es zeigt sich – unter anderem an Betrachtungen zum J -Integral –, dass die ebenen Modelle (ESZ bzw. EVZ), unabhängig von der Feinheit ihrer Elementierung, nicht in der Lage sind, die experimentell ermittelten Verhältnisse an der Oberfläche korrekt wiederzugeben. Die dreidimensionalen FEM-Modelle geben hingegen die Verhältnisse an der Oberfläche in guter Näherung wieder, trotz des relativ einfachen Materialmodells, das hier nur die isotrope Verfestigung berücksichtigt. Mittels einer dreidimensionalen Formulierung des J -Integrals im FEM-Modell konnte die Pfadunabhängigkeit des J -Integrals gezeigt werden, die bei Betrachtung der experimentellen Daten oder der Oberfläche im FEM-Modell nicht annähernd erreicht wurde. Daraus wird deutlich, dass die Annahme der Proportionalbelastung – eine theoretische Voraussetzung für die Pfadunabhängigkeit des J -Integrals – bei den hier vorgestellten bruchmechanischen Feldern bei monotoner Belastung und vor dem Punkt der Rissinitiierung gerechtfertigt ist. Der Grund für die beobachtete Abhängigkeit des J -Integrals vom Integrationspfad ist folglich vielmehr in dreidimensionalen Effekten zu suchen, wobei optische Feldmessverfahren nur den Zustand an der Probenoberfläche erfassen können, der allerdings deutlich vom Zustand im Innern abweicht.

Der J -Initiierungswert kann für die betrachteten Materialien und den Grenzflächenriss ermittelt werden, indem man mit den beschriebenen Werkzeugen die Laststufe auswertet, die experimentell mittels der Potentialmethode als Rissinitiierungspunkt ermittelt wurde. Die sich ergebenden Rissinitiierungswerte sind für den Grenzflächenriss geringer als für beide homogenen Materialien. Das deckt sich mit theoretischen Überlegungen anderer Autoren und erklärt, warum der Riss im Interface bleibt, wenn man das Experiment bis in den Bereich der stabilen Rissausbreitung durchführt.

Die mit den beschriebenen Verfahren gewonnenen J -Integralwerte als Rissinitiierungskennwerte der homogenen Materialien wurden mit den gemäß den Materialprüfnormen aus der Belastungskurve bestimmten Initiierungswerten verglichen. Konkret wurde hier die Norm ASTM E-1737-96 benutzt. Es ist im Sinne der ASTM-Norm erforderlich, Parameter zu benutzen, welche die Probendeformation direkt ausdrücken. Mit den hier benutzten Neigungssensoren konnte diese Forderung erfüllt werden. Die genormte Bestimmungsmethode für die J -Initiierungswerte ist für die hier untersuchten Konfigurationen mit Grenzflächenriss ebenfalls brauchbar, obwohl die Materialprüfnorm sich ausschließlich auf homogene Werkstoffe bezieht.

Ziel der Forschung auf diesem Gebiet ist das Finden eines universellen und geometrieunabhängigen Rissinitiierungs- und Rissausbreitungskriteriums für den Grenzflächenriss. Es muss bezweifelt werden, ob das J -Integral als alleiniger bruchmechanischer Parameter für den Grenzflächenriss diese Anforderungen erfüllt, wie es beim homoge-

nen Werkstoff – zumindest mit Einschränkungen – der Fall ist. Möglicherweise wird man für den Grenzflächenriss einen zwei- oder dreiparametrischen Ansatz benötigen, um ein von der Bauteilgeometrie unabhängiges Rissinitiierungskriterium zu erhalten.

Um diese Fragestellung zu klären, sind erweiterte Untersuchungen – möglicherweise mit veränderten Proben- bzw. Bauteilgeometrien – nötig. Weitere Forschung auf dem Gebiet der Fließbruchmechanik der Grenzflächenrisse ist daher unbedingt erforderlich.

Formelzeichen

Lateinische Buchstaben

a, a_0	aktuelle Risslänge, Anfangsrisslänge
a_k	Materialkonstante aus dem Stoffgesetz für Konstantan
a_l	Länge des ungerissenen Ligaments
A_0, A	Querschnittsfläche der undeformierten bzw. der deformierten Zugprobe
A_ξ	Parameter aus der Ansatzfunktion zur Bestimmung des Streifenmittelpunkts
b_0, b	eine Seitenlänge des undeformierten bzw. des deformierten Probenquerschnitts (Zugprobe)
B	Streifenbreite
B_a	Breite der steif modellierten Außenteile an der Biegeprobe
c	Kontrast
$c(\xi)$	Kreuzkorrelationsfunktion
c_0	Parameter aus der Ansatzfunktion zur Bestimmung des Streifenmittelpunkts
$c_p(\xi)$	parabelförmige Ansatzfunktion zur Bestimmung der genauen Streifenmitte
d_0, d	eine Seitenlänge des undeformierten bzw. des deformierten Probenquerschnitts (Zugprobe)
d	Dicke der Biegeprobe
D	skalärer Parameter zur Abschätzung von δ_t
E	Elastizitätsmodul
E'	von E abgeleitete Größe, die eine Beziehung zwischen K-Faktor und J -Integral herstellt
E^*	charakteristische Größe einer Materialpaarung
f, f_0	Frequenz, Anfangsschwingfrequenz (Versuchsbeginn)
F	Prüfkraft
$g(p_L)$	Grauwert des Pixels Nummer p_L

$G(n/N)$	Fouriertransformierte von $g(p_L)$
\mathcal{G}	Energiefreisetzungsrate
\mathcal{G}_c	kritischer \mathcal{G} -Wert (Initiierungswert)
G	Schubmodul $G = \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$
G_i	Gebiet (Fläche) des i -ten Elements
$H(r)$	radiale Intensitätsverteilung, über dem Umfang $0 \dots 2\pi$ gemittelt, als Funktion des Radius
I, I_0	Intensität, mittlere Intensität
$I(x, y)$	beobachtete Intensität
$I(p_l)$	Intensitätsverlauf entlang einer Linie
$I_1(x, y) \dots I_4(x, y)$	Intensitätsfelder vierer Bilder, die mit unterschiedlichen Referenzphasen $\alpha_1 \dots \alpha_4$ aufgenommen sind
$I_E, I_E(x, y)$	einfallende Intensität
$I_n = I_n(n)$	Konstante aus der HRR-Theorie, die alle über θ durchzuführenden Integrationen enthält
I_{zz}	axiales Flächenträgheitsmoment
i, j	komplexe Konstante $i = j = \sqrt{-1}$
J	J -Integral
J_{av}	J -Integral, über die Probendicke gemittelt (Formulierung nach BROBERG [14, 15])
J_{Ic}	kritisches J -Integral (Initiierungswert)
$J_{Ic,Exp./FEM}$	J -Initiierungswert, mit der vorgestellten experimentell/ theoretischen Methode ermittelt
$J_{Ic,ASTM}$	J -Initiierungswert, nach der Prüfnorm ASTM E 1737-96 ermittelt.
J_0	Besselfunktion 1. Gattung, 0. Ordnung, siehe [17]
\mathcal{K}	komplexer Spannungsintensitätsfaktor (Grenzflächenriss)
k	k -Faktor elektrischer Dehnungsmessstreifen
k_{el}, k_{pl}	k -Faktor eines DMS für elastische bzw. plastische Deformation
kT	Zeit am k -ten Abtastpunkt
K	Spannungsintensitätsfaktor (homogener Werkstoff)
ΔK	zyklischer Spannungsintensitätsfaktor
K_I, K_{II}, K_{III}	Spannungsintensitätsfaktoren (homogene Materialien) für die drei Rissöffnungsmoden
K_c, K_{Ic}	kritischer Spannungsintensitätsfaktor (Initiierungswert)

l, l_0, l_1	Länge einer Zugprobe, Ausgangslänge, Länge nach dem Zugversuch
l_r	Länge des l -ten Randes zwischen benachbarten Elementen
L	charakteristische Länge
m, m_i	u-Isothetenordnung, u-Isothetenordnung am Punkt i
M	Parameter, der die Verformungsbehinderung am Interface ausdrückt
M_b	Biegemoment
M_v	Teilung des beobachteten Verdrehmoiré
n/N	Pixelnummer, bezogen auf die Gesamtzahl untersuchter Pixel
n, n_i	v-Isothetenordnung, v-Isothetenordnung am Punkt i
n	dimensionsloser Materialparameter der RAMBERG-OSGOOD Gleichung („Verfestigungsexponent“)
n_p	Anzahl der Stützpunkte
n_e	Anzahl der Elemente (beim ebenen FEM-Modell)
n_r	Anzahl der Elementgrenzen
\underline{n}	Normalenvektor auf den Integrationspfad
N	Anzahl der Schwingspiele, Anzahl der Messpunkte
$N(x, y)$	BIAS-Wert (nimmt nur ganzzahlige Werte an)
p	Gitter- bzw. Rasterteilung
p_L	Nummer des Pixels in einer Pixelreihe, die einen Schnitt durch das Bild entlang einer Geraden repräsentiert
q_0	Querempfindlichkeit elektrischer Dehnungsmessstreifen
Q	Parameter, der die geometriebedingte Verformungsbehinderung ausdrückt
r	radiale Polarkoordinate
R	elektrischer Widerstand eines Dehnungsmessstreifens
R_0	elektrischer Widerstand im unbelasteten Zustand
$R_{p0,01}$	technische Elastizitätsgrenze (Spannung)
$R_{p0,2}$	0,2%-Fließgrenze (Spannung)
ΔR	Änderung des elektrischen Widerstandes
s	Lastpunktverschiebung
s_T	Traversenweg der Prüfmaschine
$s(t)$	Funktion im Zeitbereich
$S(f)$	Fouriertransformierte von $s(t)$
S	horizontaler Abstand zweier Lasteinleitungspunkte

S^*	horizontaler Abstand zweier Lasteinleitungspunkte, unter Berücksichtigung der Probendeformation
t	Zeit (Versuchsbeginn bei $t=0$)
t_O	Transparenzfunktion des Objektrasters
t_R	Transparenzfunktion des Referenzrasters
T	Zeitkonstante/Abtastfrequenz
\underline{T}, T_{ij}	Vektor der Traktionen (Spannungen senkrecht zum Integrationspfad)
u, u_i	u-Verschiebung (in x-Richtung), u-Verschiebung am Stützpunkt i
$\tilde{u}(x, y)$	Ansatzfunktion für die Approximation der u-Verschiebungen
\underline{u}	Vektor der Verschiebungen
U, U_0	aktuelle elektrische Potentialdifferenz (Spannung), Spannung zu Versuchsbeginn
v, v_i	v-Verschiebung (in y-Richtung), v-Verschiebung am Stützpunkt i
$\tilde{v}(x, y)$	Ansatzfunktion für die Approximation der v-Verschiebungen
W	Höhe der Biegeprobe (hier: $W=20\text{mm}$)
W	Formänderungsenergiedichte
W_F	mechanische Arbeit, berechnet aus s_T und F
W_M	mechanische Arbeit, berechnet aus α_s und M_b
x	x-Koordinate im kartesischen Rissspitzen-Koordinatensystem
X	LAGRANGE-Koordinate (materielle Koordinate)
\mathcal{X}_i	Feld von Werten, deren Korrelation mit dem Feld \mathcal{Y}_i berechnet werden soll
$\bar{\mathcal{X}}$	Mittelwert aller \mathcal{X}_i
x_i	x-Koordinate des i-ten Stützpunktes
\bar{x}_i	x-Koordinate des i-ten Punktes im (\bar{x}, \bar{y}) -Koordinatensystem
y	y-Koordinate im kartesischen Rissspitzen-Koordinatensystem
Y	LAGRANGE-Koordinate (materielle Koordinate)
\mathcal{Y}_i	siehe \mathcal{X}_i
$\bar{\mathcal{Y}}$	Mittelwert aller \mathcal{Y}_i
y_i	y-Koordinate des i-ten Stützpunktes
\bar{y}_i	y-Koordinate des i-ten Punktes im (\bar{x}, \bar{y}) -Koordinatensystem
y_p	halber Abstand der Potentialmesspunkte

Griechische Buchstaben

α	dimensionsloser Materialparameter der RAMBERG-OSGOOD Gleichung
$\alpha_1 \dots \alpha_4$	Referenzphasen
α_b	eine Bimaterial-Konstante
α_1, α_2	Neigungen der Probenschenkel
α_s	Relative Verdrehung zwischen den Probenschenkeln: $\alpha_s = (\alpha_1 + \alpha_2)$
$\alpha_{t1}, \alpha_{t2}, \alpha_{t5}$	Kerbformzahlen nach NEUBER [78]
β_b	eine Bimaterial-Konstante
β_ρ	Parameter, der die Abhängigkeit zwischen dem spezifischen elektrischen Widerstand und der Dehnung charakterisiert
γ_1, γ_2	dimensionslose Wichtungsfaktoren der Glättungsterme
Γ	Integrationspfad um die Risspitze
δ_t	Rissspitzenöffnung (<u>C</u> rack <u>T</u> ip <u>O</u> pening <u>D</u> isplacement, CTOD)
ϵ	eine Bimaterial-Konstante nach RICE [92]
ε	einachsige Dehnung (technische Dehnung)
ε_l	Längsdehnung (technische Dehnung) am Zugstab
ε_q	Querdehnung (technische Dehnung) am Zugstab
ε_0	einachsige Dehnung an der Elastizitätsgrenze
ε_{ij}	Verzerrungstensor
$\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$	Hauptdehnungen (Eigenwerte von ε_{ij})
ε_{Mises}	v.MISES Vergleichsdehnung
η	Koordinatenrichtung
θ	Polarkoordinate (Winkel)
μ	LAMESche Konstante $\mu = G = \frac{E}{2(1+\nu)}$
ν, ν_0	POISSON-Zahl (Querkontraktionszahl)
ξ	Koordinatenrichtung
ξ_{opt}	ξ -Koordinate des optimierten Stützpunktes
ρ	Kerbradius
ρ_{CuNi}	spezifischer elektrischer Widerstand von CuNi10
ρ_{Stahl}	spezifischer elektrischer Widerstand von Stahl P265GH
σ	einachsige KIRCHHOFF-Spannung (wahre Spannung)
σ_l	wahre Längsspannung in der Zugprobe
σ_0	einachsige Zugspannung an der Elastizitätsgrenze

σ_r	Normalspannung in r-Richtung
σ_N	Nennspannung
σ_{max}	maximale Spannung am Kerbgrund
σ_θ	Normalspannung in θ -Richtung
σ_{ij}	KIRCHHOFFScher Spannungstensor
$\tilde{\sigma}_{ij}^I(\theta), \tilde{\sigma}_{ij}^{II}(\theta), \tilde{\sigma}_{ij}^{III}(\theta)$	dimensionslose Funktionen des Winkels (linear-elastisches Rissspitzenfeld, homogener Werkstoff)
$\tilde{\sigma}_{ij}^I(\theta, \epsilon), \tilde{\sigma}_{ij}^{II}(\theta, \epsilon)$	dimensionslose Funktionen des Winkels (linear-elastisches Rissspitzenfeld, Grenzflächenriss)
$\tilde{\sigma}_{rr}^{HRR}(\theta), \tilde{\sigma}_{\theta\theta}^{HRR}(\theta), \tilde{\sigma}_{r\theta}^{HRR}(\theta)$	dimensionslose Funktionen des Winkels (HRR-Rissspitzenfeld, homogener Werkstoff)
$\tau_{r\theta}$	Schubspannung in der $r - \theta$ Ebene
$\Delta\phi$	relativer Verdrehwinkel zwischen Objekt- und Referenzraster
φ	natürliche Dehnung
φ_l, φ_q	natürliche Längs- und Querdehnung der Zugprobe
$\varphi_{el}, \varphi_{pl}$	elastischer und plastischer Anteil von φ
φ_F	natürliche Dehnung an der Elastizitätsgrenze
$\phi(x, y)$	Phasenfeld
$\phi'(x, y)$	Phasenfeld im Bereich $-\pi \dots \pi$
Φ	zu minimierendes Zielfunktional
ψ	Phasenwinkel: charakterisiert eine Mixed-Mode Belastung

Literaturverzeichnis

- [1] American Society for Testing and Materials: *ASTM E 813-89, Standard Test Method for J_{IC} , A Measure of Fracture Toughness*. 1989
- [2] American Society for Testing and Materials: *ASTM B 122 / B 122M-95, Standard Specification for Copper-Nickel-Tin Alloy (Nickel Silver), and Copper-Nickel Alloy Plate, Sheet, Strip, and Rolled Bar*. 1995
- [3] American Society for Testing and Materials: *ASTM E 1152-95, Standard Test Method for determining J-R curves*. 1995
- [4] American Society for Testing and Materials: *ASTM E 1737-96, Standard Test Method for J-Integral Characterization of Fracture Toughness*. 1996
- [5] ANDRESEN, K. ; RITTER, R. ; STECK, E.: Theoretical and experimental investigations of fracture by FEM and grating methods. In: BLAUDEL, J.G. (Hrsg.) ; SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.): *Defect Assessment in Components – Fundamentals and Applications, ESIS/EGF 9*. London : Mechanical Engineering Publications, 1991, S. 345–361
- [6] BARGEL, H.-J. ; SCHULZE, G.: *Werkstoffkunde*. Fünfte, neubearbeitete Auflage. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1988
- [7] BARSOUM, R.S.: On the use of isoparametric finite elements in linear fracture mechanics. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 10 (1976), S. 25–37
- [8] BÄSSMANN, Henning ; BESSLICH, Philipp: *Konturorientierte Verfahren in der digitalen Bildverarbeitung*. 1. Auflage. Berlin : Springer, 1989
- [9] BLUMENAUER, Horst ; PUSCH, Gerhard: *Technische Bruchmechanik*. Dritte, stark überarbeitete Auflage. Leipzig : Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1993
- [10] BOHNSACK, E. Zur Identifikation von Verfestigungsparametern elastisch-plastischer Stoffgesetze an inhomogen verformten Proben. Dissertation, TU Chemnitz. 1996
- [11] BOHNSACK, E.: Continuous field approximation of experimentally given data by finite elements. In: *Computers & Structures* 63 (1997), Nr. 6, S. 1195–1204

- [12] BORMANN, P. Analyse elastisch-plastischer Eigenschaften orthotroper Bleche mit Biegeversuchen. Dissertation, Institut für Mechanik, TU Chemnitz. 1999
- [13] BRIGHAM, E.O.: *FFT – Schnelle Fourier-Transformation*. Vierte Auflage. München : R. Oldenbourg Verlag, 1989
- [14] BROBERG, K.B.: A Path-Independent Integral for Plates. In: *Journal of Applied Mechanics* 54 (1987), S. 458–459
- [15] BROBERG, K.B.: *Cracks and Fracture*. San Diego, CA : Academic Press, 1999
- [16] BROCKS, W. ; KLINGBEIL, D. ; OLSCHESKI, J.: *Lösung der HRR-Feld-Gleichungen der elastisch-plastischen Bruchmechanik*. Forschungsbericht 175. Berlin : Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), 1990
- [17] BRONSTEIN, I.N. ; SEMENDJAJEW, K.A.: *Taschenbuch der Mathematik*. 24. Auflage. Thun und Frankfurt/Main : Verlag Harri Deutsch, 1989
- [18] ÇAM, G. ; KIM, Y.-J. ; KOÇAK, M. Characterization of interfacial fracture of diffusion bonded bi-material joints of Ti-alloys. GKSS Report 96/E/98. 1996
- [19] CHAO, Y.J. ; LUO, P.F. ; KALTHOFF, J.F.: An Experimental Study of the Deformation Fields Around a Propagating Crack Tip. In: *Experimental Mechanics* 38 (1998), Nr. 2, S. 79–85
- [20] CHEN, T.Y. ; TAYLOR, C.E.: Computerized Fringe Analysis in Photomechanics. In: *Experimental Mechanics* (1989), September, S. 323–329
- [21] COMNINO, M.: The Interface Crack. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 44 (1977), S. 631–636
- [22] COMNINO, Maria: An Overview of Interface Cracks. In: *Engineering Fracture Mechanics* 37 (1990), Nr. 1, S. 197–208
- [23] CORNEC, A. ; LIN, G. ; SCHWALBE, K.-H. Simulation von Risswiderstandskurven mit dem Kohäsivmodell: Large Scale Yielding. GKSS Bericht 98/E/49. 1998
- [24] CROSSLAND, B.: Review of the present state-of-the-art in explosive welding. In: *Metals Technology* (1976), January, S. 8–20
- [25] DADKHAH, M.S. ; KOBAYASHI, A.S.: HRR field of a moving crack, an experimental analysis. In: *Engineering Fracture Mechanics* 34 (1989), Nr. 1, S. 253–262
- [26] DAVIES, A.C.: *Welding – Volume 1*. Tenth edition. Cambridge : Cambridge University Press, 1992

-
- [27] DAVIES, A.C.: *Welding – Volume 2*. Tenth edition. Cambridge : Cambridge University Press, 1993
- [28] Deutscher Verband für Materialprüfung. Berlin: *DVM 002, Ermittlung von Rissinitiierungswerten und Risswiderstandskurven bei Anwendung des J-Integrals*. 1987
- [29] Deutsches Institut für Normung. Berlin: *DIN EN 10028 – Flacherzeugnisse aus Druckbehälterstählen*. 1993
- [30] DOLLHOFER, J. ; BECKERT, W. ; LAUKE, B. ; SCHNEIDER, K.: Fracture mechanical characterisation of mixed-mode toughness of thermoplast/glass-interfaces. In: RICHARD, H.A. (Hrsg.): *32. Tagung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge, DVM-Bericht 232, ISSN 0943-3473*. Berlin : DVM, 2000, S. 325–332
- [31] DORSCH, V.: *Zur Anwendung und Numerik elastisch-plastischer Stoffgesetze*. PSU – Prozesssimulation und Umformtechnik Band 9. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1996
- [32] DUNDURS, J.: discussion. In: *Journal of Applied Mechanics* 36 (1969), S. 650–652
- [33] ESHELBY, J.D.: The force on an elastic singularity. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society (London)* A244 (1951), S. 87–112
- [34] FAHRENWALDT, H.J.: *Schweißtechnik*. 3. Auflage. Braunschweig/Wiesbaden : Vieweg Verlag, 1994
- [35] FENG, Z. ; ROWLANDS, R.E.: Continuous Full-Field Representation and Differentiation of Three-Dimensional Experimental Vector Data. In: *Computer and Structures* 26 (1987), S. 979–990
- [36] FETT, T. ; MUNZ, D.: *Stress Intensity Factors and Weight Functions*. Southampton, UK : Computational Mechanics Publications, 1997
- [37] FLIMM, J.: *Spanlose Formgebung*. 7. Auflage. München : Carl Hanser Verlag, 1996
- [38] GANTI, S. ; PARKS, D.M.: Analysis of Interface cracks with strength mismatch in SSY. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Abstracts of the 2nd International Symposium on Mis-Matching of Welds*. Geesthacht : GKSS, 1996
- [39] GAO, Yuli ; LOU, Zhiwen: Mixed mode interface crack in a pure power-hardening bimaterial. In: *International Journal of Fracture* 43 (1990), S. 241–256

- [40] GAUPP, Martin-Mathias. Die Digitale Bildverarbeitung als Hilfsmittel in der Spannungsoptik – Verfahren und Möglichkeiten. Dissertation an der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität Stuttgart. 1989
- [41] GEUBELLE, P.H. ; KNAUSS, W.G.: Crack Propagation at and near Bimaterial Interfaces: Linear Analysis. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 61 (1994), September, S. 560–566
- [42] GONZALES, R.C. ; WOODS, R.E.: *Digital Image Processing*. ISBN 0-201-60078-1. Reading : Addison-Wesley, 1992
- [43] GOODFELLOW GMBH . Kupfer/Nickel. <http://www.goodfellow.com>, speziell: <http://www.goodfellow.com/static/G/cu12.html>
- [44] GRIFFITH, A.A.: The phenomenon of flow and rupture in solids. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* A221 (1920), S. 163
- [45] GROSS, Dietmar: *Bruchmechanik*. Zweite, völlig neu bearbeitete und erweiterte Auflage. Berlin : Springer, 1996
- [46] HAN, B. ; COLUMBUS, D. ; WU, Z. ; LU, J.: Mechanical fringe shifting in moiré interferometry. In: *Experimental Techniques* (1999), January/February, S. 16–19
- [47] HANCOCK, J.W. ; REUTER, W.G. ; PARKS, D.M.: Constraint and Toughness Parameterized by T. In: HACKETT, M. (Hrsg.) ; SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; DODDS, R.H. (Hrsg.): *Constraint Effects in Fracture* Bd. ASTM STP 1171. Philadelphia, 1993, S. 21–40
- [48] HENRY, B.S. ; LUXMOORE, A.R.: The stress triaxiality constraint and the Q-value as a ductile fracture parameter. In: *Engineering Fracture Mechanics* 57 (1997), Nr. 4, S. 375–390
- [49] HENSHELL, R.D. ; SHAW, G.K.: Crack tip finite elements are unnecessary. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 9 (1975), S. 495–507
- [50] HENTSCHEL, K. ; MÜLLER, M.: Telezentrische Objektive für die Bildverarbeitung. In: *F&M Feinwerktechnik, Mikrotechnik, Mikroelektronik* 105 (1997), Nr. 10, S. 738–740
- [51] HEROLD, Horst: *Lexikon der Schweißtechnik*. Erste Auflage. Düsseldorf : DVS-Verlag, 1994
- [52] HUBER, O.: *Behandlung elastoplastischer 3D-Rissprobleme mittels der Rand-elementmethode*. Düsseldorf : VDI-Fortschritt-Berichte Reihe 18 Nr. 153, 1994

-
- [53] HUTCHINSON, J.W.: Singular Behaviour at the End of a Tensile Crack in a Hardening Material. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 16 (1967), S. 13–31
- [54] HUTCHINSON, J.W.: Plastic Stress and Strain Fields at a Crack Tip. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 16 (1968), S. 337–347
- [55] HUTCHINSON, J.W.: Fundamentals of the Phenomenological Theory of Nonlinear Fracture Mechanics. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 50 (1983), S. 1042–1051
- [56] IRWIN, G.: Analysis of stresses and strains near the end of a crack transversing a plate. In: *Journal of Applied Mechanics* 24 (1957), S. 109–114
- [57] JÄHNE, Bernd: *Digitale Bildverarbeitung*. Vierte Auflage. Berlin : Springer, 1997
- [58] JOHNSON, H.H.: Calibrating the Electric Potential Method for Studying Slow Crack Growth. In: *Materials Research & Standards* (1965), September, S. 442–445
- [59] JOYCE, James A.: *Manual on Elastic-Plastic Fracture: Laboratory Test Procedure*. ASTM Manual Series MNL 27. West Conshohocken, PA : ASTM, 1996
- [60] KALTHOFF, J.F.: Schattenoptisches Kaustikverfahren. In: ROHRBACH, C. (Hrsg.): *Handbuch für Experimentelle Spannungsanalyse*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1989, S. 397–419
- [61] KALTHOFF, J.F.: Shadow Optical Method of Caustics. In: KOBAYASHI, A.S. (Hrsg.): *Handbook on Experimental Mechanics*. New York : VCH Publishers, 1993, S. 407–476
- [62] KANG, B.S.-J. ; KOBAYASHI, A.S.: J-Estimation Procedure Based on Moiré Interferometry Data. In: *ASME Journal of Pressure Vessel Technology* 110 (1988), S. 291–300
- [63] KANG, B.S.-J. ; KOBAYASHI, A.S. ; POST, D.: Stable Crack Growth in Aluminum Tensile Specimens. In: *Experimental Mechanics* (1987), September, Nr. 3, S. 234–245
- [64] KIM, Y.-J. ; LIN, G. ; CORNEC, A. ; SCHWALBE, K.-H.: Three-Parameter Characterization of Elastic-Plastic Interfacial Crack-Tip Fields. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Abstracts of the 2nd International Symposium on Mis-Matching of Welds*. Geesthacht : GKSS, 1996
- [65] KLAS, Jürgen: *Digitale Bildverarbeitung*. Erste Auflage. Buchloe : Moreno-Verlag, 1996

- [66] KÖNIG, W.: *Fertigungsverfahren – Band 3*. 2. Auflage. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1990
- [67] KREISSIG, R.: *Einführung in die Plastizitätstheorie*. Leipzig : Fachbuchverlag, 1992
- [68] KUCHLING, H.: *Taschenbuch der Physik*. 16. Auflage. Leipzig : Fachbuchverlag im Carl Hanser Verlag, 1996
- [69] LEYDIER, P.: Maillechorts et Cupro-Nickels. In: *Revue de Métallurgie* (1972), Mai, S. 380–395
- [70] MALYSHEV, B.M. ; SALGANIK, R.L.: The strength of adhesive joints using the theory of fracture. In: *International Journal of Fracture Mechanics* 1 (1965), S. 114–128
- [71] MORIMOTO, Yoshiharu: Digital Image Processing. In: KOBAYASHI, A.S. (Hrsg.): *Handbook on Experimental Mechanics*. New York : VCH Publishers, 1993, S. 969–1030
- [72] MUSCHICK, J. Parameteranalyse zum Einschwingen von Ermüdungsrissen in metallischen Proben mittels Resonanzermüdungsapparatur. Studienarbeit an der Professur Experimentelle Mechanik der TU Chemnitz-Zwickau. 1995
- [73] NAUMANN, J.: Moiréverfahren. In: HEYMANN, J. (Hrsg.) ; LINGENER, A. (Hrsg.): *Experimentelle Festkörpermechanik*. Leipzig : Fachbuchverlag Leipzig, 1986, S. 112–172
- [74] NAUMANN, J.: *Grundlagen und Anwendung des In-plane-Moiréverfahrens in der experimentellen Festkörpermechanik*. VDI Verlag, Düsseldorf : VDI Fortschrittsberichte Reihe 18, Nr. 110, 1992
- [75] NAUMANN, J. ; VOGEL, J. ; ANGERMANN, T.: Untersuchungen an Standardproben der Bruchmechanik mittels der In-plane-Moirétechnik. In: *GMA-Bericht 29: Experimentelle Beanspruchungsanalyse – neue Entwicklungen und Anwendungen* GESA, Gemeinschaft Experimentelle Strukturanalyse, 1996, S. 97–98
- [76] NAUMANN, J. ; VOGEL, J. ; DOBI, D. ; ANGERMANN, T. ; KOÇAK, M.: Analysis of the elastic-plastic deformation behaviour of austenite – ferrite interface cracks using geometric moiré. In: *Proceedings of the 2nd International Symposium on Mis-Matching of Welds* GKSS Research Center Geesthacht, 1996
- [77] NEUBER, H.: *Kerbspannungslehre*. 1. Auflage. Berlin, 1937
- [78] NEUBER, H.: *Kerbspannungslehre*. 3. Auflage. Berlin Heidelberg : Springer, 1984

-
- [79] NISHIOKA, T. ; KURIO, K. ; NAKABAYASHI, H.: An Intelligent Hybrid Method to Automatically Detect and Eliminate Experimental Measurement Errors for Linear Elastic Deformation Fields. In: *Experimental Mechanics* 40 (2000), Nr. 2, S. 170–179
- [80] O'DOWD, N.P.: Mixed-Mode Fracture Mechanics of Brittle/Ductile Interfaces. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Mis-Matching of Welds,ESIS publication 17*. London : Mechanical Engineering Publications, 1994, S. 115–128
- [81] O'DOWD, N.P. ; SHIH, C.F.: Family of Crack-Tip Fields Characterized by a Triaxiality Parameter – I. Structure of Fields. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 39 (1991), Nr. 8, S. 989–1015
- [82] O'DOWD, N.P. ; SHIH, C.F. ; STOUT, M.G.: Test Geometries for Measuring Interfacial Fracture Toughness. In: *International Journal of Solids and Structures* 29 (1992), S. 571–589
- [83] OSTEN, Wolfgang: *Digitale Bildverarbeitung und die Auswertung von Interferenzbildern*. Berlin : Akademie-Verlag, 1991
- [84] PARKS, V.J.: Geometric Moiré. In: KOBAYASHI, A.S. (Hrsg.): *Handbook on Experimental Mechanics*. New York : VCH Publishers, 1993, S. 267–296
- [85] PISARSKI, H.G. ; KIRK, M. ; WANG, Y.-Y. ; GORDON, J.R.: The effect of yield strength mismatch on CTOD and J estimation for weld metal fracture toughness measurement. In: *Proc. of the Second Intermediate Meeting of the IIW Sub Comm. X-F, IIW Doc. X-F-021-95*. Geesthacht, 1995, S. 1–21
- [86] POST, D.: Moiré Interferometry. In: KOBAYASHI, A.S. (Hrsg.): *Handbook on Experimental Mechanics*. New York : VCH Publishers, 1993, S. 297–364
- [87] RAK, I. ; TREIBER, A.: Fracture behaviour of welded joints fabricated in HSLA steels of different strength level. In: *Engineering Fracture Mechanics* 64 (1999), S. 401–415
- [88] RAMBERG, W. ; OSGOOD, W.R. Description of stress-strain curves by three parameters. NACA Technical Note No. 902. 1945
- [89] RAMESH, K. ; GANESAN, V.R. ; MULLICK, S.K.: Digital Image Processing of Photoelastic Fringes – A New Approach. In: *Experimental Techniques* (1991), September/October, S. 41–46
- [90] RANESTAD, O. ; ZHANG, Z.L. ; THAULOW, C.: Two-parameter (J – M) description of crack tip stress-fields for an idealized weldment in small scale yielding. In: *International Journal of Fracture* 88 (1997), S. 315–333

- [91] RICE, J.R.: A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks. In: *Journal of Applied Mechanics* 35 (1968), S. 379–386
- [92] RICE, J.R.: Elastic Fracture Mechanics Concepts for Interfacial Cracks. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 55 (1988), S. 98–103
- [93] RICE, J.R. ; PARIS, P.C. ; MERKLE, J.G.: Some further results of J-Integral Analysis and Estimates. In: *Progress in Flaw Growth and Fracture Toughness Testing, ASTM STP 563* American Society for Testing and Materials, 1973, S. 231–245
- [94] RICE, J.R. ; ROSENGREN, G.F.: Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power-Law Hardening Material. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 16 (1968), S. 1–12
- [95] RICE, J.R. ; SIH, G.C.: Plane Problems of Cracks in Dissimilar Media. In: *Journal of Applied Mechanics* 32 (1965), S. 418–423
- [96] RIEMELMOSE, F. ; PIPPAN, R. ; WEINHANDL, H. ; KOLEDNIK, O.: Grenzen und Möglichkeiten der DC-Potentialsonde. In: MUNZ, D. (Hrsg.): *26. Vortragsveranstaltung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge*. Berlin : DVM, 1994, S. 227–238
- [97] ROOS, E. ; EISELE, U.: Determination of Material Characteristic Values in Elastic Plastic Fracture Mechanics by Means of J-Integral Crack Resistance Curves. In: *Journal of Testing and Evaluation (JTEVA)* 16 (1988), Nr. 1, S. 1–11
- [98] ROOS, E. ; EISELE, U. ; SILCHER, H.: Effect of Stress State on the Ductile Fracture Behaviour of Large-Scale Specimens. In: HACKETT, M. (Hrsg.) ; SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; DODDS, R.H. (Hrsg.): *Constraint Effects in Fracture, ASTM STP 1171*. Philadelphia : ASTM, 1993, S. 41–63
- [99] SACHS, L.: *Angewandte Statistik*. Siebte, völlig neu bearbeitete Auflage. Berlin Heidelberg : Springer, 1992
- [100] SAS IP: *ANSYS 5.5 Manuals: Structural Analysis Guide, Elements Manuals and Theory Manual*. 1999
- [101] SCHERZER, M.: Stress fields at interface-corners and cracks for nonlinear deformations. In: ROSSMANITH, H.-P. (Hrsg.): *Damage and Failure of Interfaces*. Rotterdam/Brookfield : A.A.Balkema, 1997, S. 67–74
- [102] SCHERZER, M. Physikalisch und geometrisch nichtlineare Problemstellungen der Festkörper- und Bruchmechanik an Interface-Konfigurationen. Habilitationsschrift, TU Bergakademie Freiberg. 1998

-
- [103] SCHLÄT, Friedrich: Anwendung dynamischer Nachgiebigkeitsmessungen zur Erfassung von Schädigungsvorgängen in Werkstoffen. In: *Neue Hütte* (1982), Nr. 4, S. 146–149
- [104] SCHULTHEISS, C.R. ; PFAFF, R.D. ; KNAUSS, W.G.: An experimental / analytical comparison of three-dimensional deformations at the tip of a crack in a plastically deforming plate – I: Optical interferometry and experimental preliminaries. In: *International Journal of Fracture* 90 (1998), S. 1–25
- [105] SCHULTHEISS, C.R. ; PFAFF, R.D. ; KNAUSS, W.G.: An experimental / analytical comparison of three-dimensional deformations at the tip of a crack in a plastically deforming plate – II: Material characterization and finite element analysis. In: *International Journal of Fracture* 90 (1998), S. 27–46
- [106] SCHULTHEISS, C.R. ; PFAFF, R.D. ; KNAUSS, W.G.: An experimental / analytical comparison of three-dimensional deformations at the tip of a crack in a plastically deforming plate – III: Comparison of numerical and experimental results. In: *International Journal of Fracture* 90 (1998), S. 47–81
- [107] SCHWALBE, H.H. ; HELLMANN, D.: The application of the electric potential method to crack length measurements using Johnson's Formula. In: *Journal of Testing and Evaluation* 9 (1981), Nr. 3, S. 218–221
- [108] SCHWARZ, H.R.: *Methode der finiten Elemente*. Dritte, neubearbeitete Auflage. Stuttgart : Teubner, 1991
- [109] SHARMA, S.M. ; ARAVAS, N.: Determination of higher-order terms in asymptotic elastoplastic crack tip solutions. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 39 (1991), Nr. 8, S. 1043–1072
- [110] SHARMA, S.M. ; ARAVAS, N.: On the Development of Variable-Separable Asymptotic Elastoplastic Solutions for Interfacial Cracks. In: *International Journal of Solids and Structures* 30 (1993), S. 695–723
- [111] SHIH, C.F. Tables of Hutchinson-Rice-Rosengren Singular Field Quantities. Division of Engineering, Brown University, Providence, RI 02912. 1983
- [112] SHIH, C.F.: Cracks on bimaterial interfaces: elasticity and plasticity aspects. In: *Materials Science and Engineering A143* (1991), S. 77–90
- [113] SHIH, C.F. ; ASARO, R.J.: Elastic-Plastic Analysis of Cracks on Bimaterial Interfaces: Part I – Small-Scale Yielding. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 55 (1988), S. 299–316
- [114] SHIH, C.F. ; ASARO, R.J.: Elastic-Plastic Analysis of Cracks on Bimaterial Interfaces: Part II – Structure of Small-Scale Yielding Fields. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 56 (1989), S. 763–779

- [115] SHIH, C.F. ; ASARO, R.J. ; N.P., O'Dowd: Elastic-Plastic Analysis of Cracks on Bimaterial Interfaces: Part III – Large-Scale Yielding. In: *ASME Journal of Applied Mechanics* 58 (1991), S. 450–463
- [116] SMELSER, R.E. ; GURTIN, Morton E.: On the J-Integral for Bi-Material Bodies. In: *International Journal of Fracture* 13 (1977), S. RCR 382–384
- [117] STOCKMANN, M. ; NAUMANN, J. ; BORMANN, P. ; PELZ, F.: Zur Widerstandsänderung elektrische Dehnungsmessstreifen bei größeren Deformationen. In: *Materialprüfung* 38 (1996), Nr. 4, S. 134–138
- [118] SZABÓ, István: *Höhere Technische Mechanik*. 5. Auflage. Berlin : Springer, 1985
- [119] TELGKAMP, J. Parameteridentifikation einer optischen Kriechfunktion. Studienarbeit am Institut für Experimentelle Mechanik der Technischen Universität Braunschweig. 1995
- [120] TELGKAMP, J.: Bruchmechanische Untersuchung an metallischen Werkstoffverbunden mittels der Moirétechnik. In: HARTMANN, S. (Hrsg.) ; HAUPT, P. (Hrsg.) ; ULBRICHT, V. (Hrsg.): *Modellierung und Identifikation*, ISBN 3-88122-973-6. Kassel : Berichte des Instituts für Mechanik, 1998, S. 235–244
- [121] TELGKAMP, J.: Fracture Mechanical Investigation of Interface Cracks Using the Moiré Method. In: JIROVA, Jitka (Hrsg.): *Proceedings of the VIIth Bilateral Czech/German Symposium Significance of Hybrid Method for Assessment of Reliability and Durability in Engineering Sciences*, ISBN 80-86246-02-7. Prague : Academy of Sciences of the Czech Republic, 1999, S. 67–68
- [122] TELGKAMP, J. ; HECKER, F.W.: Spannungsoptische Analyse mittels Parameteridentifikation. In: FICKER, E. (Hrsg.): *Experimentelle Beanspruchungsanalyse – neue Entwicklungen und Anwendungen*, GMA-Bericht 29 GESA, 1996, S. 81–82
- [123] TELGKAMP, J. ; HECKER, F.W.: Spannungsoptische Analyse einer diametral gedrückten Kreisscheibe durch Identifikation der Koeffizienten von ebenen Spannungsfunktionen. In: *ZAMM – Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* (1997), Nr. 77, S. 497–500
- [124] TELGKAMP, J. ; NAUMANN, J. Experimental investigations on interfacial fracture of explosive welded Ti – Al joints using the moiré method. Proceedings of the International Conference „Welding and Related Technologies for the 21st Century“, Kiev. 1998
- [125] TELGKAMP, J. ; NAUMANN, J.: Untersuchungen zur elastisch-plastischen Bruchmechanik der Grenzflächenrisse. In: RICHARD, H.A. (Hrsg.): *32. Tagung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge*, DVM-Bericht 232, ISSN 0943-3473. Berlin : DVM, 2000, S. 259–268

-
- [126] TELGKAMP, J. ; NAUMANN, J.: Zur elastisch-plastischen Bruchmechanik der Grenzflächenrisse. In: *Materialprüfung, Carl Hanser Verlag* (Eingereicht zur Veröffentlichung, erscheint voraussichtlich in Ausgabe 3/2001)
- [127] TSCHEGG, E. ; KIRCHNER, H.O.K. ; K.-H., Schwalbe: Cracks at interfaces of different cohesion. In: *Acta Metallurgica Materialia* 41 (1993), Nr. 9, S. 2783–2790
- [128] TSCHEGG, E. ; KIRCHNER, H.O.K. ; KOÇACK, M.: Cracks at the ferrite – austenite interface. In: *Acta Metallurgica* 38 (1990), S. 469–478
- [129] TSCHEGG, E. ; KIRCHNER, H.O.K. ; KOÇACK, M.: Interfacial and Subinterfacial Cracks in the Copper-Ferrite System. In: *Engineering Fracture Mechanics* 39 (1991), Nr. 4, S. 739–750
- [130] TSCHEGG, E.K. ; ZELEZNY, M.F. ; KIRCHNER, H.O.K. ; SCHWALBE, K.-H.: Elastic-Plastic Behaviour around Subinterfacial Cracks. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Mis-Matching of Welds, ESIS publication 17*. London : Mechanical Engineering Publications, 1994, S. 307–317
- [131] VOGEL, J. ; NAUMANN, J. ; ANGERMANN, T.: Anwendung des geometrischen Moiré für bruchmechanische Untersuchungen an Gusseisen mit Kugelgraphit. In: MUNZ, D. (Hrsg.): *27. Vortragsveranstaltung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge*. Berlin : DVM, 1995, S. 187–196
- [132] VOGEL, J. ; NAUMANN, J. ; ANGERMANN, T.: Fließbruchmechanische Grundlagenuntersuchungen mittels Moirétechnik. In: *ZAMM – Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* 75 (1995), Nr. S1, S. S303–S304
- [133] VOGEL, J. ; NAUMANN, J. ; ANGERMANN, T.: Application of Geometric Moiré for Investigating Fracture Processes of Nodular Cast Iron. In: VENIALI, F. (Hrsg.) ; BELLET, M. (Hrsg.) ; GAMBY, D. (Hrsg.) ; MASUDI, H. (Hrsg.) ; RASTY, J. (Hrsg.) ; DRAGON, A. (Hrsg.): *PD-Vol. 75, ESDA Proceedings of the 1996 Engineering Systems Design and Analysis Conference* American Society of Mechanical Engineers (ASME), 1996, S. 293–301
- [134] VOGEL, J. ; NAUMANN, J. ; ANGERMANN, T.: Analysis of the crack evolution of ductile cast iron using geometric moiré. In: *Österreichische Ingenieur- und Architekten-Zeitschrift (ÖIAZ)* 142 (1997), S. 429–434
- [135] VOGEL, J. ; NAUMANN, J. ; ANGERMANN, T. ; PUSCH, G.: Application of geometric moiré for analysing damage phenomena at monolithic and welded specimens. In: *Proceedings of the international conference Welded Specimens, Kiev, 1995*
- [136] VOSS, K. ; SÜSSE, H.: *Praktische Bildverarbeitung*. Erste Auflage. München : Carl Hanser Verlag, 1991

- [137] WILLIAMS, M.L.: On the Stress Distribution at the Base of a Stationary Crack. In: *Journal of Applied Mechanics* 24 (1957), S. 109–114
- [138] WILLIAMS, M.L.: The stresses around a fault or crack in dissimilar media. In: *Bulletin of the Seismological Society in America* 49 (1959), S. 199–204
- [139] YAGAWA, G. ; SONEDA, N. ; YOSHIMURA, S.: Analysis of J-Integral and HRR Singularity Using Experimental and Computational Hybrid Method with Image Processing. In: SALAMA, K. (Hrsg.) ; RAVI-CHANDAR, K. (Hrsg.) ; TAPLIN, D.M.R. (Hrsg.) ; RAMARAO, P. (Hrsg.): *Advances in Fracture Research* Bd. 3. Oxford : Pergamon Press, March 1989, S. 2059–2066
- [140] YAN, C. ; MAI, Yiu-Wing: Effect of constraint on void growth near a blunt crack tip. In: *International Journal of Fracture* 92 (1998), S. 287–304
- [141] YU, Qifeng. Calculation of Strain from a Single Moiré Image by Filtering and Normalizing an Interferogram. Dissertation, Universität Bremen. 1995
- [142] ZELEZNY, M.F. ; TSCHEGG, E.K. ; KIRCHNER, H.O.K.: Local versus global J integral evaluation of bimaterial three point bending specimens. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Mis-Matching of Welds, ESIS publication 17*. London : Mechanical Engineering Publications, 1994, S. 3–17
- [143] ZHANG, Z. ; HAUGE, M. ; THAULOW, C.: Assessment of Material Mismatch Constraint in a Bi-Material Elastic-Plastic Interface Crack. In: SCHWALBE, K.-H. (Hrsg.) ; KOÇAK, M. (Hrsg.): *Mis-Matching of Interfaces and Welds*. Geesthacht, Germany : GKSS Research Center publications, 1997, S. 149–160
- [144] ZHANG, Z.L. ; HAUGE, M. ; THAULOW, C.: Two-parameter characterization of the near-tip stress fields for a bi-material elastic-plastic interface crack. In: *International Journal of Fracture* 79 (1996), S. 65–83