

RISSBILDUNG UND RISSWACHSTUM IN DEM ROHRLEITUNGSSTAHL
X6 CrNiNb 18-10 UNTER PLASTISCHER WECHSELVFORMUNG
- Experimentelle Untersuchungen und Modellierung -

Zur Erlangung des akademischen Grades
eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Diplomingenieurin Carine Chauvot
aus Joigny, Frankreich

Tag der mündlichen Prüfung: 09.01.2001

Hauptreferent: Prof. Dr.rer.nat. E. Sommer

Korreferent: Prof. Dr.rer.nat. D. Munz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Stand der Forschung	2
2.1	Experimentelle Untersuchungen	2
2.2	Modelle für Rissbildung und Risswachstum	3
2.2.1	Modelle für die Rissbildung	3
2.2.1.1	Rissbildungsmodelle mit Energiekriterien	4
2.2.1.2	Rissbildungsmodell nach Navarro und de los Rios	4
2.2.2	Modelle für das Risswachstum	5
2.2.2.1	Risswachstumsmodellierung mit der elastischen Bruchmechanik	5
2.2.2.2	Risswachstumsmodellierung mit der elastisch-plastischen Bruchmechanik	6
2.2.2.3	Mikrostrukturelle Risswachstumsmodelle	7
2.2.3	Stochastische Modelle für Rissbildung und frühes Wachstum	10
2.2.4	Phänomenologische Modelle	11
3	Experimentelle Untersuchungen	12
3.1	Material	12
3.2	Probenfertigung und Versuchstechnik	14
3.2.1	Probenfertigung und Oberflächenbehandlung	14
3.2.2	Versuchseinrichtungen	14
3.3	Optische und physikalische Methoden	15
3.3.1	Untersuchungen am Licht- und Rasterelektronenmikroskop	15
3.3.2	Replika-Technik	15
3.3.3	Fokussierte Ionenstrahl-Methode	15
3.4	Übersicht über das experimentelle Programm	16
3.5	Plastisches Wechselverformungsverhalten und Lebensdauer	17

3.5.1	Weggeregelte Konstant-Amplitude-Versuche bei Raumtemperatur	17
3.5.1.1	Versuche mit $\epsilon_a=1,0\%$	18
3.5.1.2	Versuche mit $\epsilon_a=0,5\%$	19
3.5.1.3	Versuche mit $\epsilon_a=0,35\%$	20
3.5.1.4	Versuche mit $\epsilon_a=0,25\%$	21
3.5.1.5	Weggeregelte Versuche bei Raumtemperatur: Zusammenfassung	22
3.5.2	Weggeregelte Versuche bei 280°C	24
3.5.3	Kraftgeregelte Versuche bei Raumtemperatur	27
3.5.4	Weggeregelte Versuche mit Blockbelastung bei Raumtemperatur	31
3.6	Rissverfolgung mit der Replika-Technik	32
3.6.1	Versuch mit $\epsilon_a=1,0\%$ und $R_\epsilon=-1$ (LRCx11)	32
3.6.2	Versuch mit $\epsilon_a=0,5\%$ und $R_\epsilon=-1$ (LRCx10)	36
3.6.3	Versuch mit $\epsilon_a=0,35\%$ und $R_\epsilon=-1$ (LRCx04)	40
3.6.4	Versuch mit $\epsilon_a=0,25\%$ und $R_\epsilon=-1$ (LRCx08)	42
3.6.5	Kraftgeregelte Versuche	45
3.7	Mikroskopische Untersuchungen	47
3.7.1	Untersuchungen unter dem Rasterelektronenmikroskop	47
3.7.2	Untersuchungen mit der FIB-Technik	48
3.8	Experimentelle Untersuchungen: Zusammenfassung	50
4	Modellierung	51
4.1	Modellierung des plastischen Verhaltens	51
4.1.1	Masing-Modell	51
4.1.1.1	Eindimensionale Modellierung	53
4.1.1.2	Zweidimensionale Modellierung	55
4.1.1.3	Masing-Modell: Zusammenfassung	58
4.1.2	Modellierung des plastischen Verhaltens mit Kristallplastizität	58
4.1.2.1	Zugversuchen an Polykristallen: 11 Körner-Modell mit einer Elementschicht	60

4.1.2.2	Zugversuche an Polykristallen: 10 Körner-Modell mit 5 Elementschichten	67
4.1.2.3	Modellierung des plastischen Verhaltens: Zusammenfassung	68
4.2	Modellierung der Rissbildung	69
4.3	Modellierung des Risswachstums	70
4.3.1	da/dN-Messungen und deren bruchmechanische Beschreibung	70
4.3.2	Besonderheiten des Kurzrisswachstums	77
4.3.2.1	Einfluss der Korngrenzen auf das Wachstum von Mikrorissen	77
4.3.2.2	Weitere mögliche Erläuterungen zum besonderen Wachstumsverhalten von mikrostrukturell kurzen Rissen	81
4.4	Mikromechanische Modellierung: Zusammenfassung	83
5	Anwendung	84
5.1	Modellierung der Rissbildung mit einem ingenieurmäßigen Ansatz	84
5.2	Modellierung des Risswachstums mit einem ingenieurmäßigen	85
5.3	Anwendung zur Lebensdauerberechnung	86
5.3.1	Lebensdauerberechnung für weggeregelt Versuche mit konstanter Amplitude	86
5.3.2	Lebensdauerberechnung für weitere Versuchstypen	89
5.4	Ingenieurmäßige Ansätze: Zusammenfassung	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	95
	Anhang A.3.1-1: Grundcharakterisierung	98
	Anhang A.4.1-1: Definition des elastisch linear plastischen Verhaltens	102
	Anhang A.4.1-2: Grundlagen der Kristallverformung	104
	Anhang A.4.1-3: Eulersche Winkel und kristallographische Projektionen	113
	Liste der verwendeten Symbole	118
	Glossar	121
	Literaturverzeichnis	125

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik in Freiburg (IWM) und wurde von der Fakultät für Maschinenbau der Technischen Universität Karlsruhe als Dissertation angenommen.

Die Arbeit wurde im Rahmen des Programms „Erfassung und Bewertung von Schädigungsmechanismen in austenitischen Kraftwerkskomponenten unter mechanischer und thermozyklischer Belastung“ angefertigt und vom Bundesministerium für Bildung und Forschung finanziell gefördert.

Dem Institutsleiter des IWM, Herrn Prof. Dr. E. Sommer, und dem Leiter der Abteilung Beanspruchungsanalyse, Herrn Dr. W. Schmitt, danke ich für die mir gegebene Möglichkeit zur Durchführung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. E. Sommer gebührt außerdem mein Dank für die Übernahme der Referate, zusammen mit Prof. Dr. D. Munz.

Herrn Dr. M. Sester danke ich für die Betreuung dieser Arbeit, sowie für die Anregung und Förderung dieser Arbeit durch wertvolle Ratschläge.

Bei Herrn E. Haas bedanke ich mich für die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente sowie bei Frau M. Aberham für ihre Hilfe bei den mikroskopischen Untersuchungen.

Herrn Prof. Dr. H. Vehoff danke ich für das zur Verfügung gestellte FE-Modell einer an seinem Institut untersuchten Probe sowie für seine Diskussionsbereitschaft.

Meinen Kollegen F. Doll und S. Sommer möchte ich für ihre Hilfe in EDV-Fragen danken.

Meine Kollegen und ganz besonders Frau Dr. F. Andrieux und Herr Dr. C. Poizat haben durch Rat und Tat den Fortgang der Arbeit unterstützt.

Bei den Herren Dr. W. Schmitt, Dr. M. Sester, H. Wonka und H. Wiede bedanke ich mich für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit.

Schließlich danke ich meinem Mann Denis für seine Unterstützung, sein Verständnis und seine Geduld, besonders während der letzten Monate.

1 Einleitung und Zielsetzung

Plastische Wechselverformungen führen in der Regel nach einer gewissen Schwingenspielzahl zu einer Schädigung des Werkstoffs. Die Schädigungsentwicklung beginnt auf mikrostruktureller Ebene und endet mit dem Auftreten eines dominanten makroskopischen Risses. Es werden die Stadien Mikrorissinitiierung, Mikrorissausbreitung und Makrorissausbreitung unterschieden.

Die bisherigen Ansätze zur Lebensdauerberechnung für praktische Anwendungen versuchen unter weitgehender Vernachlässigung mikrostruktureller Gegebenheiten, die örtlichen Werkstoffbeanspruchungen mit ein- und mehrachsigen elastisch-plastischen Werkstoffmodellen zu beschreiben und anschließend durch Einführung von Schädigungsparametern oder durch Verwendung eines Rissfortschrittgesetzes unter Annahme eines Anfangsrisses die Lebensdauer unter konstanter oder variabler Lastamplitude vorherzusagen. Seeger und seine Mitarbeiter zum Beispiel ([Zac89], [Vor91], [See96]) haben das Örtliche Konzept zur Lebensdauerberechnung schon weit entwickelt und das Stadium der praktischen Umsetzung ist bereits erreicht. Unbefriedigend ist aber der Umstand, dass die Initiierungsphase bisher nicht behandelt wurde.

Außerdem beruhen bisherige Schädigungsparameter auf der Tatsache, dass für das elastisch-plastische Werkstoffverhalten sogenanntes Masing-Memory-Verhalten angenommen werden muss. Damit ergibt sich für eine Belastung mit konstanter Amplitude nach der Erstbelastung immer eine geschlossene Hysterese, die dann als Schädigungsereignis gewertet wird. Mittelspannungsrelaxation oder Ratcheting (zyklisches Kriechen), transientes Verhalten und Rissfortschritt werden in keinem der bisherigen Schädigungsparameter berücksichtigt.

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines umfassenderen Vorhabens, in dem das Örtliche Konzept für Anwendungen auf den Rohrleitungsstahl X6 CrNiNb 18-10 weiterentwickelt wird. Weiterentwickelte Werkstoffmodelle sollen die wesentlichen Phänomene der Wechselplastizität erfassen, in dem Schädigungsteil sollen die Rissbildungsphase und die Besonderheiten des Kurzrischwachstums behandelt werden. Ein besseres Verständnis der Rissbildung und des Risswachstumsverhaltens soll dabei helfen, den Erschöpfungsgrad der Probe bzw. des Bauteils abhängig von der Belastung und der Schwingenspielzahl besser abschätzen zu können. Das übergeordnete Ziel des Vorhabens besteht darin, die bisherige Praxis der Lebensdauerabschätzung durch werkstoffmechanisch fundierte Konzepte noch weiter abzusichern. Von besonderem Interesse hierbei ist die Möglichkeit, Befunde aus zerstörungsfreien Prüfverfahren in eine Restlebensdauerabschätzung einzubringen.

Das experimentelle Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Aufklärung und die Quantifizierung der Schädigungsmechanismen im austenitischen Stahl X6 CrNiNb 18-10 unter zyklischer Beanspruchung. Hierzu wird in erster Linie die Entwicklung der Risse mit einer Replika-Technik verfolgt und mit REM-Untersuchungen verglichen.

Auf der theoretischen Seite dieser Arbeit ist das Ziel die Formulierung von Modellen für die Initiierung und das Wachstum mikrostrukturell kurzer Risse (Risse, die sich über wenige Körner erstrecken), die im Einklang mit den wichtigsten Mikromechanismen der Ermüdung stehen.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einem kurzen Überblick über den [Stand der Forschung](#), sowohl im Bereich der experimentellen Untersuchungen als auch im Bereich der Modellierung. In [Kapitel 3](#) werden die während dieser Arbeit durchgeführten Experimente vorgestellt. In den [Kapiteln 4](#) und [5](#) werden Modelle für die Rissinitiierung und das Risswachstum beschrieben und mit experimentellen Befunden verglichen. In [Kapitel 6](#) werden die gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst und es wird ein Ausblick für weitere Arbeiten gegeben.

2 Stand der Forschung

2.1 Experimentelle Untersuchungen

Das plastische Verhalten und die Schädigungsentwicklung von unterschiedlichen rostfreien Stählen unter Wechselbelastung wurden von mehreren Autoren untersucht. Tabelle T.2.1-1 gibt einige Literaturangaben. In diesem Abschnitt wird auch auf Arbeiten über andere (nicht rostfreie) Stähle Bezug genommen, z.B. auf die Arbeiten von Heitmann [Hei83] über die Stähle St E 47, St E 70 und 38 NiCrMoV73, von Miller, Mohamed und De los Rios [Mil86] über einen 0,4 prozentigen Kohlenstoff Stahl (0.4% C, 0.1% Si, 0.001% S, 0.005% P und 1.0% Mn) oder von Socie und Furman [Soc96] über den Stahl 1045.

Stahl	Referenz
X6 CrNi 18-11	[Ebi87], [Pro91]
316	[Ban88], [DIR89], [Pei89], [Tan85]
316L	[Zha97], [Tah96], [Del96], [Cai92]
304	[Rad86], [She88], [Ban88], [Doo91], [Oga91]

Tabelle T.2.1-1: Literaturangaben über experimentelle Arbeiten

Mikrorisse haben, je nach Werkstoff und Belastungsamplitude, ihren Ausgangspunkt an persistenten Gleitbändern, Korngrenzen, Zwillingskorngrenzen, Poren oder aber an Einschlüssen und Ausscheidungen. In aller Regel bilden sich die Risse auf der Bauteil- bzw. Probenoberfläche und sind optischen Messverfahren somit prinzipiell zugänglich. Umgebendes Medium und Oberflächerrauigkeit beeinflussen die Rissbildung. Der Zeitpunkt des Auftretens von Mikrorissen ist abhängig von der Art des Werkstoffes und der Höhe der Lastamplitude. Bei niedrigen Lastamplituden verbraucht die Initiierung oft einen erheblichen Anteil an der Lebensdauer. Bei hohen Lastamplituden bilden sich Mikrorisse dagegen oft schon in den ersten Zyklen in der Regel an sprödbrechenden Einschlüssen [Hei83]. Anfangsrisse können auch durch die Herstellung vorgegeben sein.

In vielen Fällen ist die Rissentstehung die Folge einer lokalen plastischen Verformung in persistenten Gleitbändern und das Wachstum von Mikrorissen verläuft zuerst entlang von Gleitbändern. Die Risslänge liegt dabei im Bereich eines Korndurchmessers. Ist die Risslänge größer als ein oder wenige Korndurchmesser, wächst der Riss in der Regel in einer Ebene senkrecht zur größten Normalspannung. Starke Schwankungen in der Risswachstumsgeschwindigkeit können aufgrund der Wirkung von mikrostrukturellen Barrieren (Korngrenzen, Einschlüsse, Ausscheidungen, usw.) auftreten [Mil86], [Hei83], [Soc96], [Mil93]. Die Korngrenzen, die Grenzen zwischen unterschiedlichen kristallographischen Orientierungen darstellen, behindern die Versetzungsbewegung. Sie führen zu einem langsameren Wachstum des Risses, sobald er sich einer Korngrenze nähert. Die Wirkung mikrostruktureller Barrieren lässt mit zunehmender Risslänge nach [Mil93]. Risse oberhalb einer Länge von etwa drei Korndurchmessern werden praktisch von der Mikrostruktur nicht mehr beeinflusst. Ihr Wachstum kann mit Konzepten der elastisch-plastischen Bruchmechanik beschrieben werden [Hei83], [Mil93].

Auf der Basis von Untersuchungen an einem 1045 Stahl unterscheiden Socie und Furman [Soc96] zwischen folgenden, von der Mikrostruktur, Dehnungs- und Spannungsamplitude abhängigen Verhaltensweisen: Rissentstehung in einem Korn, Rissanhalten an Korngrenzen, Vereinigung der Risse, Modus II-Wachstum, Übergang zwischen Modus II- und Modus I-Wachstum, Modus I-Wachstum. Bei den Untersuchungen von Ebi [Ebi87] war dagegen für den Stahl X6 CrNi 18-11 praktisch kein Risswachstum unter Modus II zu beobachten.

Bannantine und Socie [Ban88] haben für den Stahl 316 gezeigt, dass bei einem hohen Spannungsniveau viele Gleitsysteme aktiv sind. Dies führt zu einer hohen Dichte von Schubrisen. Das Wachstum erfolgt dabei durch Vereinigung der Risse. Bei einem mittleren Spannungsniveau entstehen die Risse an Gleitbändern und Korngrenzen und wachsen zuerst unter Modus II. Der Übergang in Wachstum unter Modus I erfolgt in der Regel an der nächsten Korngrenze oder an Tripelpunkten. Die Risse wachsen bis zum Bruch als Einzelrisse. Bei einem niedrigen Spannungsniveau entstehen nur wenige Risse entlang von bevorzugten Gleitebenen.

Eine lichtmikroskopische Unterscheidung zwischen Mikrorissen und Gleitstruktur ist oft erst nach 35-40% der Lebensdauer ohne große Schwierigkeiten möglich. Zu diesem Zeitpunkt erstrecken sich die Risse schon über zwei oder drei Oberflächenkörner. Daher hat Ebi [Ebi87] in seiner Doktorarbeit die Replika-Technik verwendet. Serien von Replika-Abdrücken wurden ausgehend vom zuletzt genommenen Abdruck analysiert und Risse bis zu ihrer Anfangsphase zurückverfolgt. Sehr kleine Risse (Risslänge von 10 μm) konnten auf diese Weise bereits nach 10% bis 18% der Lebensdauer nachgewiesen werden. Die Replika-Technik gibt viele wichtige Informationen über die Anzahl von Zyklen beim ersten Anzeichen von Schädigung, die Risslänge, die Rissorientierung, die Geschwindigkeit des Risswachstums. Die Genauigkeit der Methode wird durch die Wahl der zeitlichen Abstände (typisch 3-5% der Lebensdauer N_B) zwischen zwei Abdrücken bestimmt. Der Haupteinwand gegenüber der Replika-Methode ist der, dass die Methode ausschließlich Informationen über das Risswachstum an der Proben- bzw. Bauteiloberfläche gibt, nicht jedoch über das Wachstum in Inneren. Die Replika-Methode wird später ausführlicher vorgestellt.

Nach Ebi [Ebi87] ist für den Stahl X6 CrNi 18-11 der Rissausgangspunkt von der Belastungsamplitude abhängig: Bei hohen plastischen Dehnungen ($\Delta\varepsilon_p \geq 3 \cdot 10^{-3}$) entstanden die Risse bevorzugt an großen (30-50 μm) nichtmetallischen Einschlüssen. Bei kleineren plastischen Dehnungsamplituden entstanden die Risse fast ausschließlich an Zwillingskorngrenzen und Korngrenztripelpunkten. Neumann und Tönnessen [Neu87] haben gezeigt, dass bei den kubisch flächenzentrierten Metallen die Zwillingskorngrenzen parallel zu den Gleitebenen liegen. Das bedeutet, dass hohe lokale Spannungen über einen großen Bereich der Gleitebene wirken können. Die Voraussetzung für eine Dehnungslokalisierung wird damit geschaffen und die Rissbildung begünstigt.

Laut Ebi [Ebi87] beeinflussen die Korngrenzen in X6 CrNi 18-11 das Wachstum nicht wesentlich. Eine schwache Abhängigkeit des Rissfortschritts da/dN (Zuwachs der Risslänge in mm pro Zyklus) von der Korngröße d wurde festgestellt: Ein Faktor fünfzehn in der Korngröße entsprach einer maximalen Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit um einen Faktor zwei (und selbst das nur in einem beschränkten Risslängenintervall). Es war dagegen erwartet worden, dass Abgleitprozesse maßgeblich durch Korngrenzen behindert werden und die Rissgeschwindigkeit proportional zu \sqrt{d} sein würde.

2.2 Modelle für Rissbildung und Risswachstum

2.2.1 Modelle für die Rissbildung

Einige Autoren haben Ansätze zur Modellierung der Bildungsphase vorgeschlagen. Diese Modelle beruhen zum Teil auf Versetzungstheorien. Hier wird ein (nicht erschöpfender) Überblick über diese Ansätze gegeben.

2.2.1.1 Rissbildungsmodelle mit Energiekriterien

Untersuchungen von Laird und Duquette [Lai72], Brown [Bro77], Kuhlmann-Wilsdorf [Kuh77] und Mughrabi [Mug80] haben gezeigt, dass bei Wechselverformung die plastische Dehnung entlang von Gleitbändern lokalisiert ist. Tanaka und Mura [Tan81] und Venkataraman et al. [Ven90] haben Modelle zur Beschreibung der Rissbildung entlang von Gleitbändern unter zyklischer Beanspruchung vorgeschlagen. Ein Gleitband wird als zwei Schichten von Versetzungsdipolen modelliert.

Im Modell von **Tanaka und Mura** [Tan81] werden in einem Gleitband bei jeder neuen Zug- bzw. Druck-Belastung immer mehr Versetzungen aufgestaut. Mit zunehmender Zyklenzahl nimmt die Anzahl von akkumulierten Versetzungen monoton zu. Physikalisch kann eine unendliche Anzahl von Versetzungen im Material nicht vorhanden sein. Wenn die durch Versetzungsaufstau gespeicherte Energie einen materialspezifischen Wert erreicht, bildet sich ein Riss. Die Entstehungszeit ist nach [Tan81] als die Zyklenzahl definiert, bei der das folgende Energiekriterium erfüllt ist:

$$2 \cdot n_i \cdot \Delta U = 4 \cdot d \cdot \omega_s \quad \text{Gl. 2.2-1}$$

ΔU hat bei Tanaka die Dimension $[\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$ und entspricht der durch Versetzungsaufstau gespeicherten spezifischen Energie pro Zyklus. Die Größe ω_s $[\text{N} \cdot \text{m}^{-1}]$ ist eine spezifische Bruchenergie für eine Einheitsfläche und d $[\text{m}]$ die Länge der Versetzungsaufstauung. Die Zyklenzahl n_i kann nach [Tan81] auch wie folgt berechnet werden:

$$n_i = \frac{2 \cdot b \cdot \omega_s \cdot d^3}{A \cdot (\Delta \gamma)^2} \quad \text{Gl. 2.2-2}$$

mit

$$A = \frac{Gb}{2 \cdot \pi \cdot (1-\nu)} \quad \text{und} \quad \Delta \gamma = \frac{(\Delta \tau - 2k) \cdot b \cdot d^2}{2 \cdot A}$$

Dabei ist b $[\text{m}]$ der Burgers-Vektor, G $[\text{N} \cdot \text{m}^{-2}]$ der Schubmodul und ν die Querkontraktionszahl. $\Delta \gamma$ $[\text{m}^2]$ wird von Tanaka als plastische Dehnungsamplitude bezeichnet, obwohl $\Delta \gamma$ die Einheit m^2 besitzt. $\Delta \tau$ $[\text{N} \cdot \text{m}^{-2}]$ ist die Schubspannung und k $[\text{N} \cdot \text{m}^{-2}]$ die Reibungsspannung. Das Modell gibt eine Manson-Coffin-Beziehung zwischen $\Delta \gamma$ und der Zyklenzahl bis zur Rissbildung (Gl. 2.2-2) mit einem festen Exponenten von zwei.

Das Modell von **Venkataraman et al.** [Ven90] unterscheidet sich vom Tanaka-Modell dadurch, dass

- die Zeit bis zur Bildung eines Riskeimes, der kleiner als die Korngröße sein kann, berechnet wird
- Gleitbänder mit unterschiedlichen Orientierungen (nicht unbedingt um 45° orientiert) behandelt werden
- im Prinzip auch Temperatur- und Medieneinflüsse behandelt werden können

Für weitere Informationen wird der Leser auf die folgenden Literaturquellen verwiesen: [Tan81], [Mur87] und [Ven90].

2.2.1.2 Rissbildungsmodell nach Navarro und de los Rios

Von **Navarro und de los Rios** [Nav88] wurde ein Modell zur Berechnung der Zyklenzahl bis zur Entstehung eines Risses von der Länge eines Korndurchmessers vorgeschlagen. Das Modell

stützt sich auf die Idealisierung des Risses und seiner plastischen Zone nach Bilby, Cottrell und Swinden [Bil63].

Die zur Bildung eines Risses von der Länge eines Korndurchmessers notwendige Anzahl ΔN_i von Zyklen wird als Funktion der Schwingbreite $\Delta\sigma$ der angelegten Spannung berechnet. Das Modell ist eher ein makroskopisches Modell. Der einzige verwendete mikroskopische Parameter ist die Korngröße. Außerdem sind bei Anwendung Kenntnisse bruchmechanischer Schwellwerte erforderlich.

2.2.2 Modelle für das Risswachstum

Miller [Mil93] unterscheidet drei Stadien des Risswachstums (Abbildung 2.2-1):

- 1) Lange Risse erstrecken sich über viele Körner ($a > 100d$, a : Risslänge, d : Korngröße) und wachsen unter Modus I. Die Ausdehnung der plastischen Zone ist im Verhältnis zur Risslänge und zu anderen Abmessungen der Struktur ($a/r_p \gg 1$) klein. Die elastische Bruchmechanik kann das Wachstumsverhalten gut beschreiben.
- 2) Bei physikalisch kurzen Rissen ist die Risslänge klein gegenüber der plastischen Zone. Die elastisch-plastische Bruchmechanik muss zur Beschreibung des Wachstums eingesetzt werden.
- 3) Mikrostrukturell kurze Risse sind Risse mit einer Länge im Bereich der Korngröße. Sie wachsen unter Mixed-Mode II und III. Die plastische Zone ist groß gegenüber der Korngröße. Bei der Modellierung des Wachstumsverhaltens muss die Mikrostruktur betrachtet werden.

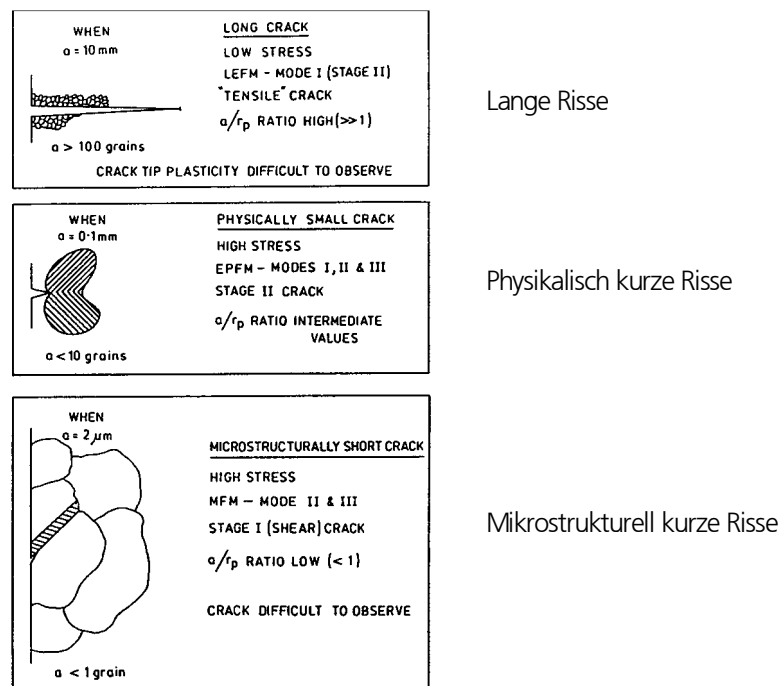


Abbildung 2.2-1: Die drei Stadien des Risswachstums, nach [Mil93]

2.2.2.1 Risswachstumsmodellierung mit der elastischen Bruchmechanik

Bei zyklischer Belastung unter linear elastischen Bedingungen werden die Risspitzenbeanspruchungen durch die Schwingbreite ΔK des Spannungsintensitätsfaktors bestimmt. Voraussetzung dafür ist vor allem, dass der plastisch verformte Bereich klein ist. **Paris**

[Par63] formulierte für den Zusammenhang zwischen der Rissfortschrittsrate und der Schwingbreite des K-Faktors ein Potenzgesetz:

$$\frac{da}{dN} = C \cdot \Delta K^m \quad \text{Gl. 2.2-3}$$

Dabei ist m ein werkstoffabhängiger Exponent, der für metallische Werkstoffe zwischen 2 und 4 liegt. Der Faktor C ist vom Werkstoff und vom Spannungsverhältnis R ($R = \frac{S_u}{S_o}$, S_o : Oberspannung, S_u : Unterspannung) abhängig. Das Potenzgesetz wird bei doppeltlogarithmischer Auftragung als Gerade abgebildet. Da diese Gerade keine Grenzwerte ausweist, ist für eine allgemeine Anwendung die Einschränkung $\Delta K_0 \leq \Delta K \leq \Delta K_c$ hinzuzufügen. ΔK_0 ist der untere Grenzwert im Bereich I und ΔK_c ist der obere Grenzwert im Bereich III (Abbildung 2.2-2).

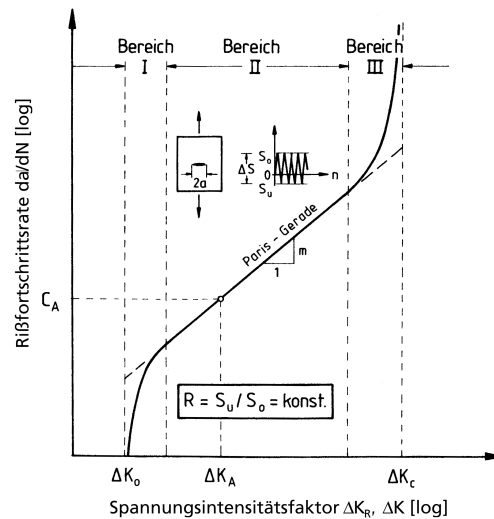


Abbildung 2.2-2: Rissfortschritt da/dN in Abhängigkeit von der Schwingbreite ΔK des Spannungsintensitätsfaktors (schematisch)

ΔK kann in Gl. 2.2-3 durch die effektive Schwingbreite ΔK_{eff} des Spannungsintensitätsfaktors ersetzt werden, wenn Risschließeffekte betrachtet werden sollen. Zugmittelspannungen vermindern, Druckmittelspannungen erhöhen die ertragbaren Beanspruchungsamplituden, was im wesentlichen damit zusammenhängt, dass sich (Mikro-)Risse in der Druckphase eines Schwingspiels schließen und der Anteil der Beanspruchungsschwingbreite bzw. -amplitude, in der Risse geschlossen sind, nicht schädigungswirksam ist. In ΔK_{eff} wird nur der Anteil von ΔK verwendet, in dem der Riss geöffnet ist.

2.2.2.2 Risswachstumsmodellierung mit der elastisch-plastischen Bruchmechanik

Bei elastisch-plastischem Werkstoffverhalten sind die Bedingungen der linear-elastischen Bruchmechanik, im wesentlichen also die Kleinheit der plastischen Zone vor der Risspitze, nicht mehr erfüllt. Die Spannungen und Verschiebungen im Risspitzen-Nahfeld können analog zum Spannungsintensitätsfaktor K durch das ricesche J-Integral beschrieben werden (elastisch-plastische Bruchmechanik). Dann kann für das Risswachstum die folgende Gleichung angenommen werden:

$$\frac{da}{dN} = C' \cdot \Delta J^m \quad \text{Gl. 2.2-4}$$

Das frühe mikrostrukturell beeinflusste Stadium des Wachstums kann aber mit solchen Ansätzen oft nicht erfasst werden. Mikrostrukturelle Modelle werden entwickelt, um dieses frühe Stadium besser zu erfassen.

2.2.2.3 Mikrostrukturelle Risswachstumsmodelle

Nach **Tanaka et al.** [Tan86] besitzen mikrostrukturell kurze Risse die folgenden typischen Merkmale:

- Das Gleiten in der Nähe der Rissspitze erfolgt entlang von kristallographischen Ebenen.
- Die von der Rissspitze ausgehenden Versetzungen werden an den Korngrenzen oder Phasengrenzen angehalten.
- Der Risspfad wird von kristallographischen Gegebenheiten beeinflusst. Die Risse folgen oft Gleitebenen und Änderungen der Risswachstumsrichtung werden beobachtet.
- Risse wachsen unter gemischter Modus I und Modus II Beanspruchung.
- Der Rissschließeffekt spielt bei sehr kurzen Rissen keine große Rolle.

Um das Wachstum solcher mikrostrukturell kurzer Risse besser zu modellieren, müssen die Modelle diese Besonderheiten berücksichtigen. Es gibt eine Vielzahl von Arbeiten, die den Rissfortschritt direkt auf der Grundlage der Versetzungstheorie modellieren, zum Beispiel [Tan86], [Doq98], [Sun93], [DIR89]. Wichtige Teilaspekte des Wachstums mikrostrukturell kurzer Risse können mit solchen Modellen besser verstanden werden. Beispielsweise können Schwellwerte für den Rissfortschritt auf den Schwellwert für das Aussenden von Versetzungen vor einer Rissspitze zurückgeführt werden ([Doq98], [Sun93]).

Beschreibung des Anhaltens an Korngrenzen

Die oft beobachtete Verzögerung der kurzen Risse an Korngrenzen (in der englischen Literatur auch „stop-and-go“ Verhalten genannt) wurde von manchen Autoren zu modellieren versucht. Hier werden einige Modelle vorgestellt.

Miller [Mil93] schlug ein Risswachstumsgesetz der Form

$$\frac{da}{dN} = A(\Delta\sigma^\alpha) \cdot (d - a) \quad \text{Gl. 2.2-6}$$

vor. Dabei ist $\Delta\sigma$ die Spannungsschwingbreite, d der Abstand zwischen Rissausgangspunkt und nächster Barriere (z.B. der Korngrenze). a ist die Risslänge. A und α sind Materialparameter. Die Beziehung ermöglicht prinzipiell, die Blockadewirkung von Korngrenzen zu beschreiben. Sie besitzt aber keinen Vorhersagecharakter.

Die Theorie von kontinuierlich verteilten Versetzungen wird von **Tanaka et al.** [Tan86] verwendet, um die Versetzungsdichte, die Rissspitzenöffnung (CTOD: crack tip opening displacement, siehe Abbildung 2.2-3) oder Rissspitzenabgleitung (CTSD: crack tip sliding displacement) und den mikroskopischen Spannungsintensitätsfaktor unter Zug- und Schubbeanspruchung zu berechnen. Die Rissspitzenöffnung wird für drei unterschiedliche Fälle berechnet:

- 1) Das Gleitband erstreckt sich im ersten Korn.
- 2) Das Gleitband ist an der ersten Korngrenze blockiert.
- 3) Das Gleitband wächst im zweiten Korn.

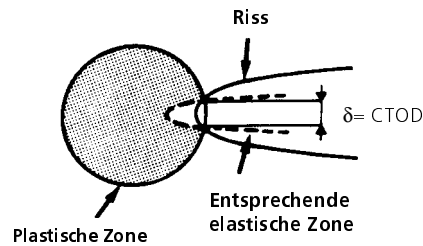


Abbildung 2.2-3: Prinzip-Skizze für die Berechnung der Risspitzenöffnung

Für das Modus I Risswachstum wird angenommen, dass der Rissfortschritt durch die zyklische Risspitzenöffnung $\Delta CTOD$ bestimmt wird:

$$\frac{da}{dN} = B(\Delta CTOD)^m \quad \text{Gl. 2.2-7}$$

$\Delta CTOD$ wird aus der Versetzungstheorie berechnet. B und m sind wieder zwei Konstanten. Für das Modus II Risswachstum wird eine ähnliche Gleichung verwendet:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta CTSD)^n \quad \text{Gl. 2.2-8}$$

Der Risspitzenabgleitung $\Delta CTSD$ (lokaler Scherversatz der gegenüberliegenden Rissflanken) wird von Tanaka mit Versetzungstheorie berechnet. C und n sind zwei Konstanten.

Die Ergebnisse dieses Modells sind:

- Bei Annäherung eines Risses an eine Korngrenze nehmen $\Delta CTSD$ bzw. $\Delta CTOD$ zunächst ab, weil die Versetzungsbewegung durch die Korngrenze behindert wird.
- Das „stop-and-go“ Verhalten von Mikrorissen an Korngrenzen wird modelliert.
- Eine von der Risslänge abhängige Dauerfestigkeit wird vorhergesagt.

In Kapitel 4 wird gezeigt, dass mit diesem Modell eine mögliche Erklärung für Besonderheiten des Kurzrissswachstums gegeben werden kann.

Der Einfluss der mikrostrukturellen Barrieren auf das Risswachstum wurde auch von **de los Rios et al.** [DIR85] untersucht. Im Modell werden folgende Annahmen gemacht:

- Die Plastizität ist in einem Gleitband lokalisiert.
- Der Riss entsteht wegen Schubmechanismen entlang eines Gleitbandes.
- Das Rissfortschritt ist proportional zur Risspitzenöffnung.
- Im Korn, in dem sich der Riss befindet, liegt ein plastisches Werkstoffgesetz vor. Die übrigen Körner verhalten sich elastisch.

Laut de los Rios et al. [DIR85] kann das Ausbreitungsverhalten des Risses in drei Stadien unterteilt werden:

- 1) Das Gleitband wird von Korngrenzen oder anderen mikrostrukturellen Barrieren blockiert. Deswegen ist eine Verzögerung des Wachstums zu beobachten, sobald die Risspitze sich der Barriere nähert.
- 2) Wenn die Spannungskonzentration am Hindernis hoch genug ist, entwickelt sich das Gleitband in das benachbarte Korn.
- 3) Der Riss überwindet das Hindernis und der Riss beschleunigt sich.

Der Prozess (1)+(2)+(3) wiederholt sich von einem Korn zum anderen. Die Schwankungen der Rissgeschwindigkeit nehmen mit der Zunahme der Risslänge ab (Abbildung 2.2-4). Im

Unterschied zu [Tan81] kann mit dem Modell nach [DIR85] das Risswachstum über mehrere Korngrenzen verfolgt werden.

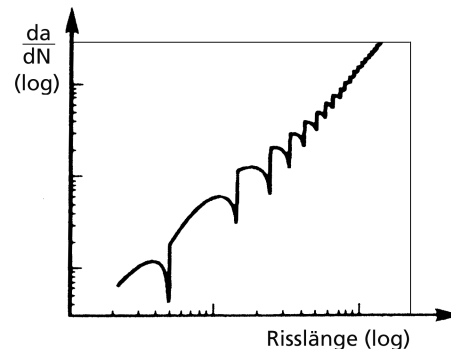


Abbildung 2.2-4: Schematische Darstellung des aus dem Modell von Navarro und de los Rios resultierenden Risswachstums nach [Kru00]

In [DIR85] wird gezeigt, dass die aus dem Gleitband (der effektiven Länge R) für den Rissfortschritt zur Verfügung stehende Energie mit abnehmender Gleitbandlänge abnimmt. Es kommt also bei Annäherung eines Risses an ein Hindernis auch zur Abnahme des Rissfortschrittes. Handelt es sich bei den Hindernissen um Korngrenzen, so wird der Rissfortschritt wie folgt berechnet:

$$\frac{da}{dN} = f \cdot \phi = f \cdot \sqrt{2\pi \cdot a \cdot R} \cdot \frac{\tau}{G} \quad \text{Gl. 2.2-9}$$

mit

$$R = D \cdot \left[1 - \Phi \cdot \left\{ \frac{D - X}{D} \right\} \right]^m, \quad \Phi = 1 - \frac{\tau_B}{\tau_A}$$

Der Faktor f ist die Anzahl der Versetzungen, die im Gleitband am Wachstumsprozess des Risses teilnehmen. Es wird also erwartet, dass f von der angelegten Spannung abhängig ist. Die folgende Gleichung wurde auf der Basis der experimentellen Untersuchungen von Hobson ([Hob85] und [Hob86]) an einem 0.4 prozentigen Kohlenstoff Stahl ermittelt:

$$f = 2,539 \cdot 10^{-14} \cdot \Delta\sigma^{4,335} \quad \text{Gl. 2.2-10}$$

ϕ ist die plastische Verschiebung an der Risspitze. a ist die Risslänge. R ist die sogenannte „effektive Gleitbandlänge“, τ die Schubspannung, G der Schubmodul, D der Abstand von Hindernis zu Hindernis (z.B. von Korngrenze zu Korngrenze), X der Abstand von der Risspitze zum nächsten Hindernis in der Rissebene. τ_A bzw. τ_B ist die resultierende Schubspannung entlang der Gleitbänder des Korns A bzw. B. Die Funktion Φ ermöglicht, die relative kristallographische Orientierung zwischen den zwei Körnern A und B zu definieren. Bei maximal erreichbarem Wert $\Phi=1$ bleibt der Riss an der Korngrenze stehen. Bei minimalem Wert $\Phi=0$ sind die Orientierungen der beiden Körner gleich (Es gibt eigentlich keine Korngrenze).

Das Modell wurde vor kurzem von **Olfe, Zimmermann und Rie** [Olf00] verwendet. Die Autoren haben zusätzlich das Zusammenwachsen der Mikrorisse untersucht. Dazu wird für jede Risspitze eine Einflusszone definiert. Treffen die Einflusszonen zweier Risspitzen infolge des Mikrorisswachstums aufeinander, so vereinigen sich die beiden Risse. Die beiden Risse werden

durch einen neuen Riss ersetzt, dessen Risspitzen an den Stellen der äußeren Risspitzen der ursprünglichen Risse stehen. Die Risse werden zunehmend länger und wachsen immer schneller. Schließlich setzt sich ein einzelner Riss durch.

Nach **Krupp et al.** [Kru00] enthält das Modell von Navarro und de los Rios [DIR85] einige entscheidende Mängel: Die Normalkomponente der äußeren Spannung wird als Risstriebeffekt angenommen, während aus physikalischer Sicht zunächst eine Mixed-Mode-Belastung vorliegt, die dann in eine Modus I-Belastung übergeht. Die häufig vorhandene Anisotropie führt zu hohen Spannungskonzentrationen vor den Korngrenzen, die das Kurzrisssverhalten erheblich beeinflussen können. Dies wird im Modell von de los Rios et al. [DIR85] nicht betrachtet. Außerdem werden nur transkristalline Risse modelliert. Bei der von Krupp et al. [Kru00] untersuchten β -Titanlegierung spielt aber das Ausbreitungsverhalten interkristalliner Risse eine wichtige Rolle. In einer weiteren Arbeit wollen die Autoren eine Unterteilung in transkristalline Gleitbandrisse, interkristalline Risse und Mehrfachgleitrisse vornehmen. Die transkristallinen Risse sollen mit Hilfe des Modells von Navarro und De los Rios, die interkristallinen Risse über einen Korngrenzenenergieansatz und die Mehrfachgleitrisse mit einem Ansatz von Riemelmoser und Pippin [Rie97] simuliert werden.

2.2.3 Stochastische Modelle für Rissbildung und frühes Wachstum

In den vorgestellten Modellen wurde versucht, das Verhalten eines einzigen Risses zu modellieren, der in einer günstigen Umgebung entstanden ist. Weitere Autoren haben sich mit der stochastischen Natur der Rissentstehung und des frühen Risswachstums beschäftigt. Als Beispiel werden Informationen über das Modell von **Socie und Furman** [Soc96] gegeben.

Der Polykristall wird als 2D-Aggregat von Körnern mit bestimmter Korngröße beschrieben. Für die Geometrie und Orientierung der Körner werden Zufallsverteilungen definiert. Die Spannungen und Dehnungen in den Körnern werden mit den makroskopischen Größen gleichgesetzt. Dies ist ein großer Mangel des Modells.

Um die Rissentstehung in einem Korn zu modellieren, verwenden die Autoren das bereits oben erwähnte Versetzungsmodell von Tanaka und Mura [Tan81].

Für das Rissanhalten an der Korngrenze verwenden die Autoren den Schwellwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors von Murakami und Endo [Mur86]:

$$\Delta K_{th} = Y_{II} \cdot \Delta \tau_{fl} \cdot \sqrt{\pi d} / 2 \quad \text{Gl. 2.2-11}$$

$\Delta \tau_{fl}$ ist die Dauerschubfestigkeit und Y_{II} ein Geometriefaktor. d ist die Korngröße.

Ist der Abstand zwischen den Risspitzen von zwei Rissen kleiner als $d/4$, vereinigen sich die beiden Risse, die in benachbarten Körnern zuerst gewachsen waren.

Das Modus II-Wachstum wird mit einem Modell der Bruchmechanik modelliert:

$$\frac{da}{dN} = C \cdot (\Delta K_{eq})^m \quad \text{Gl. 2.2-12}$$

mit
$$\Delta K_{eq} = \left(Y_I \cdot E \cdot \Delta \epsilon_n \cdot \sqrt{\pi c} \right)^2 + \left(Y_{II} \cdot G \cdot \Delta \gamma \cdot \sqrt{\pi c} \right)^2 \quad \text{Gl. 2.2-13}$$

C und m sind Materialkonstanten, die aus Messungen gewonnen werden können. $\Delta \epsilon_n$ bzw. $\Delta \gamma$ ist die Schwingbreite der Normal- bzw. Schubdehnung. $2c$ ist die Risslänge, E der Elastizitätsmodul, G der Schubmodul. Y_I und Y_{II} sind Geometriefaktoren.

Von **Forsyth** [For61] wurde vorgeschlagen, dass der Übergang zwischen Wachstum unter Modus II und Wachstum unter Modus I erfolgt, sobald das Verhältnis von Schubspannung zu Normalspannung einen kritischen Wert unterschreitet. Laut **Taylor und Knott** [Tay81] erfolgt dieser Übergang im Fall einer Zugspannung, sobald der Riss eine Länge von ca. drei Korndurchmessern erreicht hat. Welches Kriterium im Modell von Socie und Furman [Soc96] verwendet wurde ist unklar. Das Risswachstum unter Modus I wird auch mit Gl. 2. 2-12 modelliert.

Obwohl dieser Ansatz außer der Korngröße keine Mikrostrukturparameter enthält, ist das Modell in der Lage, die Wöhlerkurve unter Zug und Torsion vorherzusagen und gemessene Reihenfolgeeffekte bei Zug-Torsionsbeanspruchungen sowie relative Lebensdaueranteile von Rissentstehung und Wachstum gut abzubilden.

2.2.4 Phänomenologische Modelle

Phänomenologische Schädigungsmodelle unterscheiden nicht zwischen Rissbildung und Risswachstum, und die verwendeten Schädigungsvariablen lassen sich nicht direkt durch Messungen überprüfen. Phänomenologische Schädigungsmodelle wie z.B. nach **Lemaitre und Chaboche** [Lem85] enthalten Schädigungsvariablen mit Entwicklungsgleichungen und freien Parametern. Diese Parameter werden so gewählt, dass eine gute Übereinstimmung zwischen Modellergebnissen und experimentellen Ergebnissen erreicht wird, ohne dass auf die zugrunde liegenden Schädigungsmechanismen im Gefüge zurückgegriffen wird. Die Interpretation der Schädigungsvariablen D als Verminderung des tragfähigen Querschnitts ist bei einem lokalen Phänomen wie Ermüdungsrisswachstum fraglich. Dies gilt auch für Modelle, die zwar die Plastizität auf mikrostruktureller Ebene abbilden, die aber für die Schädigung auf einzelnen Gleitsystemen eigentlich nur phänomenologische Ansätze haben, die sich nicht durch mikroskopische Messungen überprüfen lassen.

Phänomenologische Ansätze werden in dieser Arbeit nicht weiter behandelt.

3 Experimentelle Untersuchungen

3.1 Material

Der untersuchte Werkstoff ist ein austenitischer Stahl mit der Bezeichnung X6 CrNiNb 18-10 (Werkstoffnummer 1.4550). Dieser Werkstoff wird in Rohrleitungen (z.B. in Volumenregelsystemen, Reaktorwasserreinigungssystemen, Speisewassersystemen) und in anderen Komponenten deutscher Kernkraftwerke verwendet. Der Werkstoff wurde von der Firma BGH Edelstahl Siegen GmbH als Stangenmaterial geliefert. Die Metallstangen vom Durchmesser 80 mm wurden aus der Schmelze Nr. 77213 entnommen, gewalzt und geschält. Die Tabelle T.3.1-1 gibt die vom Hersteller im Abnahmeprotokoll angegebene chemische Zusammensetzung wieder. Die in der DIN festgelegten Anforderungen an die Legierungsbestandteile sind erfüllt.

	C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni
Schmelze 77213	0,026	0,22	1,88	0,009	0,001	18,45	0,36	10,80
DIN	≤ 0,08	≤ 1,00	≤ 2,00	≤ 0,045	≤ 0,030	17,0 – 19,0		9,00 – 12,0
	Nb	Ti	Al	N ₂	Cu	Co	B	Ta
Schmelze 77213	0,350	0,020	0,020	0,0260	0,05	0,03	0,0015	0,0060
DIN	≥ 10xC ≤ 1,00							

Tabelle T.3.1-1: Chemische Zusammensetzung des untersuchten Werkstoffes X6 CrNiNb 18-10 [% Gewicht], laut Abnahmeprotokoll des Herstellers

Bei der Eingangsprüfung wurden eine metallographische Untersuchung und eine Härtemessung vorgenommen. Drei Stangen wurden in Längs- und Querrichtung metallographisch untersucht. Bei der mikroskopischen Analyse der Längsschliffe waren an einigen Stellen Einschlussnester zu erkennen (Oxide, Sulfide). Über die gesamte Breite des Längsschliffes zeigen sich δ -Ferritstreifen. Die einzelnen δ -Ferritkörner lagen perlenschnurartig aufgereiht. Die Verteilung der Korngröße war ziemlich gleichmäßig. In mehreren Körnern waren Rekristallisationszwillinge zu erkennen. Die Korngröße nahm von der Mitte zum Rand hin leicht ab. Die beiden eingehender untersuchten Proben wiesen zum Rand hin eine um 20% abnehmende Korngröße auf (siehe Tabelle T.3.1-2). Die Ergebnisse der Einzelproben unterschieden sich nur geringfügig.

Probe	mittlere Korngröße	
	Mitte	Rand
B 16.2	68	57
D 6.2	65	56

Tabelle T.3.1-2: Korngröße

Die Härtemessung ergab eine leichte Zunahme der Härte von der Mitte zum Rand, vermutlich eine Folge des Abschälens der Stangen. Die Versuchsproben wurden auf einem Teilkreisdurchmesser von maximal 40 mm aus den Stangen entnommen, um Randeinflüsse auszuschließen.

Detaillierte Angaben über die Grundcharakterisierung sind in [Anhang A.3.1-1](#) enthalten.

Die mechanisch-technologischen Kennwerte des Werkstoffes (bei einer Temperatur von 20°C) entsprechend Abnahmezeugnis vom 18.11.1997 [Bös97] sind in Tabelle T.3.1-3 zusammengefasst. Der Werkstoff erfüllt die Mindestanforderungen nach DIN.

	T [°C]	R _{p0,2} [MPa]	R _{p1,0} [MPa]	R _m [MPa]	A ₅ [%]	Z [%]	A _v [J]
Charge 77213	20	251	310	588	52,0	75,0	262/294/286
Sollwerte nach DIN	20	≥ 205	≥ 240	510 - 740	≥ 40	-	≥ 100

Tabelle T.3.1-3: Mechanisch-technologische Kennwerte entsprechend Abnahmezeugnis vom 18.11.1997 [Bös97]

Zur Kontrolle wurden Versuche an Standard-Zugproben bei Raumtemperatur und bei 280°C durchgeführt. Die für Zugfestigkeit, Bruchdehnung und Brucheinschnürung ermittelten Werte lagen über den im Lieferanten-Abnahmezeugnis angegebenen Zahlen. Die für die Elastizitätsgrenze ermittelten Werte stimmen mit den im Lieferanten-Abnahmezeugnis angegebenen Zahlen überein (siehe Tabelle T.3.1-4). Abbildung 3.1-1 zeigt die technischen Spannungs-Dehnungs-Kurven bei Raumtemperatur und bei 280°C.

Probe	T [°C]	R _{p0,2} [MPa]	R _{p1,0} [MPa]	R _m [MPa]	A ₅ [%]	Z [%]	A _v [J]
EE01	20	241	300	607	58,0	81,5	
EE03	20	255	317	622	55,1	78,4	
EE04	20	243	310	616	58,0	79,1	
EE16	280	186	225	417	34,9	78,9	
EE17	280	190	229	421	37,9	82,6	
EE18	280	186	225	418	36,5	82,7	

Tabelle T.3.1-4: gemessene mechanisch-technologische Kennwerte

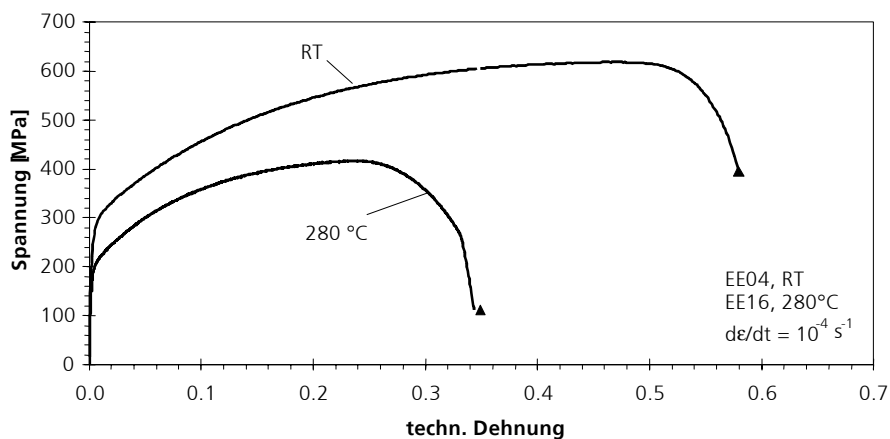


Abbildung 3.1-1: Spannungs-Dehnungs-Kurve bei Raumtemperatur und bei 280°C

3.2 Probenfertigung und Versuchstechnik

Dieser Abschnitt enthält Informationen über Probenfertigung und Versuchseinrichtungen. Der Versuchsplan ist in [Abschnitt 3.4.](#) enthalten.

3.2.1 Probenfertigung und Oberflächenbehandlung

Für isotherme Zug-Druck Versuche wurden Rundproben mit einem Durchmesser von 7 mm und einem Prüfbereich von 10 mm gefertigt (diese werden auch als LCF-Proben bezeichnet). Abbildung 3.2-1a zeigt eine dieser Proben. Einige Proben wurden mittels Drahterosion mit einem quadratischen Prüfquerschnitt ($6 \times 6 \text{ mm}^2$, Abbildung 3.2-1b) gefertigt, um Messungen mit Positronenannihilation zu ermöglichen. Diese Proben werden im Weiteren Vierkantproben genannt. Die Positronenannihilationsmessungen wurden am Fraunhofer Institut für zerstörungsfreie Prüfverfahren vorgenommen und erforderten mit dem derzeitigen Versuchsaufbau völlig ebene Oberflächen. Da die Replika-Technik angewendet werden sollte, mussten die Proben eine sehr gute Oberflächenqualität aufweisen. Die Mikrorisse müssen sich von Kratzern o.ä. unterscheiden lassen. Die Rundproben wurden zuerst mit einer feinen Schleifscheibe längsgeschliffen, dann mit Schleifpapier der Körnung 600 und 800 rundgeschliffen und schließlich mit Diamantpasten mit abnehmender Korngröße ($15 \mu\text{m}$, $7 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$) und einem Baumwolltuch poliert. Die letzten Polierschritte erfolgten von Hand. Die Vierkantproben wurden elektro-erodiert, dann mit Schleifpapier der Körnung 800 und 1000 geschliffen und mit Diamantpasten (bis $3 \mu\text{m}$) und einem Baumwolltuch poliert. Die Rundproben und eine Seite der Vierkantproben wurden nach dem Polieren zusätzlich mit V2A-Beize (100 ml H_2O , 100 ml HCl , 10 ml HNO_3 , 0.30 ml Vogels Sparbeize) geätzt, um die Kornstruktur sichtbar zu machen.

Die Proben wurden im Anlieferungszustand geprüft.



a)



b)

Abbildung 3.2-1: Verwendete Probenformen; a) Rundprobe, b) Vierkantprobe

3.2.2 Versuchseinrichtungen

Für die Ermüdungsversuche an den Zug-Druckproben standen zwei servohydraulische Prüfmaschinen der Fa. INSTRON zur Verfügung (INSTRON 8562 und INSTRON 1865). Zur momentenfreien Einspannung der Probe in die servohydraulischen Zangen wurde eine spezielle, im Fraunhofer Institut für Werkstoffmechanik entwickelte Vorrichtung verwendet. Die

Lastmessdose hatte eine Maximalkraft von 25kN. Die Dehnungsmessung erfolgte mit Taststiften aus Keramik. Die Messlänge betrug 10 mm. Ein Ofen stand als Zusatzvorrichtung für Experimente bei erhöhter Temperatur (280°C) zur Verfügung. Ein Prozessrechner INSTRON 8500 diente zur Steuerung der Versuche. Die Maximal- und Minimalkräfte und die Extensometerschiebung wurden elektronisch erfasst und abgespeichert, ebenso die Kraft und die Extensometerschiebung für ausgewählte Zyklen. Anhand dieser Daten wurden die Spannungen und Dehnungen ausgewertet.

3.3 Optische und physikalische Methoden

3.3.1 Untersuchungen am Licht- und Rasterelektronenmikroskop

Die Probenoberflächen wurden im Licht- oder Rasterelektronenmikroskop untersucht. Einige Proben wurden im Rasterelektronenmikroskop bei 25 kV auf Rissausgangstellen untersucht ([Abschnitt 3.7](#)). Partikeleinlagerungen wurden mit dem EDAX-System des Rasterelektronenmikroskops analysiert. Die Auswertung der Replika-Abdrücke ([siehe Abschnitt 3.3.2](#)) erfolgte hauptsächlich im Lichtmikroskop.

3.3.2 Replika-Technik

In regelmäßigen Abständen (ca. alle 5% der erwarteten Lebensdauer) wurden Abdrücke von der Probenoberfläche angefertigt. Als Replikamaterial hat sich eine 80 µm dicke Azetatfolie der Firma Schwan Stabilo, die für Overheadprojektoren verwendet wird, bewährt. Für den Abdruck wurde der Versuch am oberen Lastumkehrpunkt gestoppt. Die vorhandenen Risse waren dann offen und die Folie konnte nach Benetzen mit Azeton eindringen und aushärten. Die Aushärtezeit betrug zwei Minuten. Auf dem Abdruck entstanden Erhebungen, die sich deutlich von der umgebenden Kornstruktur abhoben. Die Replika-Abdrücke wurden danach mit doppelseitig klebendem Band auf Objektträger geklebt und im Lichtmikroskop ausgewertet. Für die lichtoptische Auswertung der Folien kann der Kontrast mittels Kohlenstoffbedampfung erhöht werden. Da zusätzliche Aufnahmen im REM angefertigt werden sollten, wurde statt dessen Gold aufgesputtert. Die Replika-Technik ermöglicht demnach die zerstörungsfreie Verfolgung der Entstehung und Ausbreitung von Mikrorissen auf der Oberfläche der Probe. Die Unterbrechung des Versuches für die Anfertigung der Abdrücke hatte kein wesentlicher Einfluss auf die Lebensdauer.

Die kleinsten von Ebi [Ebi87] mit dieser Methode nachweisbaren Risse hatten eine seitliche Ausdehnung von 10 µm (die Auswertung erfolgte unter dem Lichtmikroskop). In der vorliegenden Arbeit konnten noch kleinere Risse (Risse von einigen Mikrometern) nachgewiesen werden. Die Bestimmung der Risstiefe anhand der Erhebungen war nicht möglich, da sich nicht feststellen ließ, wie tief das Folienmaterial in die Risse eindrang.

Das Auffinden der Rissausgangspunkte war dadurch möglich, dass, ausgehend von den zuletzt angefertigten Abdrücken, die Ausbreitung auf den vorher gemachten Abdrücken zurückverfolgt werden konnte. Die Ergebnisse der Replika-Messungen werden im [Abschnitt 3.6](#) vorgestellt.

3.3.3 Fokussierte Ionenstrahl-Methode

Die fokussierte Ionenstrahl-Methode (FIB: Focused Ion Beam) erlaubt neben der Abbildung der Oberfläche (analog zum Rasterelektronenmikroskop) ein gezieltes Abtragen ausgewählter Bereiche der Probenoberfläche und damit die direkte Präparation von Querschnitten. Mit dieser Methode kann die Rissgeometrie exakt bestimmt und die Rissausbreitung in drei Dimensionen, also auch in der Tiefe des Probenmaterials, rekonstruiert sowie die Gefügestruktur vor der Risspitze ermittelt werden. Die Abbildung der Oberfläche oder einer vertikalen Schnittfläche ist mit Vergrößerungen von 100 bis 10000 möglich. Das Gesichtsfeld beträgt maximal 1500 µm x

1500 µm und min. 1,5 µm x 1,5 µm. Es können mehrere Bilder aneinandergesetzt werden. Die Untersuchungen wurden am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik in Halle durchgeführt. Einige Ergebnisse werden im [Abschnitt 3.7](#) vorgestellt.

3.4 Übersicht über das experimentelle Programm

Tabelle T.3.4-1 gibt eine Übersicht über das experimentelle Programm. Die Symbole ϵ_a bzw. R_ϵ stehen für Dehnungsamplitude bzw. Dehnungsverhältnis. Das Dehnungsverhältnis R_ϵ ist definiert als Verhältnis von Unterdehnung ϵ^u zu Oberdehnung ϵ^o (siehe Abbildung 3.4-1).

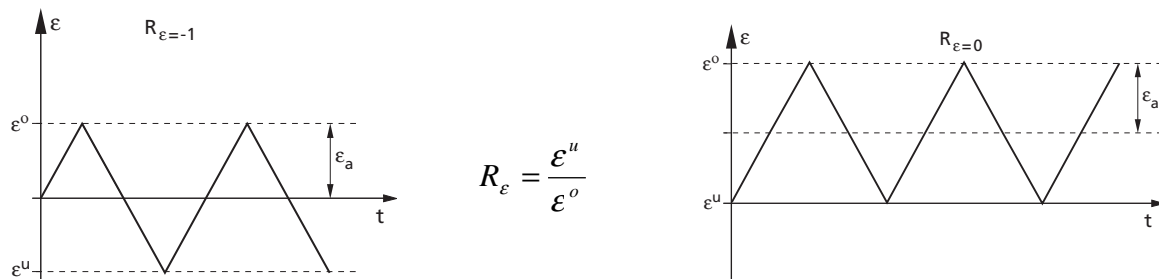


Abbildung 3.4-1: Definition des R_ϵ -Verhältnisses

Versuchstyp	Variante	Temperatur	Proben-Anzahl	Replika-Abdrücke
LCF einachsig	$\epsilon_a = 0,25\%; 0,35\%; 0,5\%; 1,0\%$ $R_\epsilon = -1, 0$ und $0,5$	RT	13	*
	$\epsilon_a = 0,25\%; 0,35\%; 0,5\%; 1,0\%$ $R_\epsilon = -1,0$ und $0,5$	280°C	25	
	mit Haltezeit	280°C	2	
	kraftgeregelte Versuche ohne/mit Mittelspannung	RT	5	*
	Block-Belastung (einzelne Überlasten)	RT	2	
	Prüfquerschnitt rechteckig; $\epsilon_a = 0,35\%$; $R = -1$ bis 0%, wenige Zyklen, 30%, 60%, 90%, 100% N_b	RT	10	*
	Prüfquerschnitt rechteckig; $\epsilon_a = 0,35\%$; $R = -1$ unterbrochene Experimente	RT	2	*

Tabelle 3.4-1: Übersicht über das experimentelle Programm

3.5 Plastisches Wechselverformungsverhalten und Lebensdauer

Es wurden sowohl weggeregelte als auch kraftgeregelter Versuche durchgeführt. Aus den weggeregelten Experimenten wurden Modellparameter für Rissbildung und Kurzrisswachstum gewonnen. Es wurde überprüft, ob das Modell auch in der Lage ist, die Ergebnisse aus kraftgeregelter Versuchen wiederzugeben (siehe Kapitel 4 und 5).

3.5.1 Weggeregelte Konstant-Amplitude-Versuche bei Raumtemperatur

Tabelle T.3.5-1 gibt einen Überblick über die an Rundproben und bei Raumtemperatur durchgeführten Zug-Druck-Versuche (Dehnungsamplituden zwischen $\epsilon_a=0,25\%$ und $\epsilon_a=1,0\%$).

Probe	Zyklusart	Dehnrate [10 ⁻³ .1/s]	Dehnungsamplitude	Lebensdauer [Zyklen]	Abdrücke
LRCx01	Dreieck	1	1,00 %	1360	nein
LRCx02	Dreieck	1	1,00 %	1300	ja (ohne Ätzung)
LRCx11	Dreieck	1	1,00 %	1560	ja
143	Dreieck	1	1,00 %	1550	nein
LRCx03	Dreieck	1	0,50 %	20000	nein
LRCx10	Dreieck	1	0,50 %	10300	ja
130	Dreieck	1	0,50 %	8400	nein
LRCx04	Dreieck	1	0,35 %	33000	ja
LRCx06	Dreieck	1	0,35 %	18000	nein
LRCx07	Dreieck	5	0,25 %	110000	nein
LRCx08	Dreieck	5	0,25 %	86000	ja
LRCx09	Dreieck	5	0,25 %	94000	ja
133	Dreieck	2,5	0,25 %	76000	nein

Tabelle T.3.5-1: Weggeregelte Zug-Druck-Versuche bei Raumtemperatur (mit konstanter Dehnungsamplitude und $R_e=-1$)

In der Anfangsphase kann zyklische Verfestigung (zunehmende Spannungsamplitude bei konstanter Dehnungsamplitude) oder zyklische Entfestigung (abnehmende Spannungsamplitude bei konstanter Dehnungsamplitude) auftreten. Unter konstanter Beanspruchungsamplitude bilden sich nach dieser Übergangsphase stabilisierte Hystereseschleifen aus. Diese Hystereseschleifen dienen zur Berechnung des bei der Vorhersage der Lebensdauer verwendeten Schädigungsparameters. Die Lebensdauer in diesen Versuchen betrug zwischen ca. 10^3 und 10^5 Zyklen.

Abbildung 3.5-1 zeigt das Wöhler-Diagramm für alle bei Raumtemperatur durchgeführten weggeregelten Versuche. Als Abbruchkriterium wird die Zyklenzahl definiert, bei der die Spannung unterhalb 80% des Maximalwertes fällt. In dem Diagramm ist die Bruchlastspielzahl N als Funktion der Dehnungsamplitude aufgetragen. In Abbildung 3.5-1 weisen die Symbole auf experimentelle Ergebnisse hin. Die Berechnung der durchgezogenen Linien erfolgte mit Hilfe der Ansätze von Manson [Man65], Coffin [Cof54] und Morrow [Mor65]. Mit diesen Ansätzen lässt sich eine Dehnungswöhlerlinie (rote Kurve des Diagramms) durch Addition eines elastischen (grüne Linie des Diagramms) und eines plastischen (blaue Kurve des Diagramms) Anteils beschreiben. Für die elastische Dehnungsamplitude gilt:

$$\epsilon_{a,e} = \frac{\sigma_a}{E} = \frac{\sigma_z}{E} (2N)^b \quad \text{Gl. 3.5-1}$$

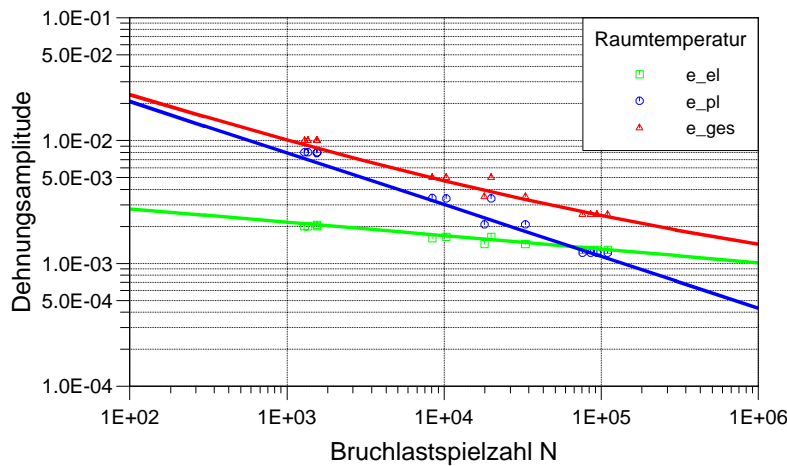
für die plastische Dehnungsamplitude gilt:

$$\varepsilon_{a,p} = \varepsilon'_Z \cdot (2N)^c \tag{Gl. 3.5-2}$$

und für die totale Dehnungsamplitude folgt durch Addition:

$$\varepsilon_a = \frac{\sigma'_Z}{E} (2N)^b + \varepsilon'_Z (2N)^c \tag{Gl. 3.5-3}$$

N ist die ertragbare Schwingspielzahl bis zum Bruch. σ'_Z , ε'_Z , b und c sind werkstoffabhängige Konstanten. Über die Dauerfestigkeit kann auf der Basis der vorliegenden Versuche keine Aussage gemacht werden.



$$\varepsilon_a = \frac{\sigma'_Z}{E} (2N)^b + \varepsilon'_Z (2N)^c$$

$\frac{\sigma'_Z}{E} = 0,005$
 $b = -0,110$
 $\varepsilon'_Z = 0,194$
 $c = -0,420$

Abbildung 3.5-1: Wöhler-Diagramm für die bei Raumtemperatur durchgeführten weggeregeltten Versuche (grün: elastischer Anteil der Dehnungsamplitude, blau: plastischer Anteil der Dehnungsamplitude, rot: totale Dehnungsamplitude)

3.5.1.1 Versuche mit $\varepsilon_a=1,0\%$

Vier Versuche (LRCx01, LRCx02, LRCx11 und 143) wurden bei einer totalen Dehnungsamplitude von 1,0% gefahren. Bei diesen Versuchen lag die Lebensdauer zwischen 1337 und 1542 Zyklen. Charakteristisch für das Ermüdungsphänomen ist die Streuung der Versagenschwingspiele.

Abbildung 3.5-2 zeigt exemplarisch die erreichten Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl für die Probe 143. Eine Verfestigung fand während der gesamten Lebensdauer statt, wobei die Verfestigung in den ersten Zyklen viel stärker ausgeprägt war. Die anderen Versuche lieferten ähnliche Ergebnisse. Die Schädigung äußert sich bei vorgegebenen konstanten Dehnungsamplituden in einer Abnahme der Spannungsamplituden in der Zugphase der Beanspruchung und führt schließlich zum Bruch der Probe oder des Bauteils. Bei den makroskopisch gemessenen Spannungen ist ein Abfall erst kurz vor Bruch zu erkennen. Wie die angefertigten Replika-Abdrücke zeigen (siehe Abschnitt 3.6), sind jedoch Mikrorisse schon lange vor der Abnahme der Spannungsamplitude vorhanden. Die starke Zunahme der Druckspannung am Ende des Versuches ist sehr wahrscheinlich auf die Messtechnik zurückzuführen.

Abbildung 3.5-3 zeigt die Hystereseschleifen für die Probe 143.

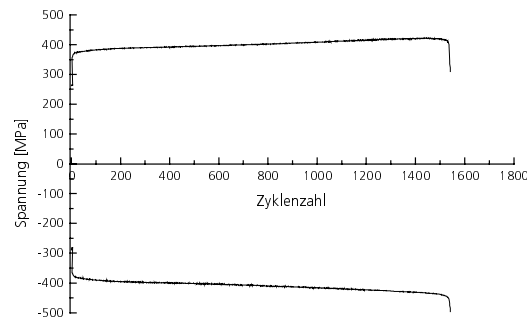


Abbildung 3.5-2: Spannungmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl, Probe143

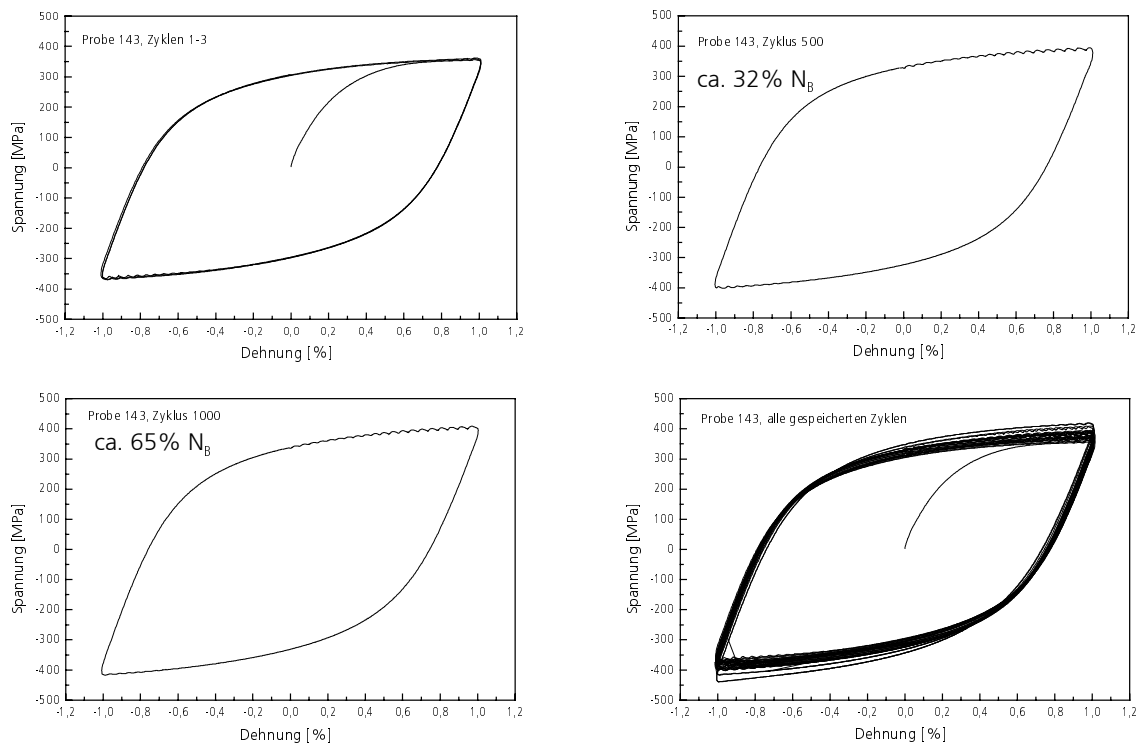


Abbildung 3.5-3: Hystereseschleifen, Probe 143

3.5.1.2 Versuche mit $\epsilon_a=0,5\%$

Abbildung 3.5-4 gibt die erreichten Spannungmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl für zwei unterschiedliche Proben (LRCx10 und 130). Bei beiden Versuchen ist eine gewisse Verfestigung während der ersten Zyklen zu beobachten. Bei Probe LRCx10 nimmt die Spannung während des ganzen Versuches leicht zu. Die starke Zunahme der Zug- und Druckspannung am Ende des Versuches ist wahrscheinlich ein Artefakt der Messtechnik. Bei Probe 130 dagegen bleibt die Spannung zunächst quasi konstant (stabilisierter Bereich) und fällt dann kurz vor dem Bruch ab. Abbildung 3.5-5 zeigt die Hystereseschleifen für die Probe 130.

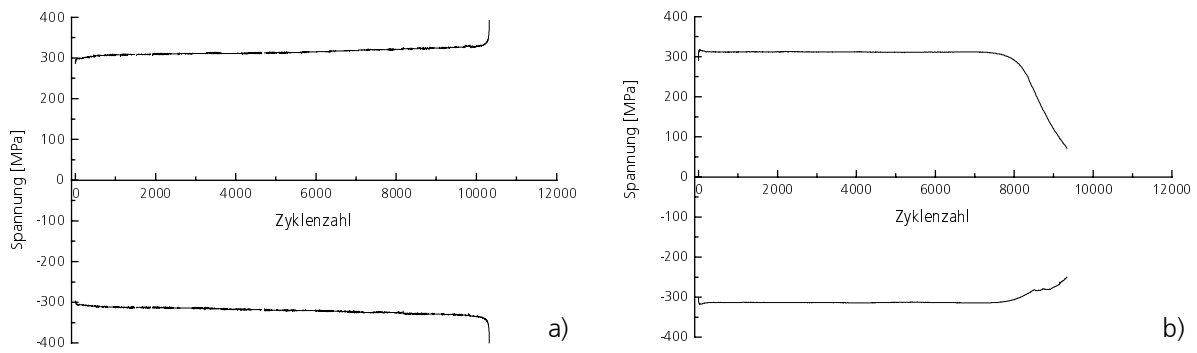


Abbildung 3.5-4: Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl, a) Probe LRCx10, b) Probe 130

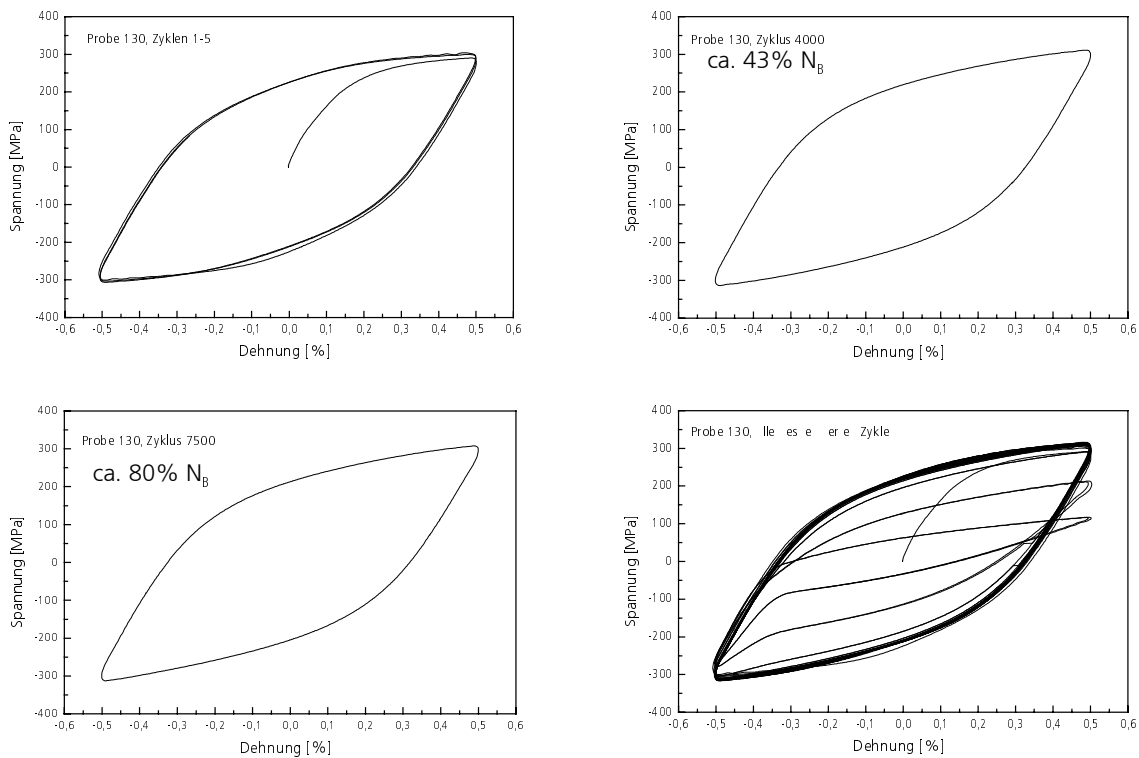


Abbildung 3.5-5: Hystereseschleifen, Probe 130

3.5.1.3 Versuche mit $\epsilon_a=0,35\%$

Drei Versuche (LRCx06, LRCx04 und 401) wurden bei einer totalen Dehnungsamplitude von 0,35% durchgeführt. Der dritte Versuch erfolgte an einer Vierkantprobe. Der Unterschied in der Probenform hat keinen Einfluss auf die Lebensdauer. Abbildung 3.5-6 zeigt die erreichten Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl für die Probe 401. Eine zyklische Entfestigung trat während der ersten Zyklen auf. Danach wurde ein stabilisierter Bereich beobachtet. Abbildung 3.5-7 zeigt die aufgenommenen Hystereseschleifen, wiederum für die Probe 401.

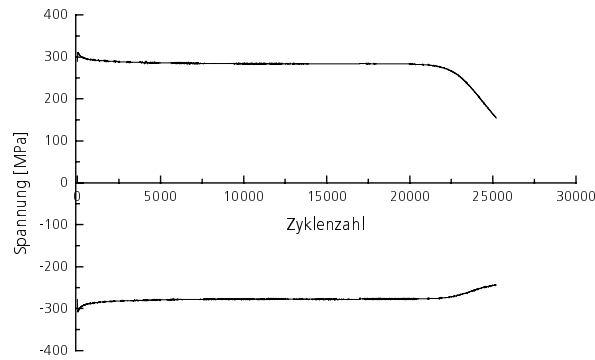


Abbildung 3.5-6: Spannungmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl, Probe 401

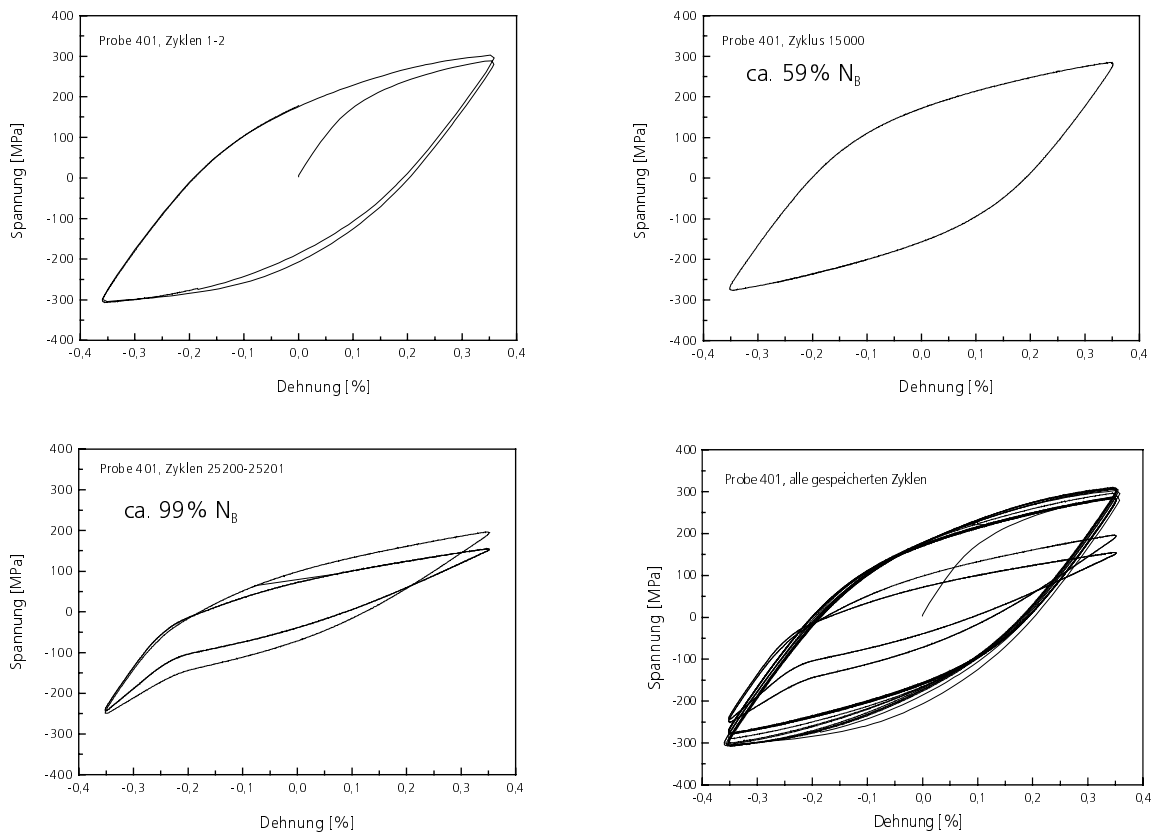


Abbildung 3.5-7: Hystereseschleifen, Probe 401

3.5.1.4 Versuche mit $\epsilon_a=0,25\%$

Abbildung 3.5-8 gibt exemplarisch die erreichten Spannungmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl für die Proben LRCx07 und 133 wieder. Eine Entfestigung trat während der ersten Zyklen auf, danach blieb die Spannung quasi konstant (stabilisierter Bereich), bevor sie kurz vor dem Bruch abnimmt. Abbildung 3.5-9 zeigt einige der für die Probe 133 gemessenen Hystereseschleifen. Die Rundung der Hystereseschleifen im Bereich maximaler und minimaler Dehnungen ist auf die Messtechnik zurückzuführen.

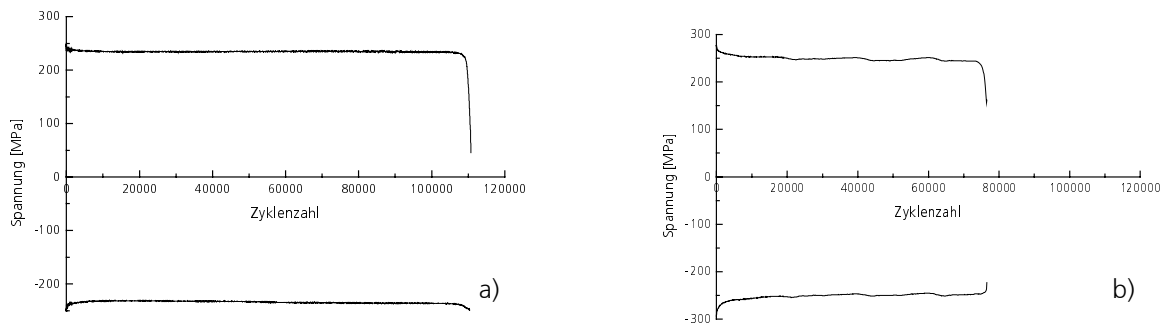


Abbildung 3.5-8: Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl; a) Probe LRCx07; b) Probe 133

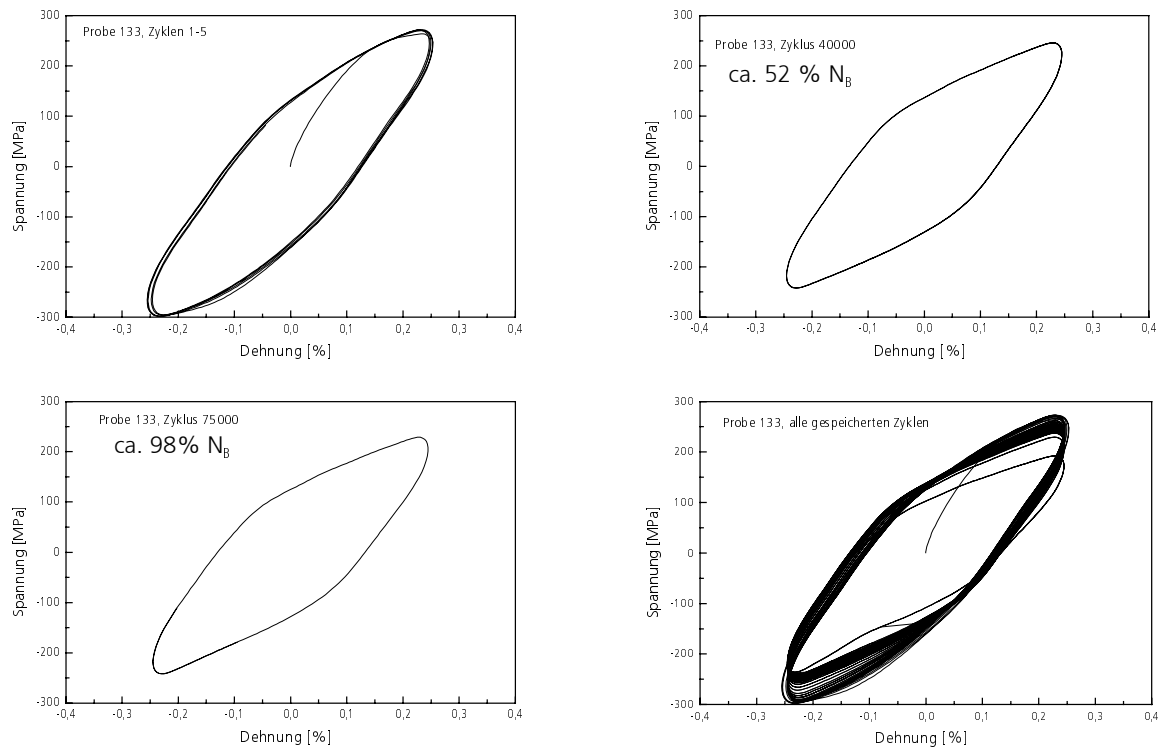


Abbildung 3.5-9: Hystereseschleifen, Probe 133

3.5.1.5 Weggeregeltte Versuche bei Raumtemperatur: Zusammenfassung

Zur besseren Übersicht gibt Abbildung 3.5-10 in einem einzigen Bild die Entwicklung der Maximal- und Minimalwerte der Spannung als Funktion der Zyklenzahl für vier mit unterschiedlichen Dehnungsamplituden durchgeführte Versuche wieder.

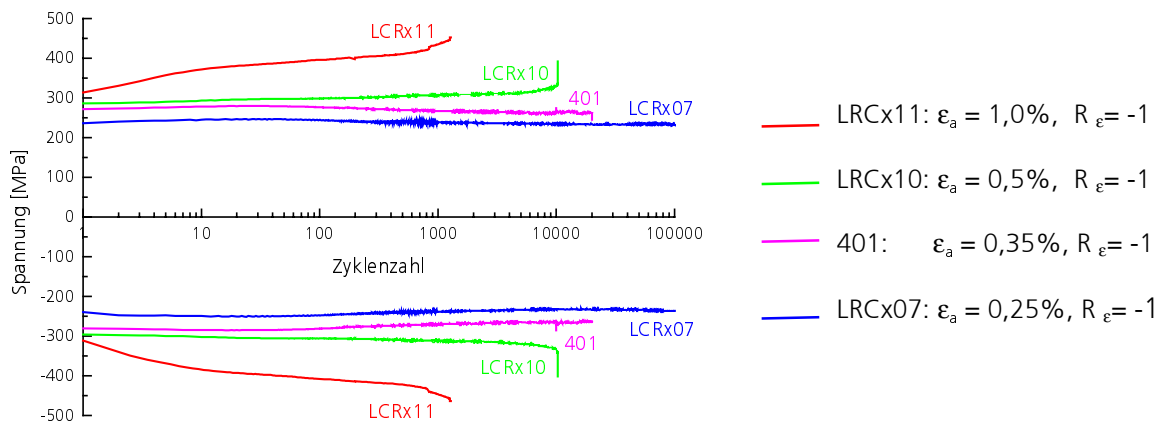


Abbildung 3.5-10: Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl für einige weggeregelt symmetrische Konstant-Amplitude-Versuche bei Raumtemperatur

Die aus den symmetrischen weggeregelten Versuchen bei Raumtemperatur wichtigen gewonnenen Ergebnisse lauten wie folgt:

- Bei Dehnungsamplituden von 0,25% und 0,35% tritt in der Regel nach einer anfänglichen Entfestigung ein stabilisierter Bereich auf.
- Bei Dehnungsamplituden von 0,5% wird in der Regel in den ersten Zyklen eine starke Verfestigung beobachtet, gefolgt von einer weiteren schwächeren Verfestigung oder von einem stabilisierten Bereich.
- Bei Dehnungsamplituden von 1,0% verfestigt sich die Probe während des ganzen Versuchs.
- Die Umkehrpunkte der für jede Dehnungsamplitude aus dem stabilisierten Bereich entnommenen Hystereseschleifen bilden die sogenannte zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve (Abbildung 3.5-11). Diese Kurve charakterisiert das zyklische Spannungs-Dehnungs-Verhalten und ist von der monotonen Spannungs-Dehnungs-Kurve aus einem einsinnigen Zugversuch zu unterscheiden. Wenn kein stabilisierter Bereich auftritt, wird im örtlichen Konzept die Hystereseschleife bei 50% der Lebensdauer verwendet [See96].

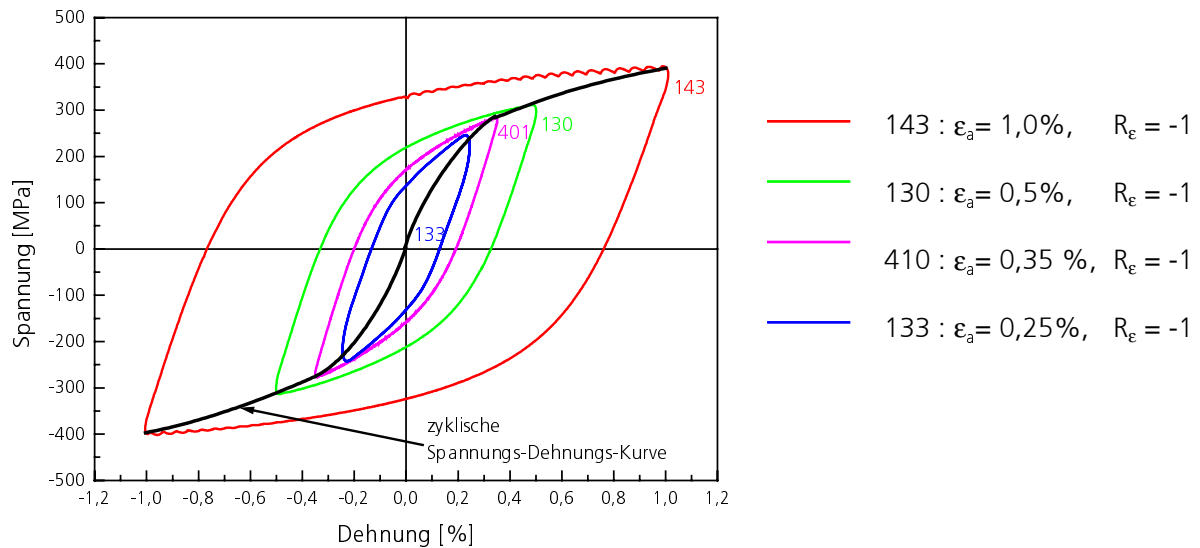


Abbildung 3.5-11: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve für die symmetrische weggeregelte Versuche bei Raumtemperatur

3.5.2 Weggeregelte Versuche bei 280°C

Untersucht wurde der Einfluss erhöhter Temperatur (maximale Betriebstemperatur in kerntechnischen Anwendungen von 280°C) auf das Ermüdungsverhalten.

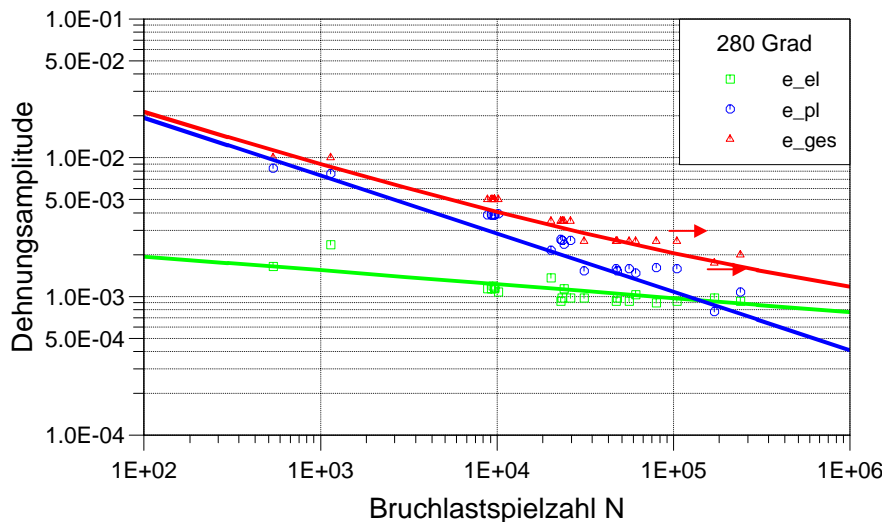
Wie bei Raumtemperatur wurden symmetrische Zug-Druck-Versuche ($R_\epsilon = -1$) bei Dehnungsamplituden von 0,25%, 0,35%, 0,5% und 1,0% und zusätzlich unsymmetrische Versuche ($R_\epsilon = 0,5$ und $R_\epsilon = 0$) durchgeführt. Eine dreieckige Beanspruchung wurde wie bei den Raumtemperatur-Versuchen definiert.

Tabelle T.3.5-2 gibt eine Übersicht über alle durchgeführten Versuche.

Abbildung 3.5-12 zeigt das entsprechende Wöhler-Diagramm. Die Lebensdauer in diesen Experimenten betrug zwischen ca. 10^3 und mehr als 10^5 Zyklen. Einige Versuche wurden abgebrochen, bevor es zum Bruch der Probe kam.

Probe	ϵ^u [%]	ϵ^o [%]	ϵ_a [%]	R_ϵ	Dehnrate [$10^{-3} \cdot 1/s$]	Haltezeit im Zug	Lebensdauer [Zyklen]	Bemerkungen
104	-1,0	1,0	1,0	-1	1		ca. 540	
128	-1,0	1,0	1,0	-1	2		1138	
120	-1,0	1,0	1,0	-1	1			Probe im Prüfbereich ausgeknickt
119	1,0	2,0	0,5	0,5	1		8800	
101	-0,5	0,5	0,5	-1	1		9700	
108	-0,5	0,5	0,5	-1	1	20 sek.	9500	
139	-0,5	0,5	0,5	-1	2		10200	
118	0	1,0	0,5	0	1		9300	
122	0	1,0	0,5	0	1		9670	
105	-0,35	0,35	0,35	-1	1		20200	
107	-0,35	0,35	0,35	-1	1		26000	
117	0	0,7	0,35	0	1		24000	
126	0	0,7	0,35	0	1		22900	
121	0,7	1,4	0,35	0,5	1		23400	
100	-0,25	0,25	0,25	-1	5		80000	
109	-0,25	0,25	0,25	-1	2,5		48000	
111	-0,25	0,25	0,25	-1	2,5			nach 104521 Zyklen abgebrochen
116	-0,25	0,25	0,25	-1	2,5	20 sek.	31200	
124	0,5	1,0	0,25	0,5	2,5		47400	
115	0	0,5	0,25	0	2,5		61000	
106	0	0,5	0,25	0	2,5		56000	
132	-0,2	0,2	0,2	-1	2,5		239800	
110	0	0,35	0,175	0	1			nach 170000 Zyklen abgebrochen

Tabelle T.3.5-2: Übersicht über alle bei 280°C durchgeführten Versuche



$$\epsilon_a = \frac{\sigma_Z}{E} (2N)^b + \epsilon_Z (2N)^c$$

$$\epsilon_{ges} = \epsilon_{el} + \epsilon_{pl}$$

$$\frac{\sigma_Z}{E} = 0,0033$$

$$b = -0,100$$

$$\epsilon_Z = 0,180$$

$$c = -0,419$$

Abbildung 3.5-12: Wöhler-Diagramm für alle bei 280°C geführten weggeregeltten Versuche (grün: elastischer Anteil der Dehnungsamplitude, blau: plastischer Anteil der Dehnungsamplitude, rot: totale Dehnungsamplitude)

Aus den 280°C-Versuchen mit einem Dehnungsverhältnis von $R_\epsilon = -1$ ergibt sich eine ähnliche Entwicklung der Spannungmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl wie bei den Raumtemperatur-Versuchen mit $R_\epsilon = -1$. Nach einer kurzen Phase der Ver- bzw. Entfestigung wird ein stabilisierter Zustand erreicht, der bis kurz vor Bruch bestehen bleibt. Abbildung 3.5.13 zeigt

die Maximal- und Minimalwerte der Spannung einiger durchgeführter 280°C-Versuche. Die stabilisierten Hystereseschleifen bei 280°C für vier Versuche mit $R_\epsilon = -1$ sind in Abbildung 3.5-14 mit den entsprechenden Versuchen bei Raumtemperatur verglichen. Die Spannungsamplituden sind bei 280°C etwas niedriger als bei Raumtemperatur.

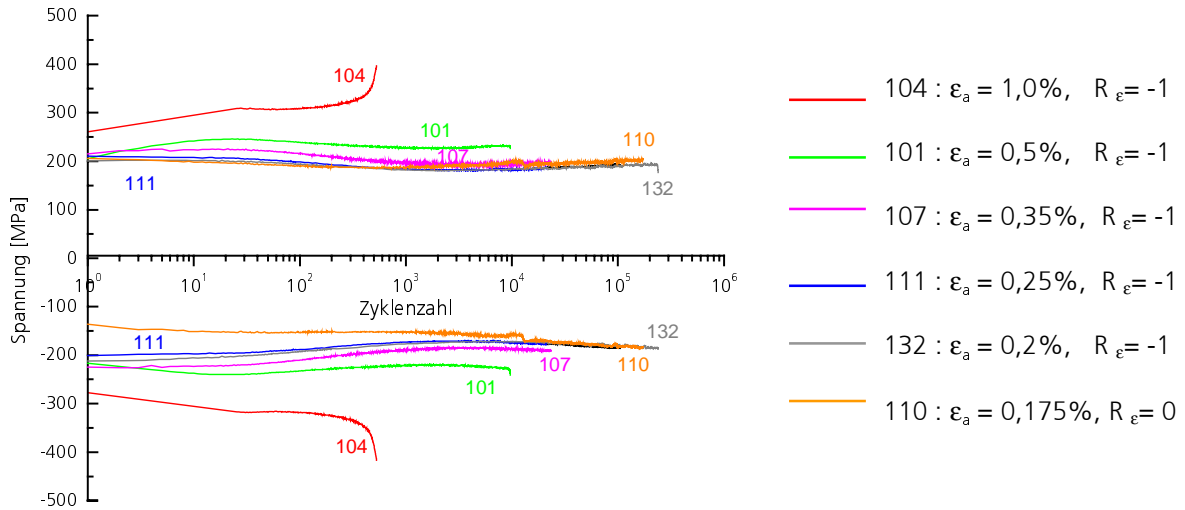


Abbildung 3.5-13: Maximal- und Minimalwerte der Spannung für bei 280°C durchgeführte weggeregeltete Versuche

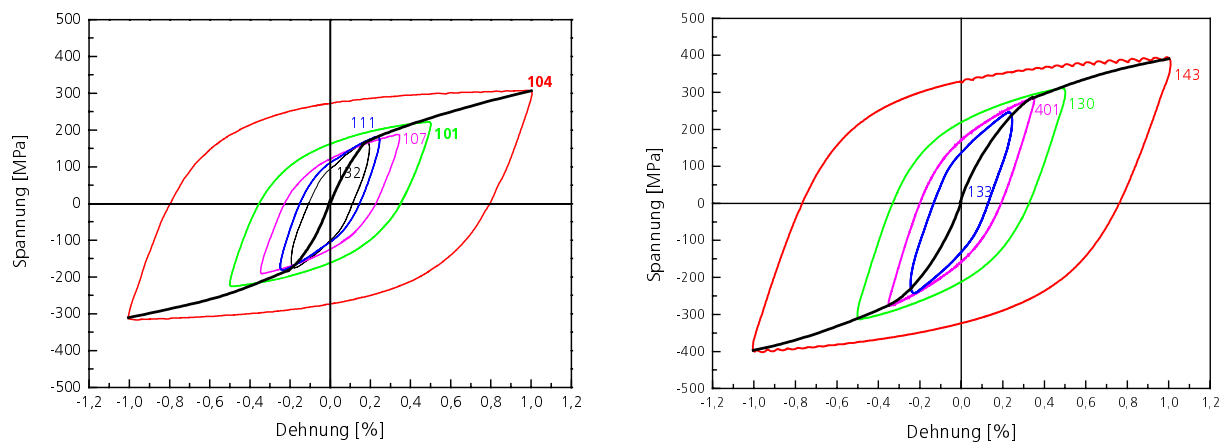


Abbildung 3.5-14: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve, symmetrische weggeregeltete Versuche a) bei 280°C; b) bei Raumtemperatur

In den Abbildungen 3.5-12 und 3.5-13 sind auch die Versuche mit $R_\epsilon = 0$ und $R_\epsilon = -0,5$ eingetragen. Bezüglich Lebensdauer und Spannungsmaxima und -minima unterscheiden sich diese Versuche nicht signifikant von den Versuchen mit $R_\epsilon = -1$. Das ist verständlich, wenn man die Entwicklung der plastischen Hysterese in den ersten Zyklen betrachtet (siehe Abbildung 3.5-15): Es wird sofort ein stabilisierter Zustand mit einer Hystereseschleife erreicht, die der Hystereseschleife des entsprechenden Versuches mit $R_\epsilon = -1$ entspricht. Mittelspannungsrelaxation oder sonstige transiente Effekte werden in den Versuchen mit $R_\epsilon = 0$ und $R_\epsilon = -0,5$ nicht beobachtet.

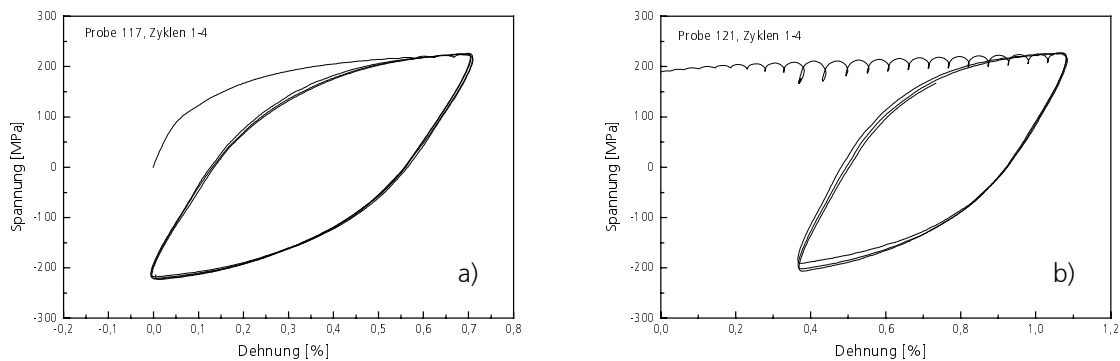


Abbildung 3.5-15: a) Probe 117 Zyklen 1 bis 4; b) Probe 121; Zyklen 1 bis 4

Es wurden zwei Versuche mit die Haltezeit $t=20s$ unter Zugbeanspruchung durchgeführt. Die Lebensdauer in den beiden Versuchen ist nur geringfügig kürzer als in den entsprechenden Versuchen ohne Haltezeit.

3.5.3 Kraftgeregelte Versuche bei Raumtemperatur

Die durchgeführten symmetrischen und unsymmetrischen kraftgeregelten Versuche sind in der Tabelle T.3.5-3 zusammengefasst.

Probe	Schwingbreite	Dehnrate	Lebensdauer [Zyklen]	Replika
150	1-10. Zyklus $\pm 0,5\%$, dann weiter kraftgeregelt mit F^{max} , F^{min} aus 10tem Zyklus	erst $10\mu m/s$ im Dreieck, dann mit gleicher Zykluszeit mit F^{max} , F^{min} kN/s im Sinus (0,05 Hz)	6428	nein
134	1-10. Zyklus $\pm 0,5\%$, dann weiter kraftgeregelt mit F^{max} , F^{min} aus 10tem Zyklus	erst $10\mu m/s$ im Dreieck, dann mit gleicher Zykluszeit mit F^{max} , F^{min} kN/s im Sinus (0,05 Hz)	3150	ja
131	wie der erste Versuch, jedoch nach 20 Zyklen und dann alle 10 Zyklen den Mittelwert um 25 MPa erhöhen (bis +100 MPa)	erst $10\mu m/s$ im Dreieck, dann mit gleicher Zykluszeit mit 11,65 kN/s im Sinus (0,05 Hz)	ca. 8500	nein
146	wie der erste Versuch, jedoch nach 20 Zyklen und dann alle 10 Zyklen den Mittelwert um 25 MPa erhöhen (bis +150 MPa)	erst $10\mu m/s$ im Dreieck, dann mit gleicher Zykluszeit mit 12,2 kN/s im Sinus (0,05 Hz)	Abbau der Probe bei 4384 Zyklen	ja
145	wie der erste Versuch, jedoch nach 20 Zyklen und dann alle 10 Zyklen den Mittelwert um 25 MPa verringern (bis -150 MPa)	erst $10\mu m/s$ im Dreieck, dann mit gleicher Zykluszeit mit 12,10 kN/s im Sinus (0,05 Hz)	nach ca. 115 300 Zyklen abgebaut	nein

Tabelle T.3.5-3: Kraftgeregelte Zug-Druck-Versuche, bei Raumtemperatur

Unter spannungskontrollierter unsymmetrischer Belastung (Mittelspannung ungleich Null) können gerichtete plastische Verformungen auftreten, so dass die Mitteldehnung mit der Zyklenzahl stetig zunimmt. Dieser Effekt wird oft als „zyklisches Kriechen“ bezeichnet. Diese Bezeichnung ist nicht ganz gerechtfertigt, da der Effekt kein zeitabhängiges Materialverhalten

voraussetzt. Der in der englischsprachigen Literatur übliche Begriff „Ratcheting“ ist deshalb zutreffender.

Versuch 150 ist ein symmetrischer Versuch. Zuerst wurden zehn Zyklen weggeregelt (mit $\epsilon_a=0,5\%$) gefahren. In diesen zehn Zyklen trat eine Verfestigung ein. Danach wurde der Versuch weiter mit der beim zehnten Zyklus erreichten Kraft 12,47 kN (Spannung von 325 MPa) fortgesetzt. Dies führte zum Ratcheting, wie Abbildung 3.5-16 zeigt. Dieser Ratcheting-Effekt, der bei diesem symmetrischen Zug-Druck-Versuch nicht erwartet war, deutet auf eine Anisotropie zwischen Zug- und Druckverhalten. In Abbildung 3.5-16 (und in den folgenden Abbildungen, die kraftkontrollierten Versuchen entsprechen) sind die aufgetragenen Spannungen und Dehnungen die wahren Spannungen und Dehnungen. Sie wurden aus den technischen Dehnungen (technische Dehnung: Verschiebung dividiert durch die ursprüngliche Prüflänge) und Spannungen (technische Spannung: Kraft dividiert durch den ursprünglichen Durchmesser) wie folgt berechnet:

$$\epsilon_{wahr} = \ln(\epsilon_{techn} + 1)$$

$$\sigma_{wahr} = \sigma_{techn} \cdot (1 + \epsilon_{techn})$$

Eine eventuelle Einschnürung des Probenquerschnittes wird bei dieser Berechnung nicht betrachtet.

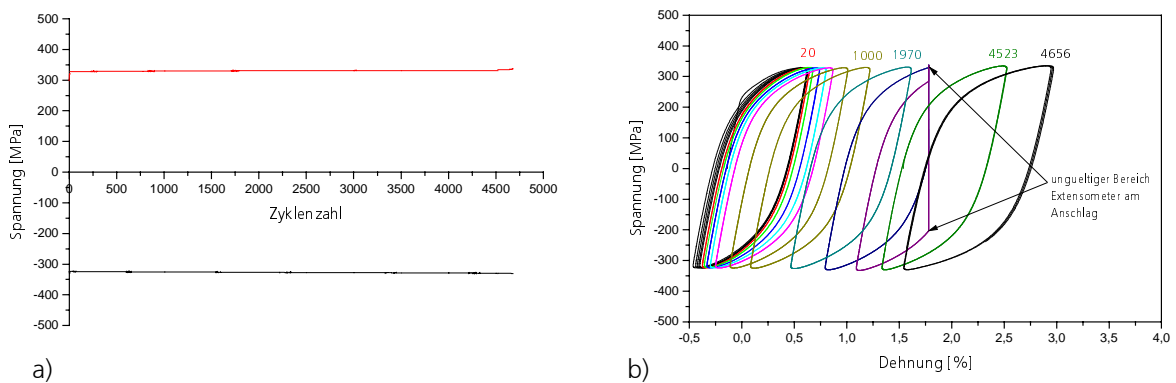


Abbildung 3.5-16: Probe 150; a) Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl; b) Spannungs-Dehnungs-Kurven

Der Versuch 134 ist im Prinzip gleich dem Versuch 150: zuerst wurden zehn Zyklen weggeregelt (mit $\epsilon_a=0,5\%$) gefahren. In diesen zehn Zyklen trat eine Verfestigung ein. Danach wurde der Versuch mit der nach dem zehnten Zyklus erreichten Kraft 14,17 kN (Spannung von 375 MPa, gegenüber 325 MPa bei Versuch 150) fortgesetzt. Ratcheting trat wie bei Versuch 150 ein (Abbildung 3.5-17, Daten nur bis 2000 Zyklen verfügbar). Eine Lebensdauer von lediglich 3150 Zyklen wurde erreicht (gegenüber 6428 Zyklen bei Versuch 150).

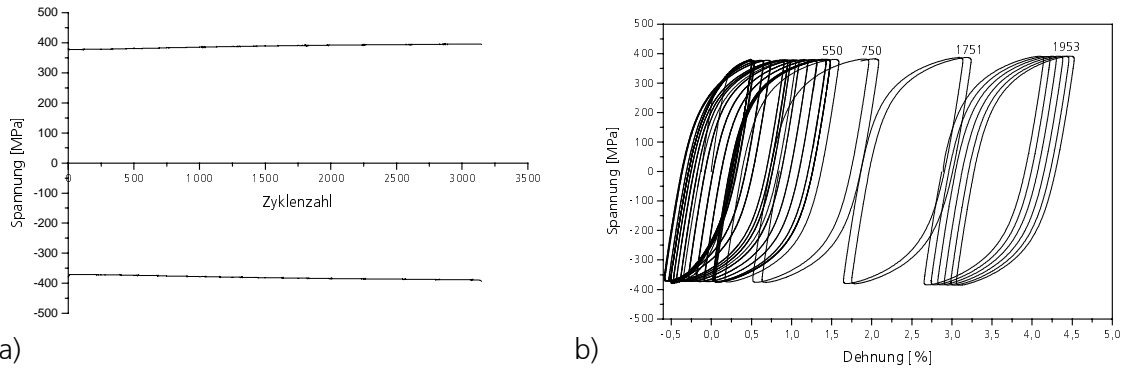


Abbildung 3.5-17: Probe 134, a) Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl; b) Spannungs-Dehnungs-Kurven

Die Versuche 131 und 146 sind kraftgeregelte Versuche mit positiver Mittelspannung. Zuerst wurden zehn Zyklen weggeregelt (mit $\epsilon_a=0,5\%$) gefahren. In diesen zehn Zyklen trat eine Verfestigung ein. Danach wurden die Versuche 131 bzw. 146 mit der beim zehnten Zyklus erreichten Kraft 11,65 kN bzw. 12,16 kN (Spannung von 316 bzw. 320 MPa) fortgesetzt. In Abständen von jeweils zehn Zyklen wurde der Mittelwert um 25 MPa erhöht, bis eine Mittelspannung von 100 MPa bzw. 150 MPa erreicht war. Ein Ratcheting-Effekt wurde, wie erwartet, beobachtet. Bei dem Versuch 131 wurde eine Lebensdauer von ca. 8400 Zyklen erreicht. Abbildung 3.5-18 gibt die Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl sowie die Spannungs-Dehnungs-Kurven für die Probe 131 wieder.

Die Probe 146 wurde nach 4384 Zyklen ohne ein Zeichen von Schädigung ausgebaut. Bei diesen Versuchen traten sehr hohe plastische Verformungen ($\epsilon > 35\%$) auf, wie die Abbildungen 3.5-18 und 3.5-19 zeigen.

Der Anstieg der Spannungsamplitude bei diesen kraftgeregelten Versuchen kommt durch die Verringerung des tragenden Querschnittes zustande. Die starke Zunahme der Zug- und Druckspannung, als es zum Bruch kommt, ist wie bei den Versuchen bei Raumtemperatur auf die Messtechnik zurückzuführen.

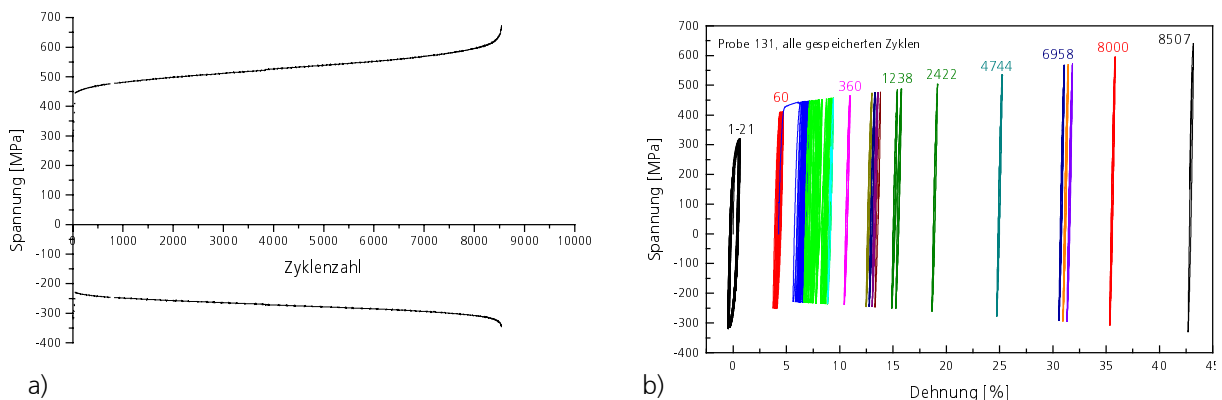


Abbildung 3.5-18: Probe 131, a) Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl; b) Spannungs-Dehnungs-Kurven

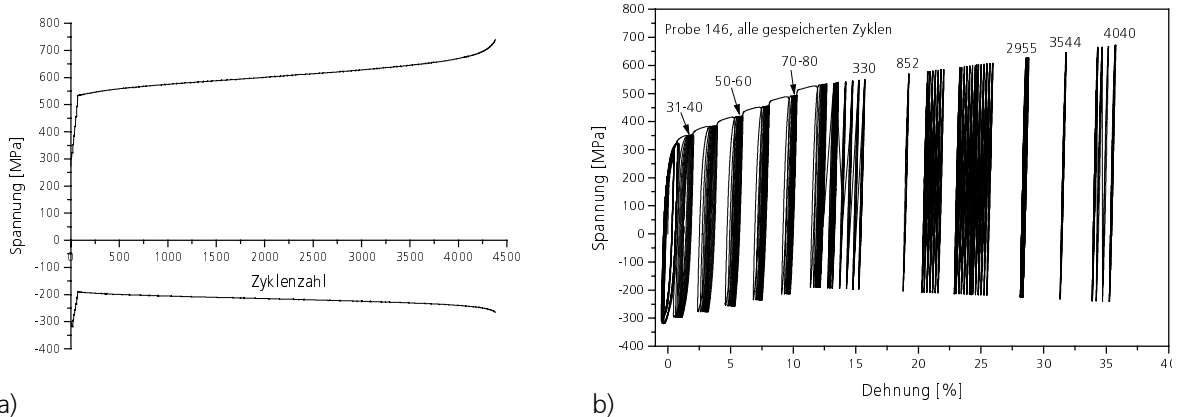


Abbildung 3.5-19: Probe 146, Spannungs-Dehnungs-Kurven

Versuch 145 ist ein ähnlicher Versuch, jedoch mit negativer Mittelspannung. Zuerst wurden zehn Zyklen dehnungsgeregelt (mit $\epsilon_a=0,5\%$) gefahren. Danach wurde der Versuch mit der beim zehnten Zyklus erreichten Kraft 12 kN (Spannung von 312 MPa) fortgesetzt. In Abständen von jeweils zehn Zyklen wurde der Mittelwert um 25 MPa verringert, bis eine Mittelspannung von -150 MPa erreicht war (Abbildung 3.5-20). Ein Ratcheting-Effekt wurde in Richtung abnehmender Dehnungen beobachtet, wie Abbildung 3.5-20 zeigt. Die Probe wurde nach 115300 Zyklen ohne ein Zeichen von Schädigung ausgebaut. In Abbildung 3.5-20 kann wegen Datenverlust die Entwicklung der Spannungen und Dehnungen nur bis 30000 Zyklen angegeben werden.

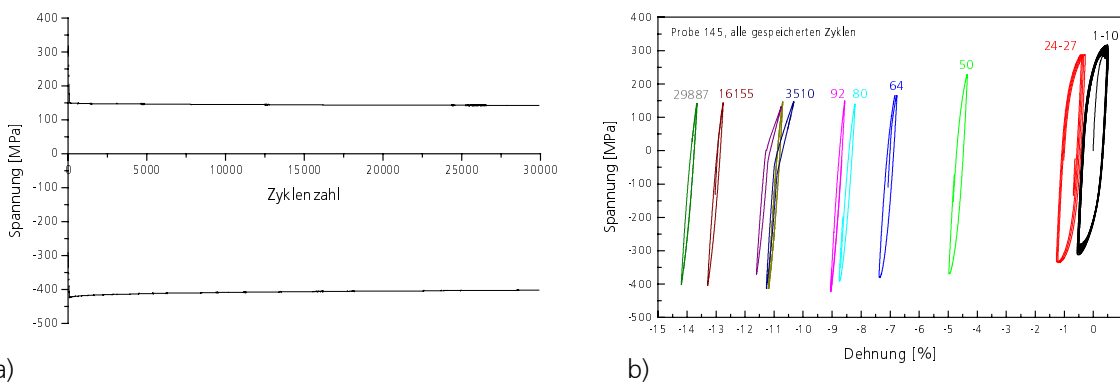


Abbildung 3.5-20: Probe 145, a) Spannungsmaxima und -minima als Funktion der Zyklenzahl; b) Spannungs-Dehnungs-Kurven

Die wichtigsten Ergebnisse der kraftgeregelten Versuche lauten wie folgt:

- Der Ratcheting-Effekt tritt sowohl bei unsymmetrischen als auch, leicht ausgeprägt, bei symmetrischen Versuchen auf. Bei Versuchen mit positiver bzw. negativer Mittelspannung ist der Ratcheting-Effekt in Richtung zunehmender bzw. abnehmender Dehnungen zu beobachten.
- Es können sehr hohe Dehnungen erreicht werden (bis mehr als 40% z.B. bei Probe 131). Bei diesen Versuchen wurde eine starke Einschnürung der Probe beobachtet.

- In den Versuchen mit positiven Mittelspannungen wird eine höhere Lebensdauer erreicht als in den Versuchen ohne Mittelspannung. Das ist zunächst überraschend. Mögliche Gründe werden im Kapitel 4 diskutiert.

3.5.4 Weggeregelte Versuche mit Blockbelastung bei Raumtemperatur

Es wurden zwei Experimente mit Blockbelastung durchgeführt. Die Versuche sind in der Tabelle T.3.5-4 beschrieben.

Probe	Dehnungsschwingbreite	Dehnrate [$10^{-3} \cdot 1/s$]	Lebensdauer [Zyklen]
164	1.– 10. Zyklus $\pm 1,0\%$ 11. – 1000. Zyklus mit $\pm 0,125\%$ um den Mittelwert $-0,875\%$ 1001. Zyklus mit $\pm 1,0\%$ dann wieder 1000 Zyklen mit $\pm 0,125\%$ um den Mittelwert $-0,875\%$ danach Wiederholung der Sequenz ab 1001. Zyklus bis zum Abbruch	1	nach 346123 Zyklen abgebrochen
151	1.– 10. Zyklus $\pm 1,0\%$ 11. – 1000. Zyklus mit $\pm 0,125\%$ um den Mittelwert $+0,875\%$ 1001. Zyklus mit $\pm 1,0\%$ dann wieder 1000 Zyklen mit $\pm 0,125\%$ um den Mittelwert $+0,875\%$ danach Wiederholung der Sequenz ab 1001. Zyklus bis zum Bruch	1	291440

Tabelle T.3.5-4: Zug-Druck-Versuche bei Raumtemperatur, Blockbelastung

Bei Versuch 164 wurden zuerst zehn Zyklen mit einer Dehnungsamplitude von $1,0\%$, dann bis 1000 Zyklen mit einer Dehnungsamplitude von $0,125\%$ um den Mittelwert $-0,875\%$ gefahren. Dem 1001. Zyklus wurde eine Dehnungsamplitude von $1,0\%$ zugewiesen. Danach wurden wieder 1000 Zyklen mit einer Dehnungsamplitude von $0,125\%$ um den Mittelwert $-0,875\%$ gefahren. Die Sequenz sollte ab dem 1001. Zyklus bis zum Bruch wiederholt werden. Der Versuch wurde jedoch nach 346123 Zyklen (was ca. 346 große Zyklen mit einer Dehnungsamplitude von $1,0\%$ entspricht) ohne Anzeichen von Schädigung abgebrochen. Abbildung 3.5-21 zeigt einige aufgenommenen Spannungs-Dehnungs-Kurven.

Während der kleinen Zyklen treten nur elastische (bzw. sehr geringe plastische) Verformungen auf. Die kleinen Zyklen liegen vollständig im Druckbereich. Es ist zu erwarten, dass in den kleinen Zyklen eventuell vorhandene Risse geschlossen sind und somit die kleinen Zyklen wenig zur Schädigung beitragen.

Versuch 151 ähnelt Versuch 164. Der Unterschied liegt darin, dass die kleinen Zyklen ($\epsilon_a=0,125\%$) um den Mittelwert $+0,875\%$ (d.h. im Zugbereich) gefahren wurden. Bei diesem Versuch wurde eine Lebensdauer von 291440 Zyklen erreicht. Ca. 300 große Zyklen ($\epsilon_a=1,0\%$) wurden also gefahren. Symmetrische Versuche mit einer Dehnungsamplitude von $1,0\%$ erreichten eine Lebensdauer von ca. 1500 Zyklen. Dies bedeutet also, dass die kleinen Zyklen in diesem Fall zur Schädigung beitragen. Abbildung 3.5-22 zeigt die gespeicherten Hystereseschleifen.

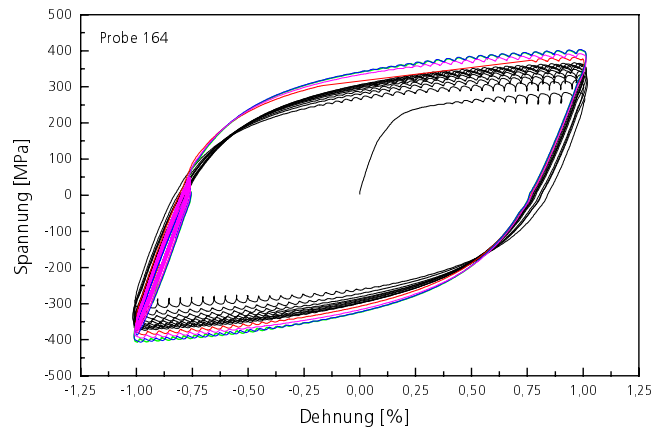


Abbildung 3.5-21: Probe 164, alle gespeicherten Hystereseschleifen

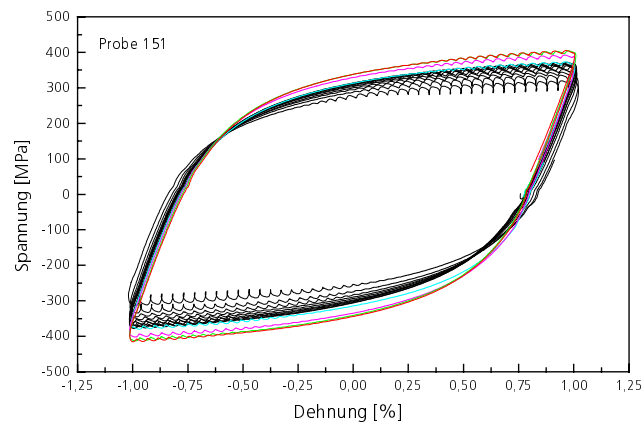


Abbildung 3.5-22: Probe 151, alle gespeicherten Hystereseschleifen

3.6 Rissverfolgung mit der Replika-Technik

Mit der Replika-Technik wurden mehrere weggeregelterte und einige kraftgeregelte Raumtemperaturversuche untersucht. Bei den 280°C-Versuchen wurden keine Replika-Abdrücken angefertigt. Zum einen ist der Aufwand höher als bei Raumtemperatur, zum anderen waren keine grundsätzlich neuen Ergebnisse zu erwarten.

3.6.1 Versuch mit $\varepsilon_a=1,0\%$, $R_\varepsilon=-1$ (LRCx11)

Zwölf Risse wurden verfolgt. Die Nummerierung der Risse ist willkürlich und dient nur der Identifizierung der Risse. Abbildung 3.6-1 gibt die dazu gehörenden Fortschrittskurven. Erkennbar ist, dass das Wachstum der Risse bis zu einer Länge von ca. 60 μm (60 μm entspricht in etwa der Korngröße) einen großen Anteil (mindestens 50 %) der Lebensdauer ausmacht. Die Risse 1, 2, 3, 4, 7 und 11 sowie der Hauptriss werden im folgenden genauer diskutiert.

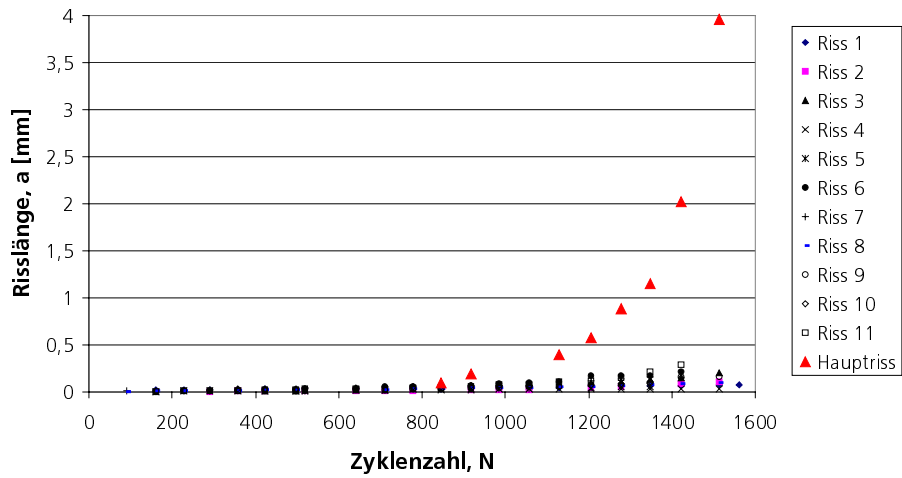


Abbildung 3.6-1: Probe LRCx11, Rissfortschrittskurven

Riss 2 entstand an einem δ -Ferrit Teilchen. Er war ab 290 Zyklen (ca. 18% der Lebensdauer) zu beobachten. Bei 1514 Zyklen (97% der Lebensdauer) hatte er eine Länge von 103 μm erreicht (Abbildung 3-6-2).

In Abbildung 3.6-2 deutet der schwarze Pfeil auf die Belastungsrichtung. In allen folgenden Bildern ist die Belastungsrichtung einheitlich.

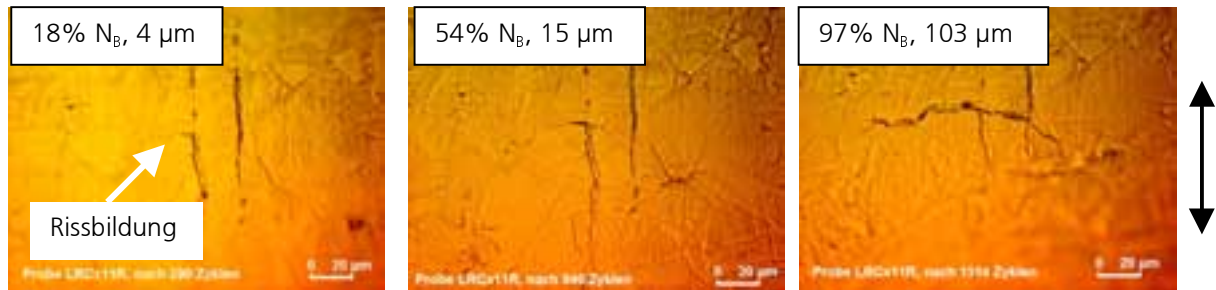


Abbildung 3.6-2: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx11, Riss 2

Riss 3 entstand anscheinend innerhalb eines Kornes. Auf diesen Replika-Abdrücken sind weitere Details leider schlecht zu erkennen. Der Riss war ab 424 Zyklen (27% der Lebensdauer) zu sehen und wuchs bis zu einer Länge von ca. 200 μm an (Abbildung 3.6-3).

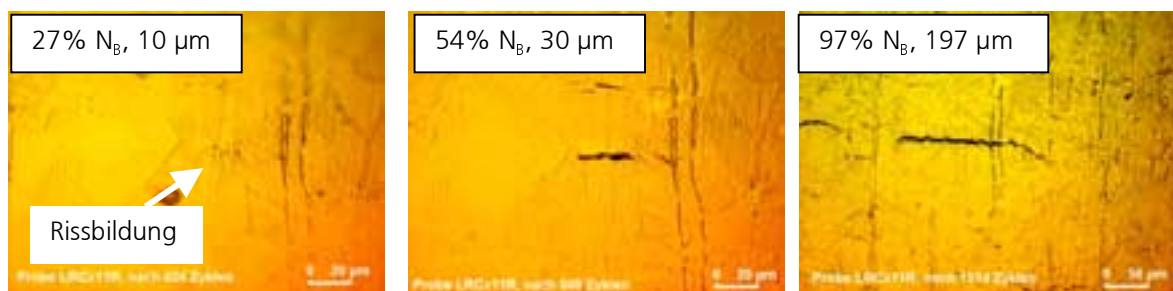


Abbildung 3.6-3: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx11, Riss 3

Die Risse 4 und 11 entstanden an Zwillingskorngrenzen. Sie waren ab 160 Zyklen (10% der Lebensdauer) zu sehen (Abbildung 6.3-4 und 6.3-5). Riss 4 war nur 34 μm lang, als es zum Bruch kam. Nach 1422 Zyklen (91% der Lebensdauer) hatte Riss 11 eine Länge von ca. 350 μm erreicht.

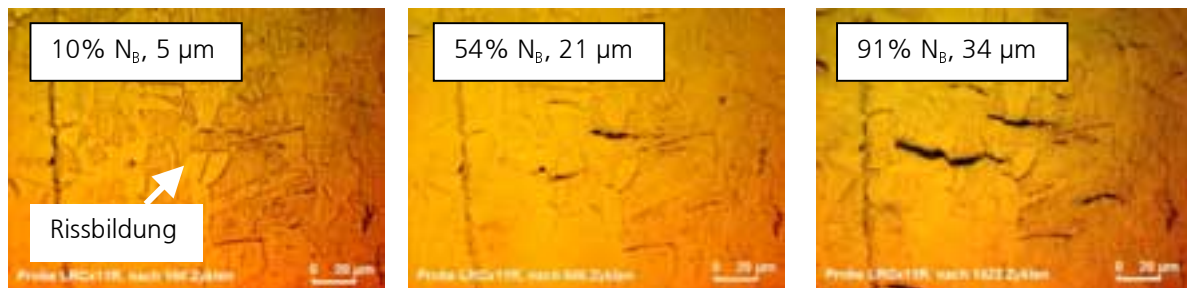


Abbildung 3.6-4: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx11, Riss 4

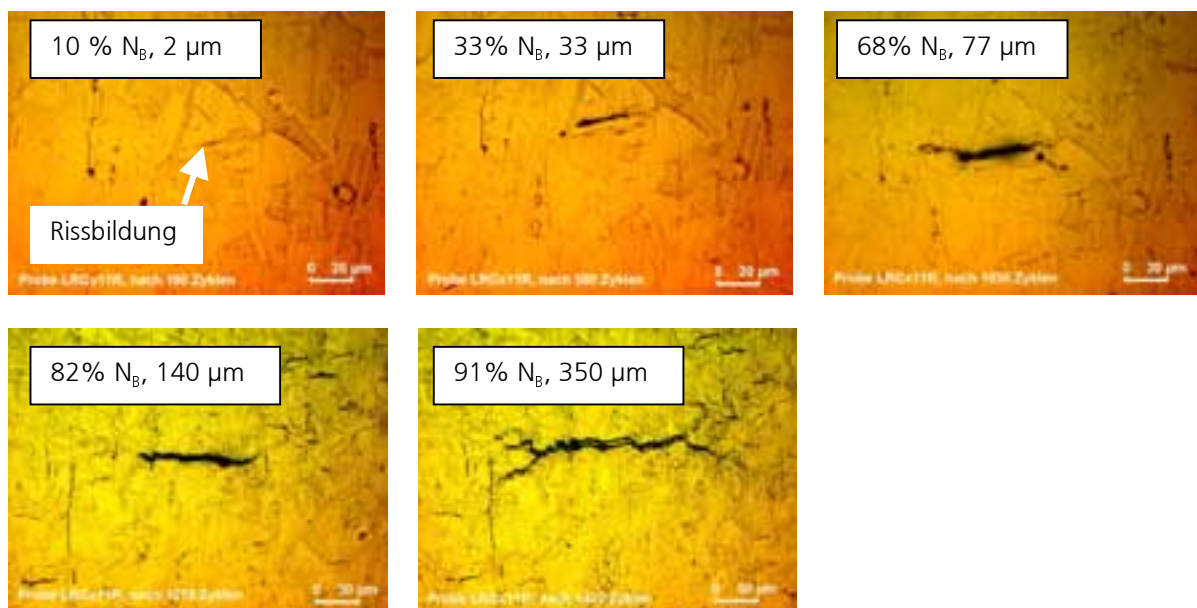


Abbildung 3.6-5: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx11, Riss 11

Riss 7 entstand an einem Einschluss. Nach 92 Zyklen (7% der Lebensdauer) war er bereits auf dem Replika-Abdruck nachweisbar. Obwohl er sehr früh entstand, wies er nicht das größte Wachstum auf. Nach 1348 Zyklen (86% der Lebensdauer) besaß er eine Länge von ca. 160 μm (Abbildung 3.6-6).

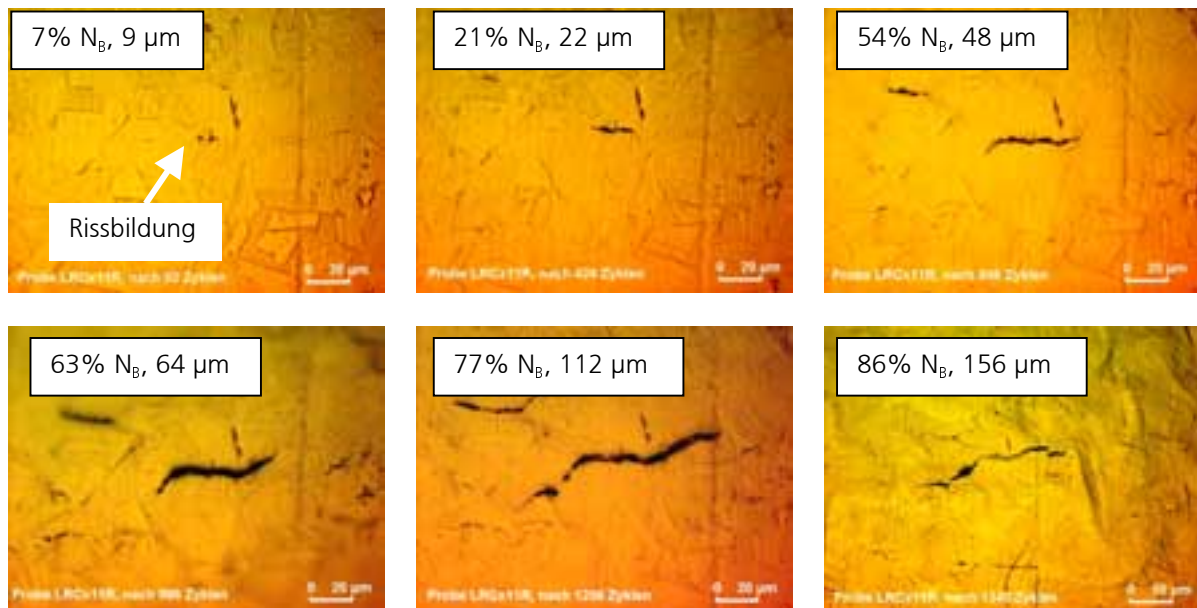


Abbildung 3.6-6: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx11, Riss 7

Riss 1 entstand an einem Gleitband (nicht gut auf den Bildern zu erkennen, aber deutlicher unter dem Lichtmikroskop) und ist zuerst unter Modus II gewachsen. Nach ca. 70% der Lebensdauer änderte er seine Richtung und wuchs weiter in Modus I. Bei Versuchende war er ca. 70 μm lang (Abbildung 3.6-7).

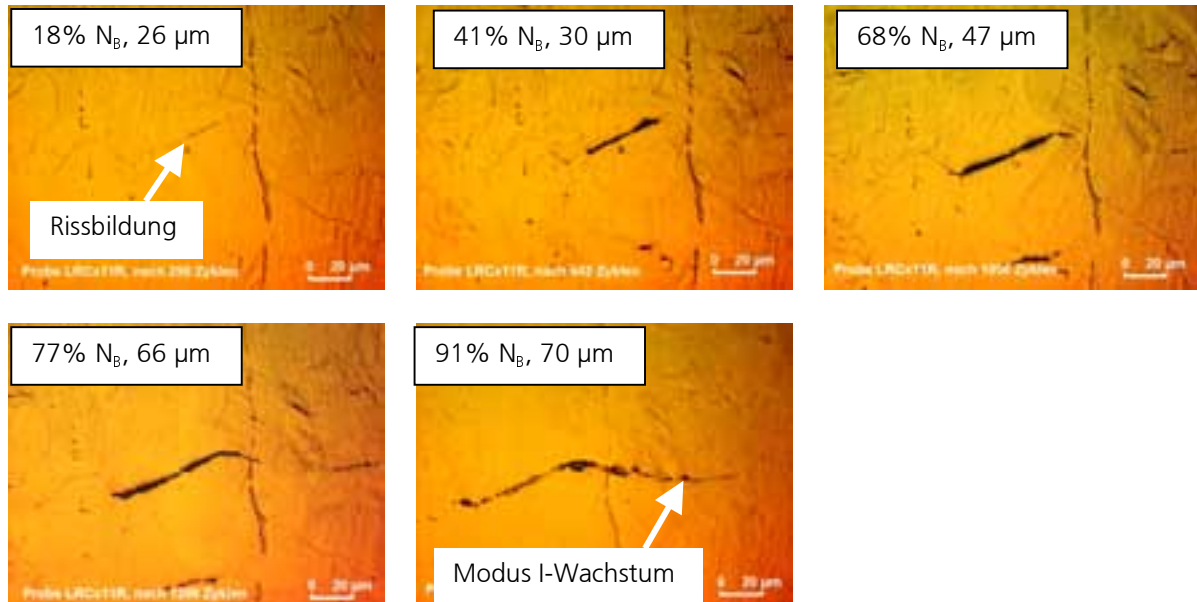


Abbildung 3.6-7: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx11, Riss 1

Der Hauptriss konnte erst ab 846 Zyklen (ca. 54% der Lebensdauer) nachgewiesen werden (wegen der schlechten Qualität der Replika-Abdrücke an dieser Stelle). Er hatte bereits eine Länge von ca. 100 μm erreicht und erstreckte sich über mehrere Körner, wie Abbildung 3.6-8 zeigt. Er ist hauptsächlich als Einzelriss gewachsen. Seine Länge nach 91% der Lebensdauer betrug mehr als 2 mm. Zu bemerken ist, dass das Risswachstum nicht genau senkrecht zur Belastungsrichtung verläuft.

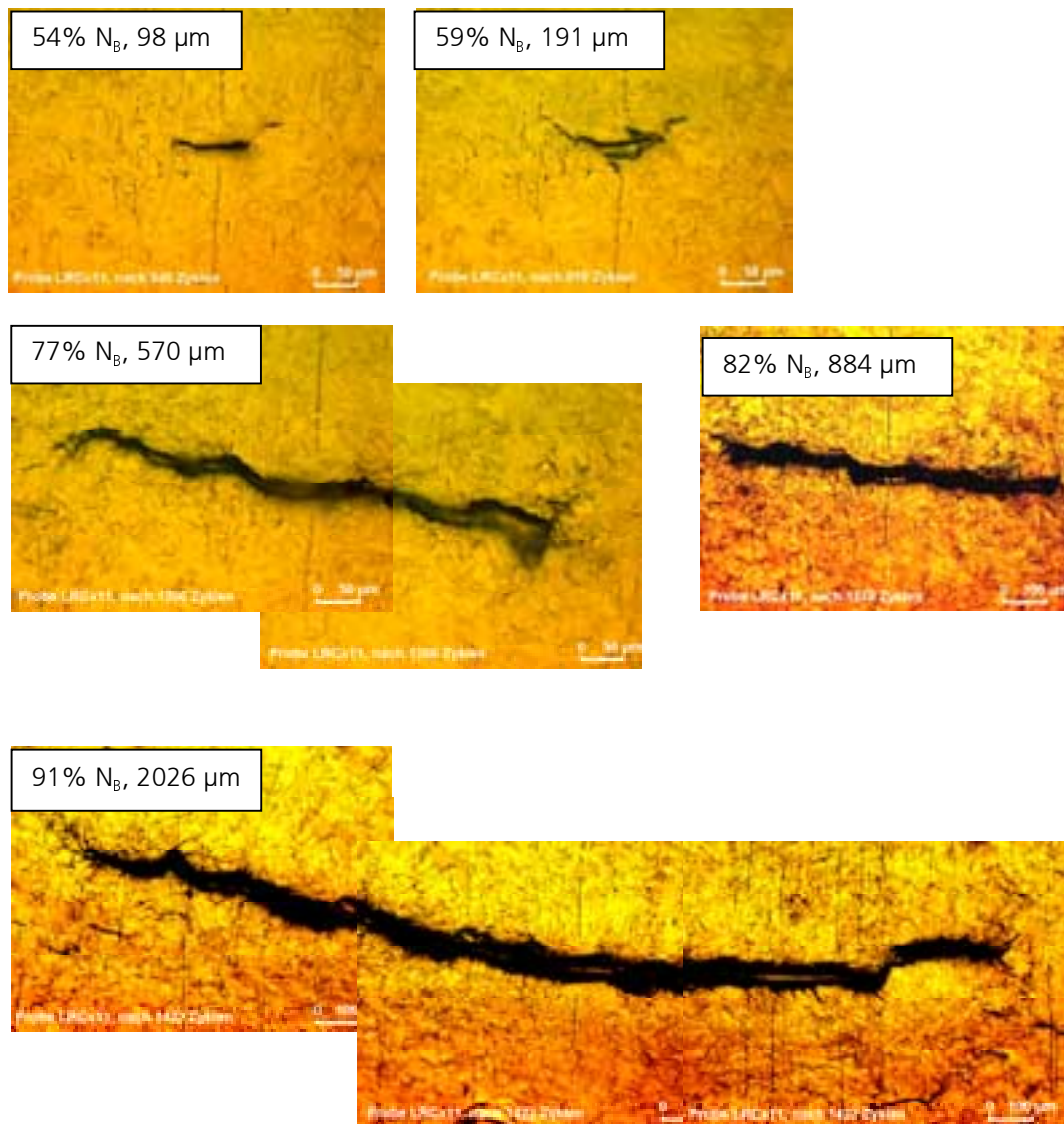


Abbildung 3.6-8: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx11, Hauptriss

3.6.2 Versuch mit $\varepsilon_a=0,5\%$, $R_\varepsilon=-1$ (LRCx10)

Auf den Replika-Abdrücken wurden elf Risse (Haupttriss und zehn weitere Risse, die mit Riss 5 - Riss 14 gekennzeichnet werden) über die gesamte Lebensdauer verfolgt. Abbildung 3.6-9 zeigt die dazu gehörenden Rissfortschrittskurven. Acht dieser Risse sind relativ kurz geblieben (bei allen war die Gesamtlänge geringer als 160 μm). Zwei Risse (Riss 10 und Riss 11) waren bei Versuchsende mehr als 340 μm lang. Der Haupttriss hatte am Ende des Versuches eine Länge von mehr als 3,5 mm. Diese Risse sind jedoch nicht als erste entstanden. Riss 6 entstand früher, wuchs aber nur geringfügig bis 67 μm an. Der Haupttriss konnte nach 1480 Zyklen (ca. 14% N_B) beobachtet werden. Ab ca. 32% der Lebensdauer wuchs er schneller als die übrigen Risse.

Zu erkennen ist, dass das Wachstum eines Risses bis zu einer Länge von ca. 60 μm einen großen Anteil (mindestens 30%) an der Lebensdauer ausmacht. Die Risse 6, 8, 10 und 11 und der Hauptriss wurden besonders untersucht.

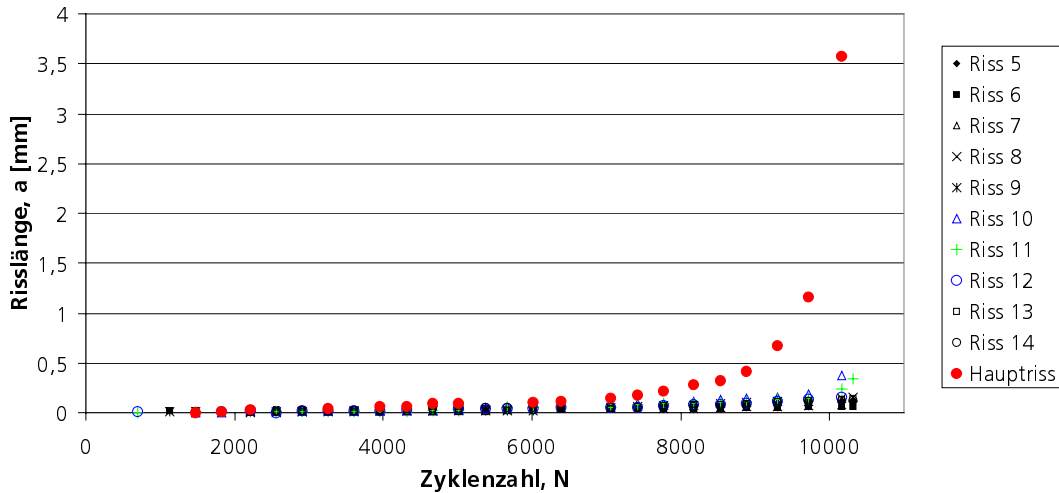


Abbildung 3.6-9: Rissfortschrittskurven, Probe LRCx10

Für die Bildung des Risses 6 war ein Einschluss verantwortlich. Anhand der Replika-Abdrücke, konnte nachgewiesen werden, dass Riss 6 sich zwischen Zyklus 1130 und 1830 (11%-18% der Lebensdauer) bildete. Nach 2560 Zyklen hatte er die erste Korngrenze erreicht. Nach 5010 Zyklen (ca. 48% der Lebensdauer) erstreckte er sich über zwei Körner. Die Wachstumsgeschwindigkeit war jedoch sehr niedrig. Kurz vor dem Bruch war er lediglich 66 μm lang (Abbildung 3.6-10).

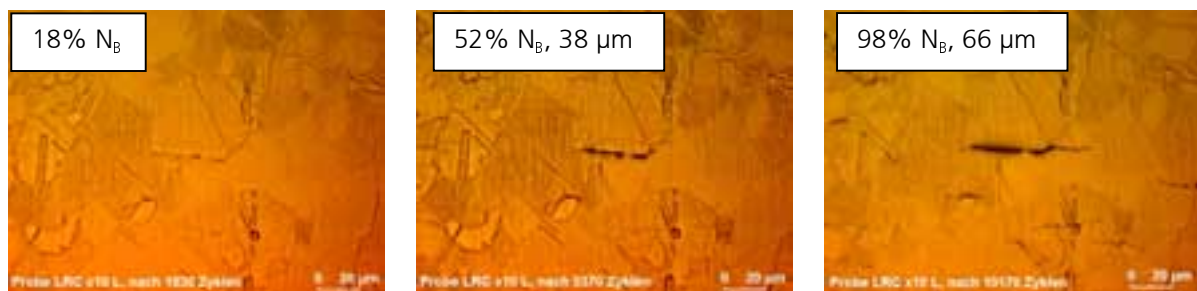


Abbildung 3.6-10: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx10, Riss 6

Riss 8 entstand an einer Zwillingskorngrenze. Bis zu ca. 7420 Zyklen (72% der Lebensdauer, Risslänge von 57 μm) folgte der Rissverlauf den örtlichen kristallographischen Gegebenheiten. Später wuchs er in einer Ebene senkrecht zur Normalspannung. In der Umgebung dieses Risses trat eine Vielzahl weiterer Risse auf, ehe es zum Bruch kam (Abbildung 3.6-11).

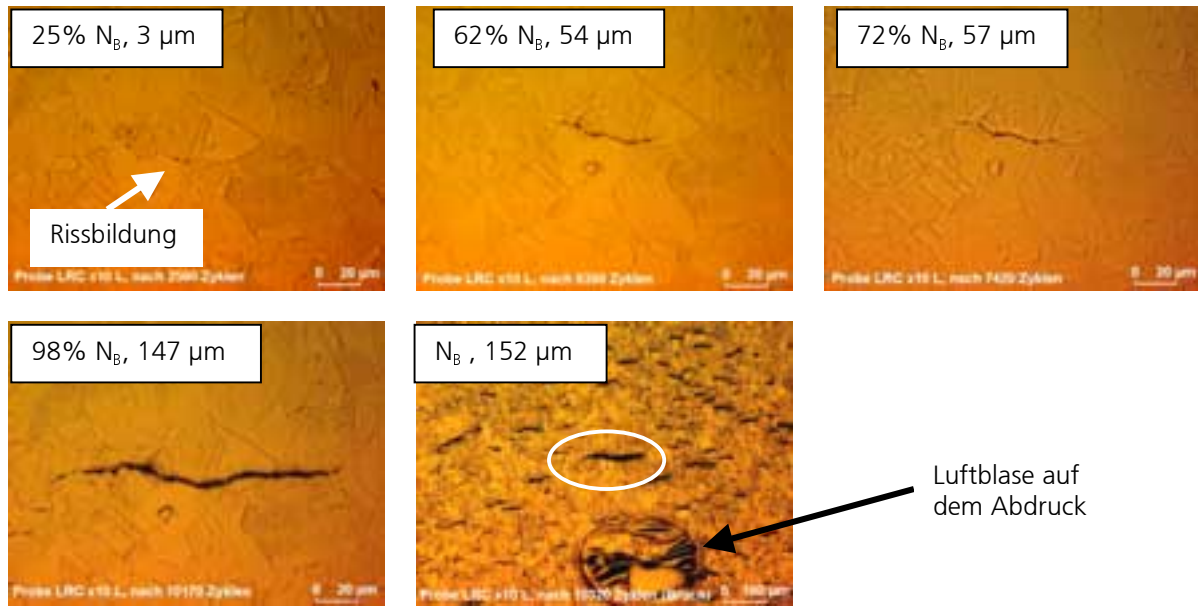


Abbildung 3.6-11: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx10, Riss 8

Riss 10 entstand in der Nähe eines Einschlusses. Dieser war aber offensichtlich nicht rissauslösend. Der Riss entstand wahrscheinlich an einem Gleitband. Bereits nach 1130 Zyklen (11% der Lebensdauer) war ein Riss von wenigen Mikrometern erkennbar. Bis 5010 Zyklen (ca. 48% der Lebensdauer) wuchs er sehr langsam. Der oben erwähnte Einschluss hat wahrscheinlich als Hindernis gewirkt. Ab 5010 Zyklen hatte der Riss das Hindernis überwunden und konnte von der linken Seite auch wachsen. Ab 6390 Zyklen (62% der Lebensdauer, Risslänge von ca. 65 μm) folgte der Riss den Normalspannungen und wuchs zunehmend schneller (Abbildung 3.6-12).

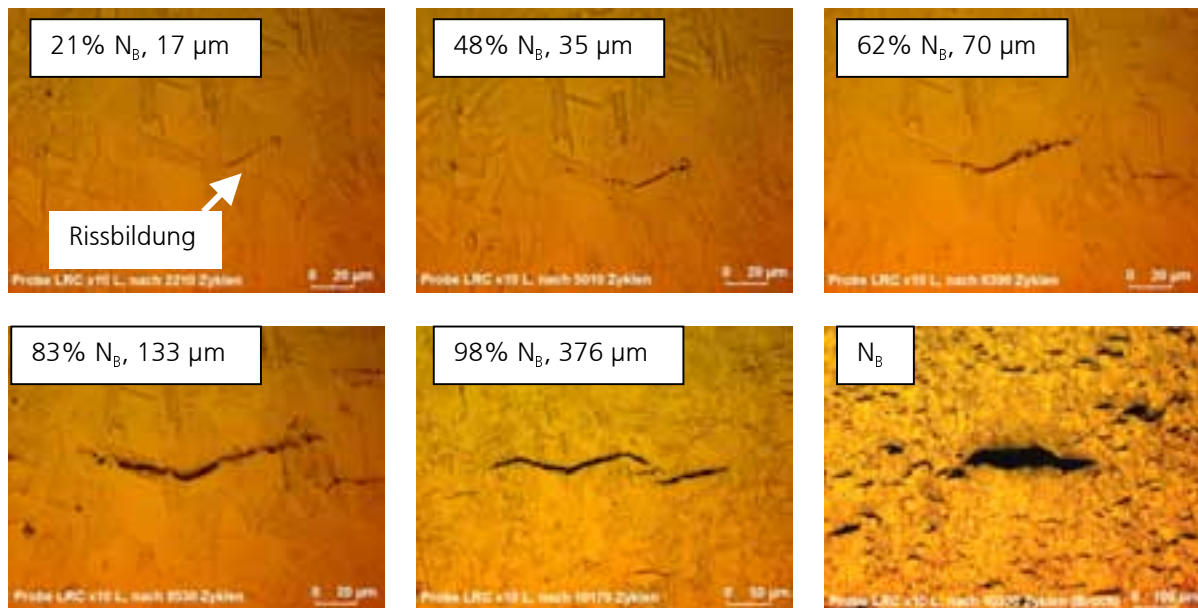


Abbildung 3.6-12: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx10, Riss 10

Riss 11 entstand an einer Zwillingskorngrenze (Abbildung 3.6-13). Er folgte zuerst den kristallographischen Gegebenheiten und wuchs dann ab ca. 80% der Lebensdauer senkrecht zur

Normalspannung. Wie bei Riss 10 trat in der Umgebung dieses Risses eine Vielzahl weiterer Risse auf, ehe es zum Bruch kam. Über den überwiegenden Teil der Lebensdauer ist Riss 11 jedoch als Einzelriss gewachsen.

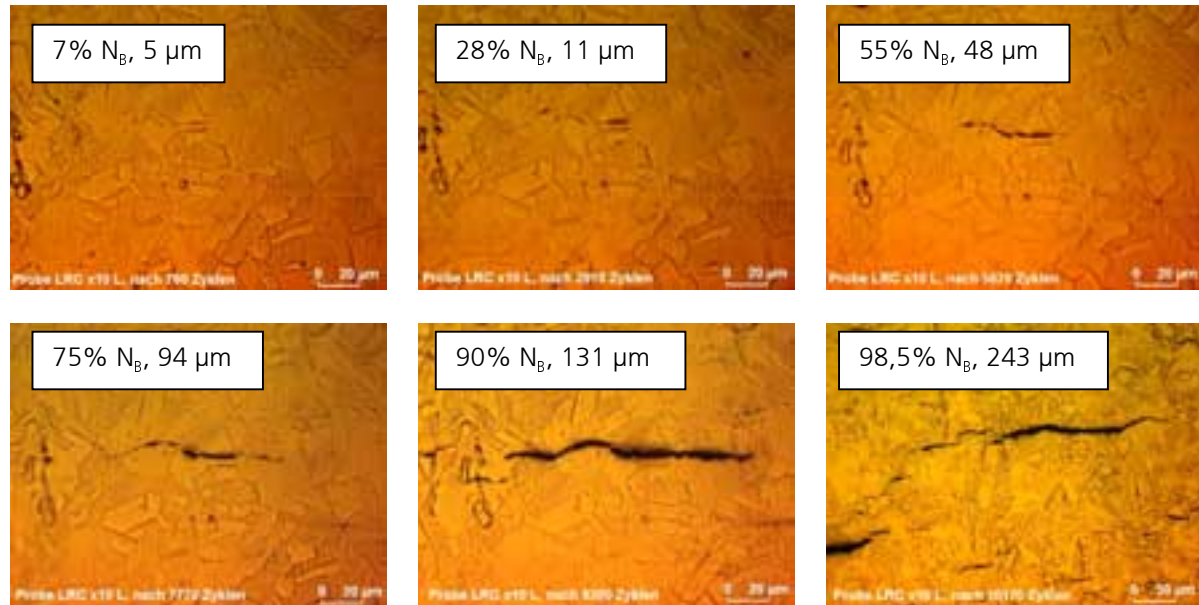


Abbildung 3.6-13: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx10, Riss 11

Der Hauptriss war ab ca. 1480 Zyklen (ca. 14% der Lebensdauer) nachweisbar. Bei ca. 75% der Lebensdauer hat er sich mit einem anderen Riss vereinigt. Im weiteren Verlauf haben sich weitere Risse mit diesem vereinigt. So wurde schließlich ein Riss von mehr als 3,5 mm gebildet (Abbildung 3.6-14).

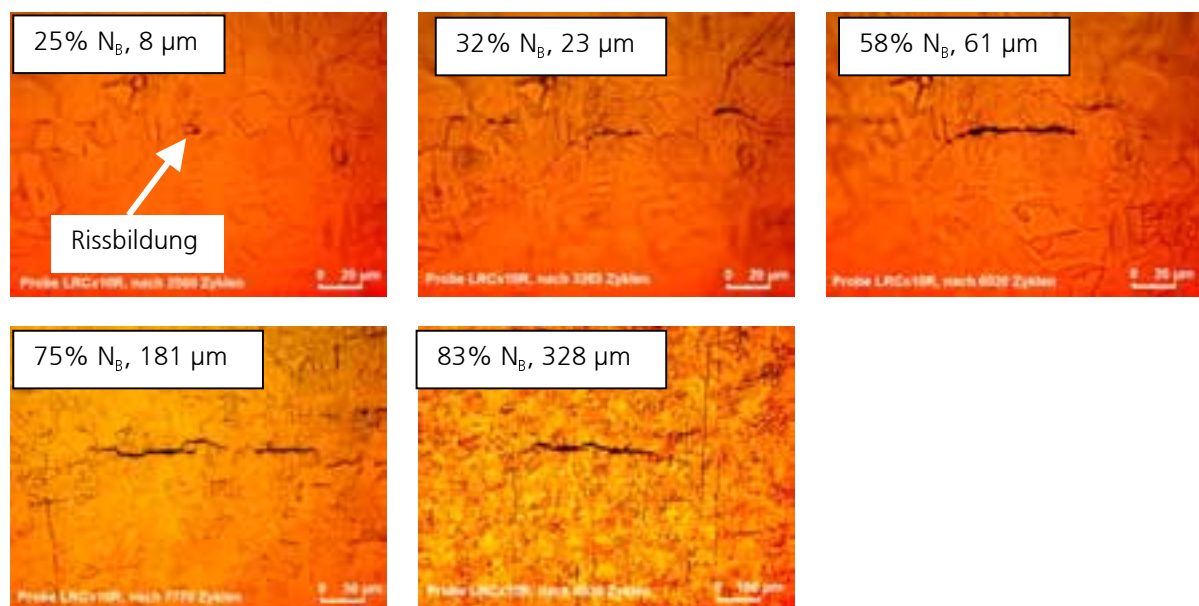


Abbildung 3.6-14: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx10, Hauptriss (weiter auf der nächsten Seite)

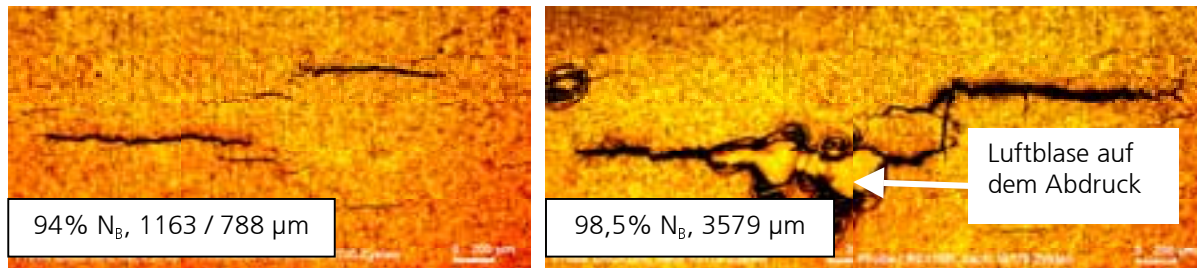


Abbildung 3.6-14 (Ende): Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx10, Hauptriss

3.6.3 Versuch mit $\epsilon_a=0,35\%$, $R_e=-1$ (LRCx04)

Neun Risse (Riss 1 bis Riss 9) wurden über die gesamte Lebensdauer verfolgt. Riss 1 ist der Hauptriss. Abbildung 3.6-15 zeigt die Rissfortschrittskurven. Bei dieser Dehnungsamplitude nahm das Wachstum bis zu einem Riss einer Korngröße ca. 37% der Lebensdauer.

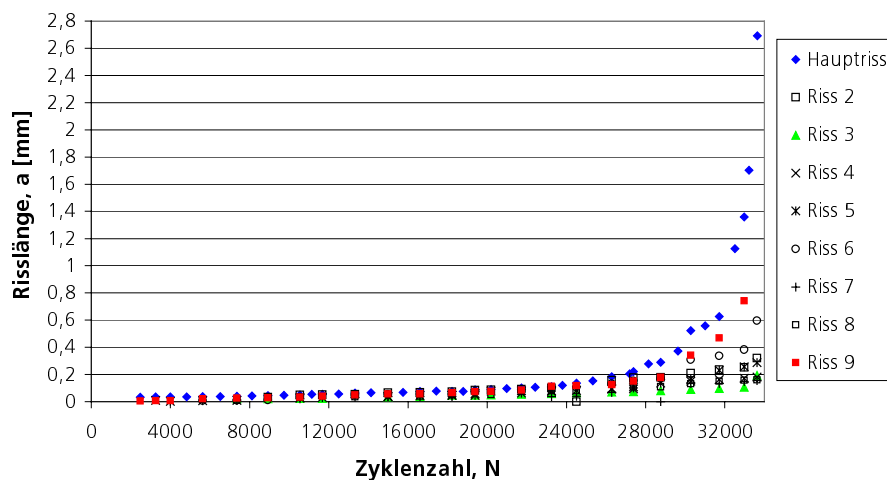


Abbildung 3.6-15: Probe LRCx04, Rissfortschrittskurven der neun untersuchten Risse

Abbildung 3.5-16 zeigt mehrere Replika-Bilder des Hauptrisses. Er war ab 2478 Zyklen (ca. 7% der Lebensdauer) nachweisbar. Er ist zuerst unter Schub (Modus II) gewachsen und erst nach ca. 49% der Lebensdauer in Modus I umgebogen. Zu diesem Zeitpunkt hatte er eine Länge von ca. 75 μm . Er ist bis Versuchende als Einzelriss angewachsen.

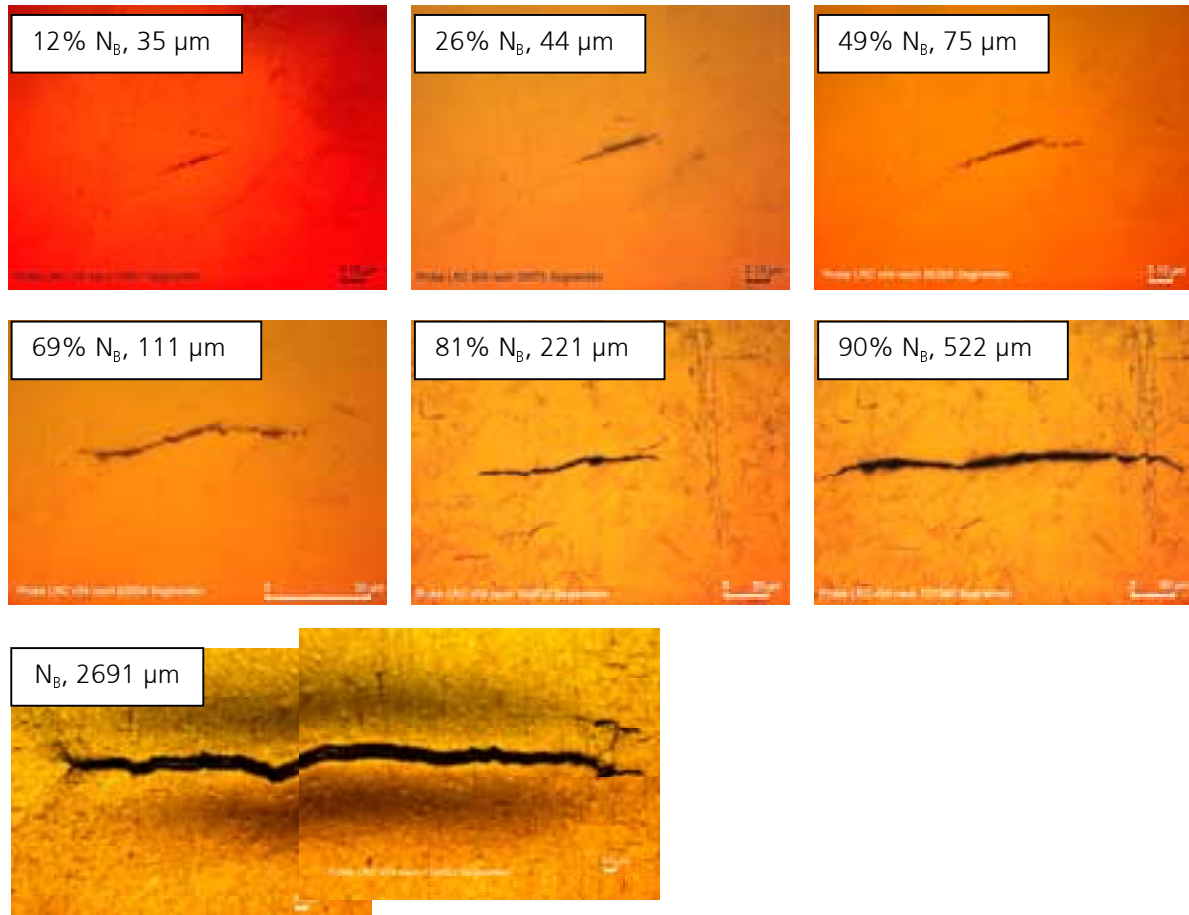


Abbildung 3.3-16: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx04, Hauptriss

Abbildung 3.6-17 zeigt einige Replika-Bilder von Riss 3. Auf den Replika-Abdrücken war er erst ab ca. 22% der Lebensdauer nachweisbar. Er wuchs zuerst unter Schub, wie Abbildung 3.6-17 zeigt. Ab ca. 54% der Lebensdauer wuchs er unter Modus I weiter an. In den letzten zehn Prozenten der Lebensdauer hat er sich mit anderen Rissen vereinigt.

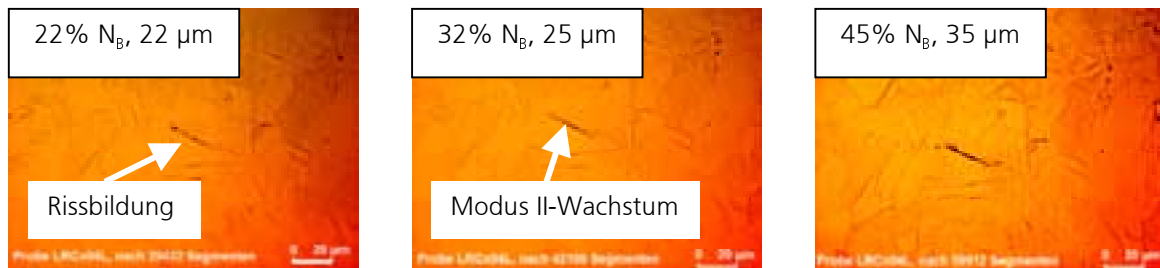


Abbildung 3.6-17: Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx04, Riss 3 (weiter auf der nächsten Seite)

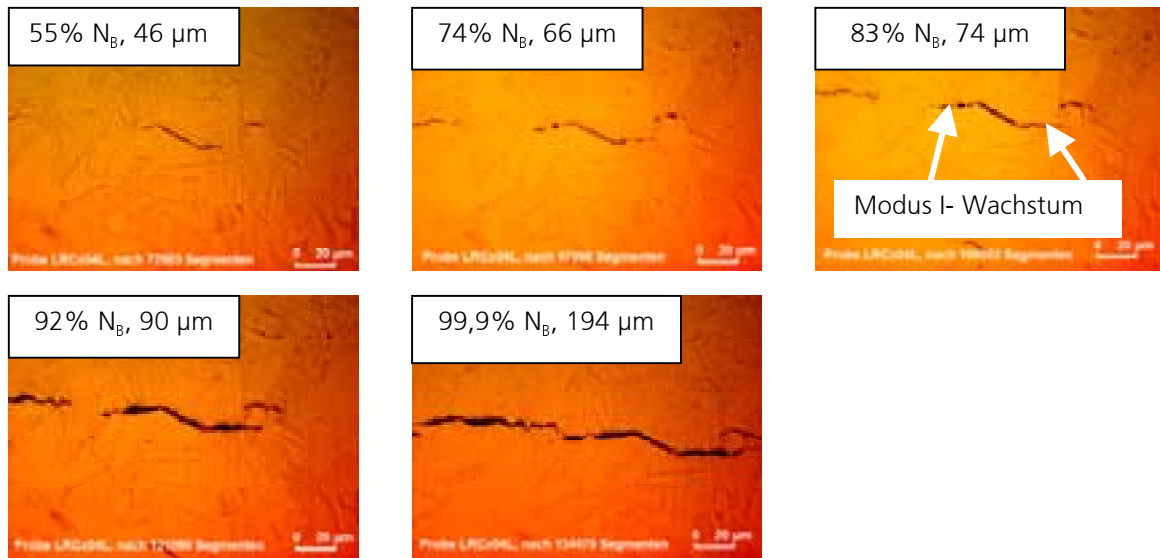


Abbildung 3.6-17 (Ende): Rissverfolgung mit der Replika-Technik: Probe LRCx04, Riss 3

3.6.4 Versuch mit $\epsilon_a=0,25\%$, $R_\epsilon=-1$ (LRCx08)

Auf den Replika-Abdrücken wurden zehn Risse verfolgt (Riss 1 bis Riss 9 und Hauptriss). Die Abbildung 3.6-18 zeigt die Rissfortschrittskurven dieser Risse.

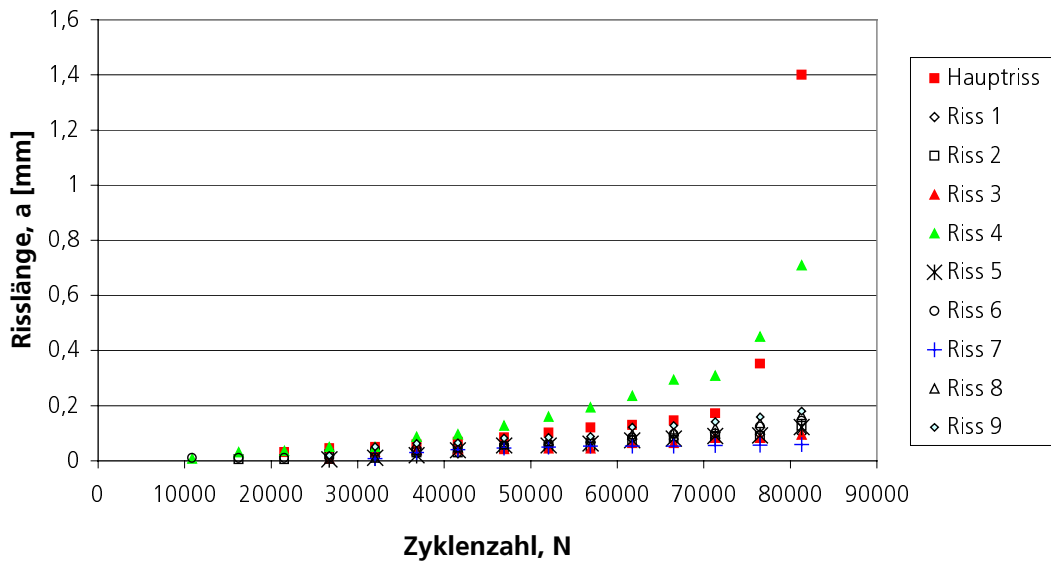


Abbildung 3.6-18: Probe LRCx08, Rissfortschrittskurven der zehn verfolgten Risse

Festzustellen ist, dass die Risse 1 bis 3 und 5 bis 9 nicht sehr stark gewachsen sind. Alle wiesen eine Länge von weniger als 200 μm auf. Riss 7 ist besonders klein geblieben. Riss 4 hat dagegen eine Länge von mehr als 700 μm erreicht. Es werden nur Replika-Bilder von den Rissen 4 und 7 und vom Hauptriss gezeigt.

Riss 4 entstand an einem Gleitband und war ab 10860 Zyklen (ca. 11% der Lebensdauer) nachweisbar. Zuerst folgte er den kristallographischen Gegebenheiten, bevor er weiter senkrecht zur äußeren Belastung wuchs (ab ca. 54% der Lebensdauer, Risslänge von 127 μm). Abbildung 3.6-19 zeigt einige Replika-Bilder des Risses.

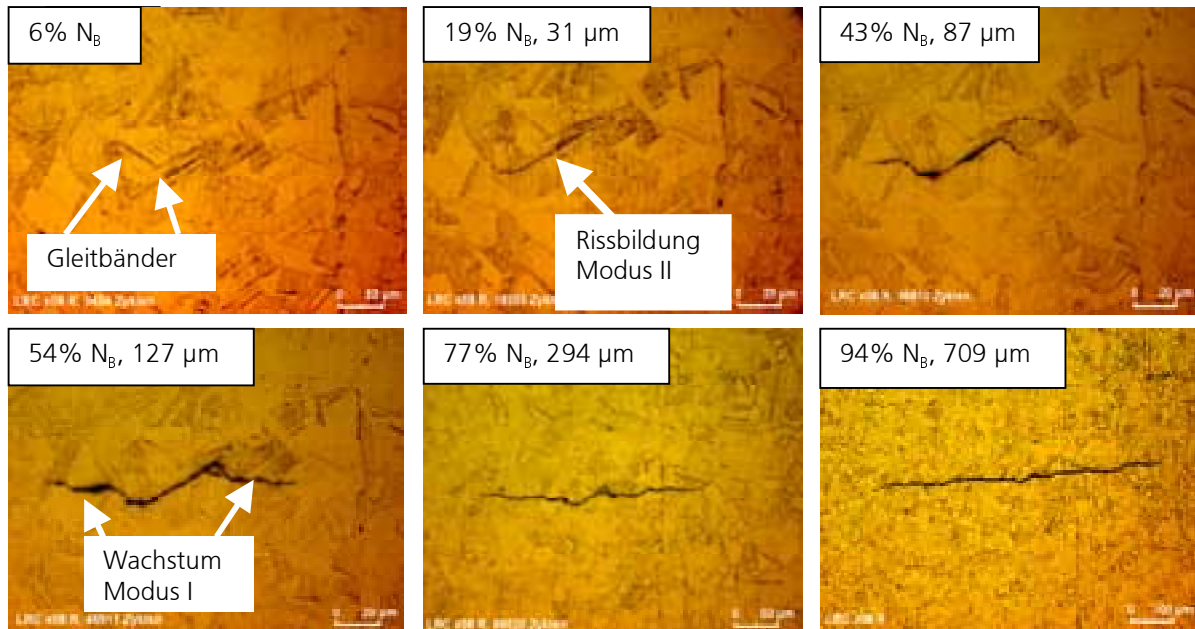


Abbildung 3.6-19: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx08, Riss 4

Riss 7 entstand nach ca. 37% der Lebensdauer an einer Zwillingskorngrenze. Er weist einen W-förmigen Verlauf auf. Die Gesamtlänge beträgt etwa 60 μm . Nur am äußersten linken Ende scheint der Riss den Normalspannungen zu folgen (Abbildung 3.6-20).

Der Hauptriss war ab ca. 25% der Lebensdauer auf den Replika-Bildern nachweisbar, wie Abbildung 3.6-21 zeigt. Kurz vor dem Bruch kam es zur Vereinigung mit Nachbarrissen.

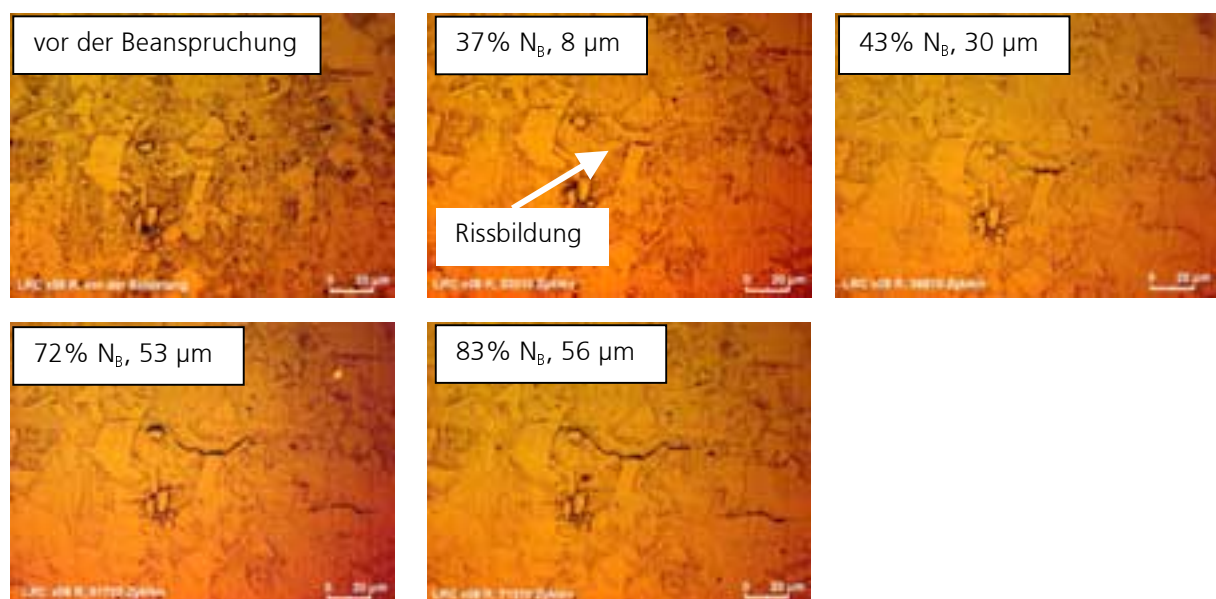


Abbildung 3.6-20: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx08, Riss 7

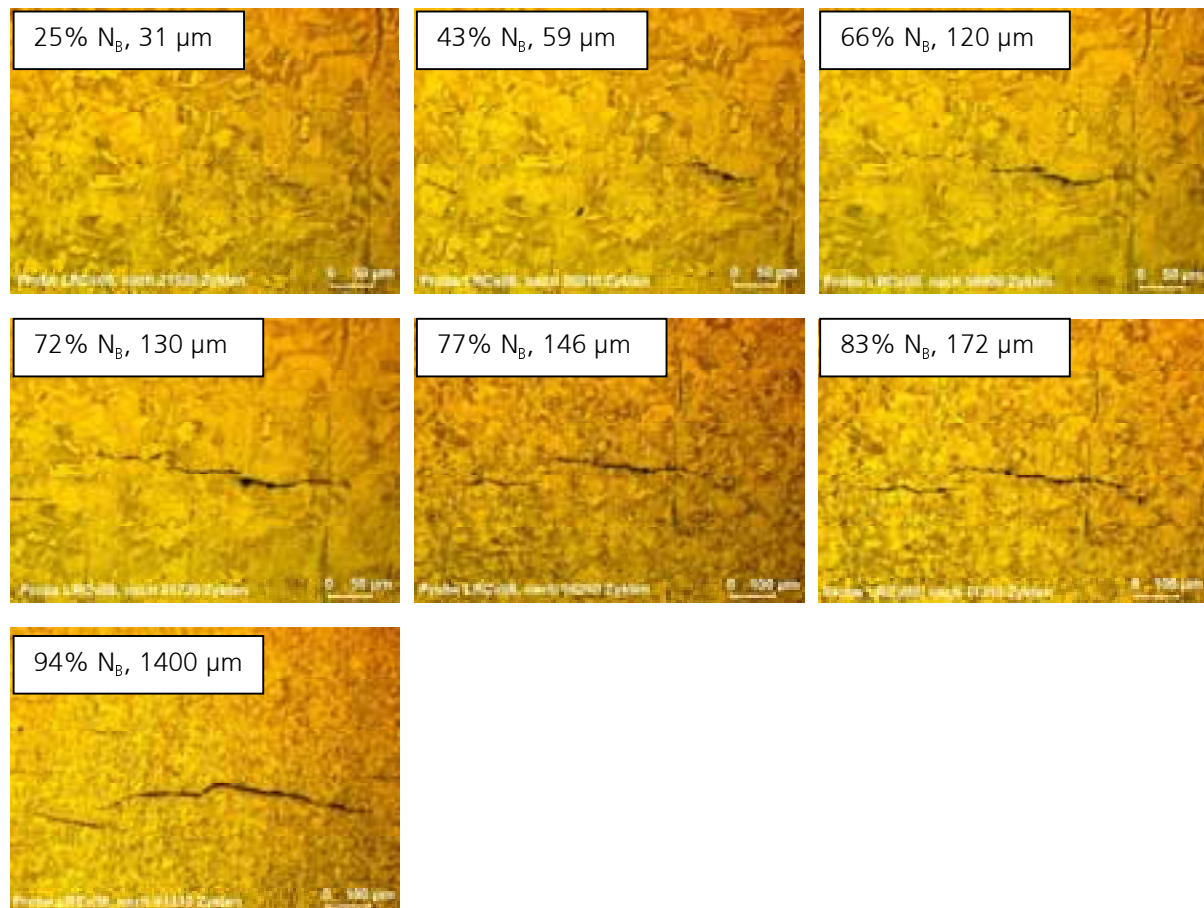


Abbildung 3.6-21: Rissverfolgung mit der Replika-Technik, Probe LRCx08, Hauptriss

Die bei Raumtemperatur angefertigten Replika-Abdrücke der unter symmetrischen weggeregelter Zug-Druck belasteten Proben erbrachten folgende Informationen über Rissbildung und Risswachstum:

- Die Rissbildung erfolgt bei dem untersuchten Werkstoff hauptsächlich an Gleitbändern, Zwillingskorngrenzen und Korngrenzen. Ganz selten konnten Einschlüsse mit der Rissbildung in Verbindung gebracht werden.
- In der Regel verläuft der Hauptriss als Einzelriss. Vereinigungen von mehreren Rissen werden selten beobachtet und treten erst kurz vor Bruch auf.
- Die Rissbildungsphase und das Wachstum bis zu einer Risslänge im Bereich der Korngröße (ca. 60 µm) können einen erheblichen Anteil der Lebensdauer (bis zu mehr als 50% der Lebensdauer) ausmachen. In Abbildung 3.6-22 sind die Zyklenzahlen bis zur Rissbildung (N_i , geschlossene Symbole) und die Bruchlastspielzahlen (N_B , geöffnete Symbole) bei den unterschiedlichen Dehnungsamplituden angegeben. N_i entspricht der Zyklenzahl, bei der Risse auf den Replika-Bildern zum ersten Mal erkennbar waren. Diese Risse haben eine Länge von ca. 10 µm.

In der Literatur werden Risse mit einer Länge von einigen Korngrößen immer als ebene Risse behandelt, die unter Modus I wachsen. Dies ist aber nur eine Näherung. Bei genauerer Betrachtung verlaufen die Risse lokal fast immer in kristallographischen bedingten Vorzugsebenen. Betrachtet man jedoch den Riss unter kleinerer Vergrößerung, scheint er global senkrecht zur Belastungsrichtung zu verlaufen.

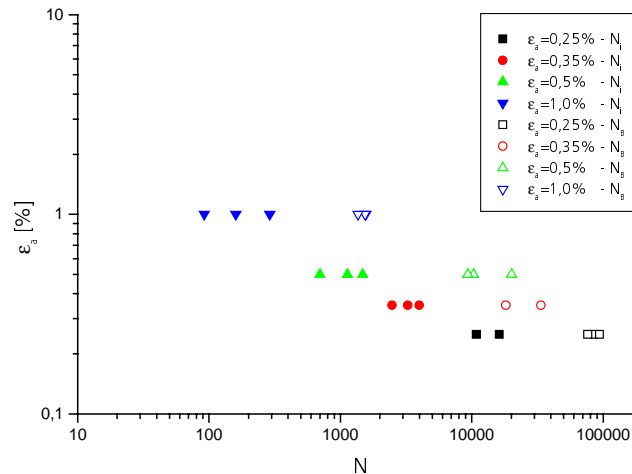


Abbildung 3.6-22: Zyklenzahlen bis zur Rissbildung (N_i) und Bruchlastspielzahlen (N_B) bei den unterschiedlichen Dehnungsamplituden

3.6.5 Kraftgeregelte Versuche

Bei den kraftgeregelten Versuchen 134 und 146 wurden ebenfalls einige Replika-Abdrücke angefertigt.

Für den Versuch 134 (Mittelspannung Null) sind wegen einer Maschinenstörung Replika-Abdrücke nur bis 1750 Zyklen verfügbar (Das Versagen der Probe erfolgte nach 3150 Zyklen durch einen Bruch senkrecht zur Belastungsrichtung). Risse waren ab 750 Zyklen (ca. 24% der Lebensdauer) nachweisbar. Da diese Risse nicht über die gesamte Zeit verfolgt werden konnten, wird keine Risswachstumskurve gezeigt. Obwohl eine Aussage über die Rissentstehung schwierig ist, können einige Ergebnisse erbracht werden: manche Risse entstanden an Einschlüssen (Abbildung 3.6-23), andere wiederum an Korngrenzen (Abbildung 3.6-24).

Überraschend war die Beobachtung von einigen Rissen, die parallel zur Belastungsrichtung anwuchsen (Abbildung 3.6-25). Ein Beispiel von einem Riss, der senkrecht zur Belastungsrichtung gewachsen ist, zeigt Abbildung 3.6-26.

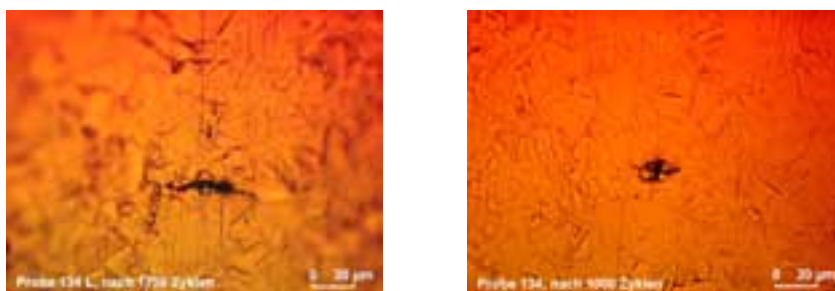


Abbildung 3.6-23: Probe 134, zwei Beispiele für Rissbildung an Einschlüssen

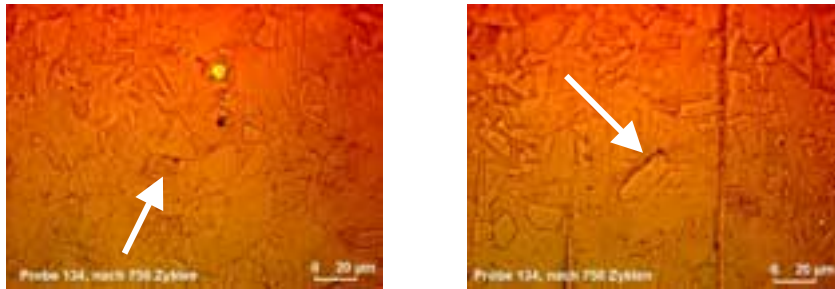


Abbildung 3.6-24: Probe 134, zwei Beispiele für Rissbildung an Korngrenzen

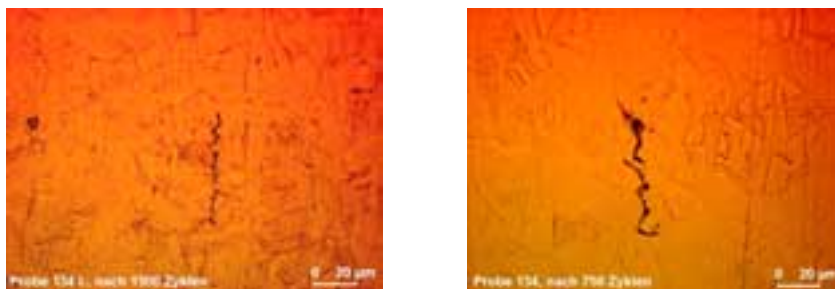


Abbildung 3.6-25: Probe 134, zwei Beispiele für Risswachstum parallel zur äußeren Belastungsrichtung

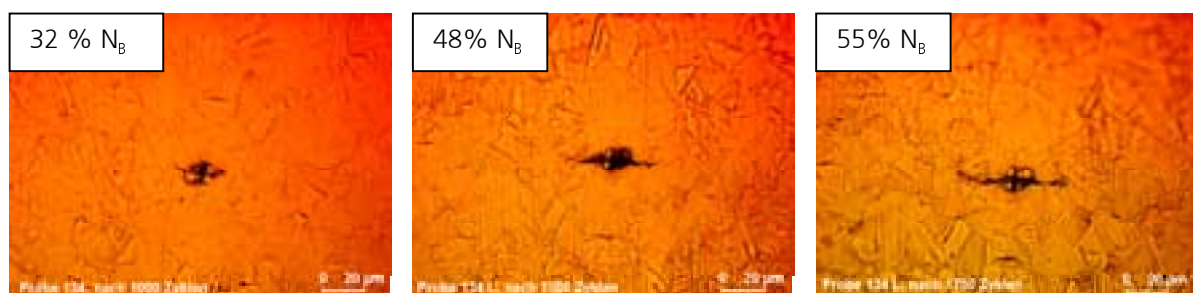


Abbildung 3.6-26: Probe 134, Beispiel für Risswachstum senkrecht zur äußeren Belastungsrichtung

Bei Probe 146 (kraft geregelter Versuch mit einer Mittelspannung von +150 MPa) konnten keine Risse gefunden werden. Bei diesem Versuch traten sehr hohe plastische Verformungen (Erreichte Dehnung bei Versucheende von ca. 35%) in Richtung der anliegenden Mittelspannung auf. Der Versuch ähnelt einem Zugversuch. Die Körner haben sich vollständig verzerrt, so dass es nach einer bestimmten Anzahl von Zyklen fast unmöglich war, sie von einem Bild zum anderen zu erkennen, wie Abbildung 3.6-27 zeigt. Bei dieser Probe erfolgte der Bruch nicht durch Risswachstum, sondern durch einen plastischen Kollaps.

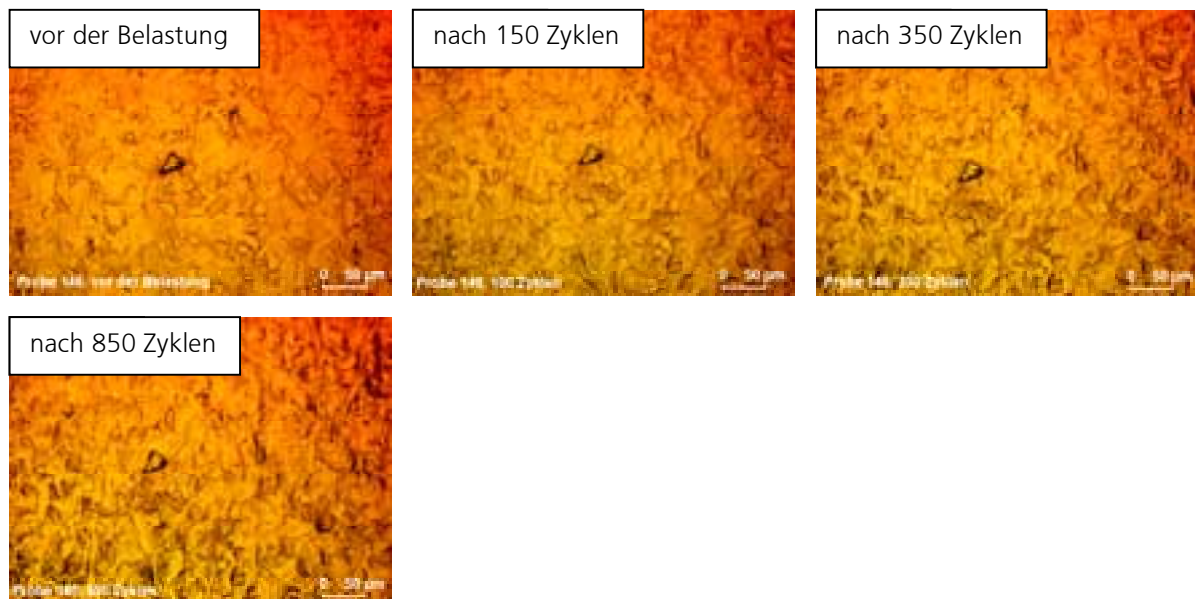


Abbildung 3.6-27: Elongation der Körner mit zunehmender Zyklenzahl, Probe 146

3.7 Mikroskopische Untersuchungen

3.7.1 Untersuchungen unter dem Rasterelektronenmikroskop

Exemplarisch wurden an der Probe LRCx10 ($\epsilon_a=0,5\%$, $R_e=-1$) REM-Untersuchungen zur Ermittlung der Rissausgangspunkte durchgeführt [Bös98]. Die Abbildung erfolgte vorwiegend mit Rückstreuelektronen (Robinson-Detektor), da die Erkennbarkeit der Risse und Körner besser als bei Sekundärelektronen war. Die Gesamtzahl der analysierten Risse betrug 294. In den Einzelaufnahmen wurde Riss für Riss hinsichtlich seines Ausgangspunktes analysiert. Die Ergebnisse sind der Tabelle T.3.7-1 zu entnehmen. Ob ein Riss an einer Korngrenze oder einer Zwillingskorngrenze entstanden ist, konnte oftmals nicht eindeutig nachgewiesen werden, da auch Korngrenzen mancherorts einen recht geradlinigen Verlauf haben (dies könnte die Folge der Rekristallisation nach Lösungsglühen sein). Es ist jedoch eindeutig festzustellen, dass die Rissbildung in der Regel an Gleitbändern, Zwillingskorngrenzen und Korngrenzen erfolgt. Seltener sind Ausscheidungen oder Einschlüsse mit der Rissbildung in Verbindung zu bringen. Es wurde keine Rissbildung an δ -Ferrit-Zeilen beobachtet.

Aufnahme	Gleitband	Korngrenze / Zwillingskorngrenze	Ausscheidung / Einschluß	δ -Ferrit
44580	9	10	2	
44581	16	12	4	
44582	15	11		
44583	7	8	8	
44584	7	13	5	
44585	11	15	4	
44586	11	10	2	
44587	12	7	3	
44592	7	6	6	
44593	6	9	4	
44594	15	9	2	
44595	17	6	5	
Gesamt	133	116	45	0

Tabelle T.3.7-1: Rissausgangspunkte, Probe LRCx10 ($\epsilon_a=0,5\%$, $R_e=-1$)

Qualitative Untersuchungen wurden auch an der Probe LRCx08 ($\epsilon_\alpha=0,25\%$, $R_\epsilon=-1$) durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass die Rissbildung überwiegend an Gleitlinien (seltener auch an Zwillingskorngrenzen) erfolgte. Niobcarbide oder δ -Ferrit-Teilchen scheinen für die Rissbildung von untergeordneter Bedeutung zu sein.

Abbildung 3.7-1 zeigt das Beispiel (Riss 9 in Probe LRCx08) einer Rissbildung an zwei benachbarten Gleitsystemen im Winkel von etwa 80° zueinander. Beide hier markierten Gleitsysteme liegen parallel zur Hauptschubspannungsrichtung.

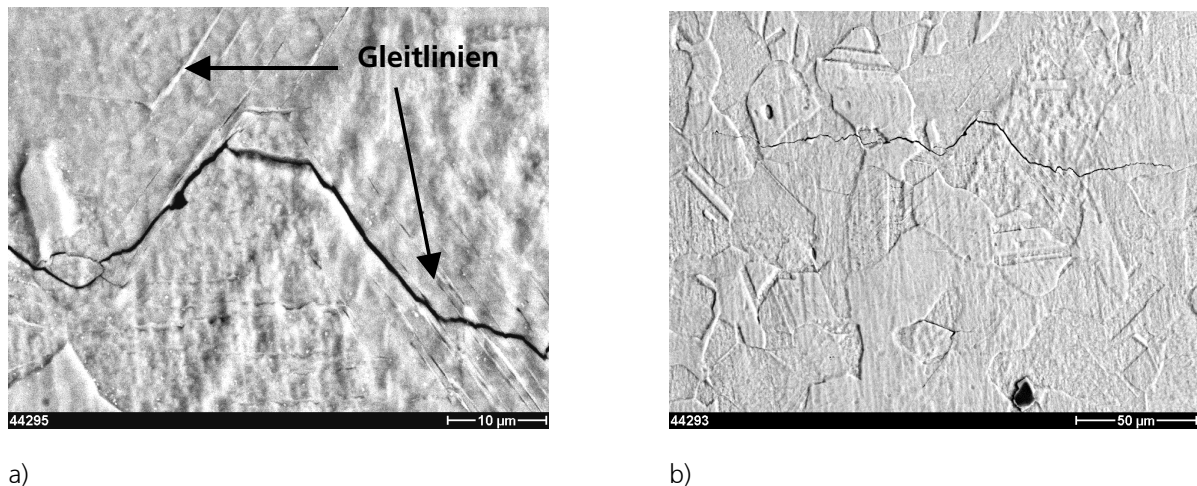


Abbildung 3.7-1: Probe LRCx08, Riss 9; a) Rissausgangspunkt, b) Verlauf des Risses

Die Ergebnisse dieser REM-Untersuchungen decken sich also mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit durchgeführten Replika-Messungen. Rissbildung erfolgt überwiegend an Gleitlinien und Zwillingskorngrenzen, selten an Einschlüssen.

3.7.2 Untersuchungen mit der FIB-Technik

Einige Risse der Probe LRCx08 ($\epsilon_\alpha=0,25\%$, $R_\epsilon=-1$) wurden zusätzlich mit der FIB-Technik untersucht. Informationen über die FIB-Technik sind im [Abschnitt 3.3.3](#) enthalten.

Abbildung 3.7-2 zeigt den Verlauf des Risses 7 auf Probe LRCx08, der bereits in [Abschnitt 3.6.4](#) vorgestellt wurde. Die Rissbildung erfolgte an der gekennzeichneten Stelle, wie die Replika-Abdrücke nachgewiesen haben ([Abschnitt 3.6.4](#)).

Beobachtet man nur die Oberfläche, kann man vermuten, dass der Riss schon am Anfang senkrecht zur äußeren Belastung gewachsen ist. Es könnte sich aber auch um einen Riss des Typs B handeln (siehe Abbildung 3.7-3). Die Untersuchung mit der FIB-Technik hat gezeigt (Abbildung 3.7-4), dass der Riss am Anfang zunächst senkrecht zur angelegten Normalspannung wuchs, und später kristallographisch, vermutlich parallel zu Gleitlinien. Dies steht im Widerspruch zu den gängigen Annahmen in der Literatur, dass Risse als Schubspannungsriss (Typ A oder Typ B) starten und als Normalspannungsriss weiterwachsen. Die Verallgemeinerungsfähigkeit muss anhand weiterer Untersuchungen erhärtet werden.

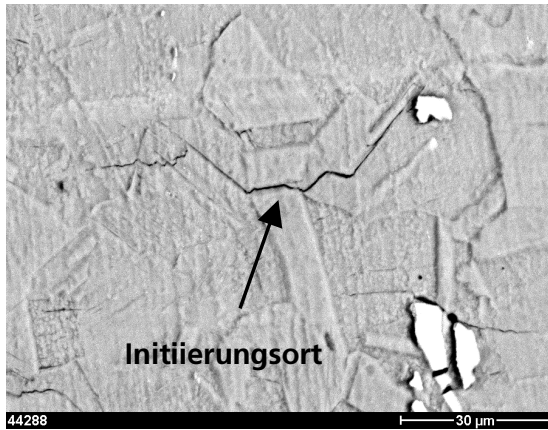


Abbildung 3.7-2: Probe LRCx08, Riss 7, REM-Aufnahme der probenoberfläche

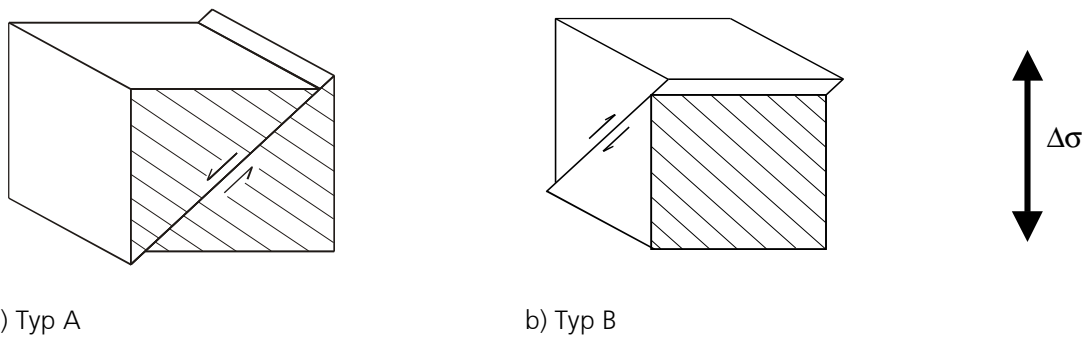


Abbildung 3.7-3: Schematische Darstellung von Rissen der Typen A und B (Die freie Oberfläche ist schraffiert)

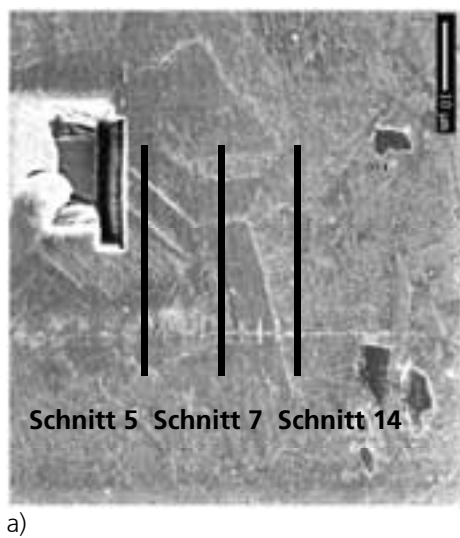


Abbildung 3.7-4: Probe LRCx08, Riss 7 (weiter auf der nächsten Seite)
 a) Aufnahme mit der FIB-Technik; Kennzeichnung von drei ausgewählten Schnitten

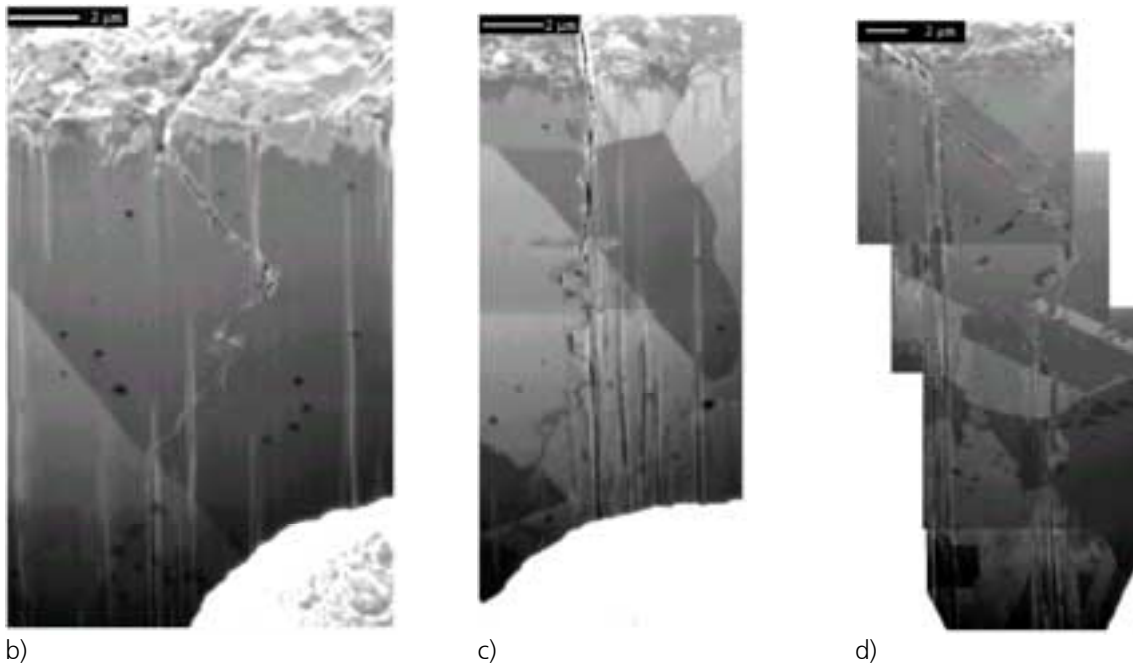


Abbildung 3.7-4 (Ende): Probe LRCx08, Riss 7

- b) Schnitt 5 nach einer Präparation mit der FIB-Technik
- c) Schnitt 7 nach einer Präparation mit der FIB-Technik
- d) Schnitt 14 nach einer Präparation mit der FIB-Technik

3.8 Experimentelle Untersuchungen: Zusammenfassung

Die durchgeführten Versuchen haben Informationen über das plastische Verhalten und das Schädigungsverhalten dieses Werkstoffes geliefert:

- Das plastische Verhalten ist mit stabilisierten Hysteresen gut beschreibbar.
- Die Rissbildung erfolgt hauptsächlich an Gleitbändern, Zwillingskorngrenzen und Korngrenzen, seltener an Einschlüssen.
- Rissbildung und Wachstum bis einer Länge von einer Korngröße (ca. 60 µm) verbrauchen einen großen Anteil der Lebensdauer.
- In der Regel wachsen die Risse zunächst in kristallographischen bedingten Vorzugsebenen (Schubrisse) und später senkrecht zur angelegten Normalspannung.
- In den meisten Fällen wächst ein einziger Riss als Hauptriss und führt zum Bruch, wobei die Rissgeschwindigkeit in den letzten Schwingspielzahlen (ab ca. 80% der Lebensdauer) sehr stark zunimmt. Kommt es zu Rissvereinigungen, dann finden sie erst spät statt.
- Die Replika-Abdrücke wurden an polierten Proben angefertigt. Versuche mit nicht polierten Proben gaben keinen Hinweis dafür, dass das Polieren der Oberfläche zu längeren Lebensdauern führt.

Die Ergebnisse gehen in den Kapiteln 4 und 5 in ein Modell für Rissbildung und Kurzrisswachstum ein.

4 Modellierung

Dieses Kapitel gliedert sich in drei Abschnitte: Fließvorgänge in Polykristallen, Rissbildung und Risswachstums. Als Voraussetzung für die Modellierung der Rissbildung und des Risswachstums wurde das plastische Verhalten von polykristallinen Materialien mit FE-Modellen untersucht. Ziel war es, Eingabedaten für das in Kapitel 4.2 vorgestellte Rissbildungsmodell zu gewinnen. Es sollten auf Basis der berechneten lokalen Spannungen und Verformungen in der Kornstruktur den Ort und Zeitpunkt der Rissbildung vorhergesagt werden.

4.1 Modellierung des plastischen Verhaltens

4.1.1 Masing-Modell

Für die FE-Modellierung des Spannungs-Dehnungs-Verhaltens idealisierter Kornstrukturen wurde das klassische Masing-Modell eingesetzt. Es sollte überprüft werden, ob mit solchen einfachen Materialmodellen das experimentell nachgewiesene Verformungsverhalten modelliert werden kann.

Das Masing-Modell wurde 1923 von G. Masing vorgestellt. Er nimmt an, dass ein quasi-isotropes Metall aus einer Reihe von Volumenelementen mit unterschiedlichen Streckgrenzen besteht. Die Streckgrenzen dieser Elemente können zum Teil weit oberhalb der makroskopisch messbaren Streckgrenze liegen. Jedes Element i verhält sich dabei ideal elastisch-plastisch: Es verformt sich bis zur Streckgrenze σ_i^y linear elastisch und oberhalb von σ_i^y ideal-plastisch, d.h. ohne Verfestigung (Abbildung 4.1-1).

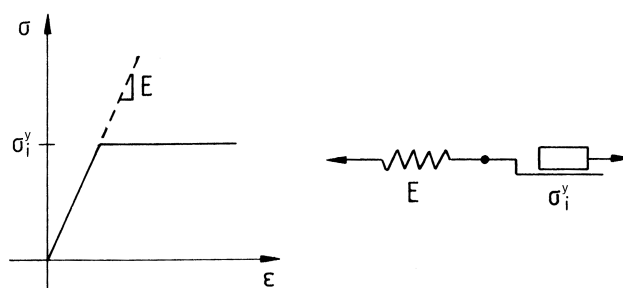


Abbildung 4.1-1: Ideal elastisch-plastisches Verhalten des Einzelementes im Masing-Modell, nach [Chr90]

Es wird angenommen, dass alle Elemente den gleichen Elastizitätsmodul E besitzen. Die Einzelemente werden im Masing-Modell parallelgeschaltet (siehe Abbildung 4.1-2a). Sie erfahren also alle dieselbe Dehnung ϵ und liefern eine Spannung σ_i , die zur Gesamtspannung σ des Körpers beiträgt. Wird angenommen, dass die n Elemente den gleichen Querschnitt besitzen, so gilt:

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon_1 = \epsilon_2 = \dots = \epsilon_n \\ \sigma &= (\sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_n) / n\end{aligned}$$

Der Spannungs-Dehnungs-Verlauf des Masing-Modells für einen aus zwei Elementen aufgebauten Körper ist in Abbildung 4.1-2b dargestellt. Es wird davon ausgegangen, dass das Element 1 bzw. 2 eine Streckgrenze σ_1^y bzw. σ_2^y besitzt ($\sigma_2^y > \sigma_1^y$). Der Spannungs-Dehnungs-Verlauf für einen kompletten Zyklus zwischen den Grenzen der Dehnung ϵ_{\max} und ϵ_{\min} ist für beide Elemente gestrichelt bzw. gepunktet, für den Gesamtkörper als durchgezogene Linie

ingezeichnet. Geht man von einem unverformten Zustand im Punkt A aus, so erfolgt bei einer Belastung in Zugrichtung solange eine elastische Verformung, bis das Element 1 seine Streckgrenze erreicht (Punkt B). Der weitere Anstieg besitzt die Steigung $E/2$, solange die Streckgrenze des Elementes 2 bei Punkt C erreicht ist. Danach verformt sich der Körper ideal plastisch. Eine Umkehr der Belastungsrichtung in D führt zunächst zu einer rein elastischen Entlastung, bis bei F die plastische Verformung des Elementes 1 einsetzt (die Strecke \overline{DF} ist genau doppelt so lang wie \overline{AB}). Eine weitere erhöhte Druckbelastung liefert schließlich ab G ideal plastische Druckverformung (die Länge der Strecke zwischen F und G ist genau zweimal so groß wie zwischen B und C).

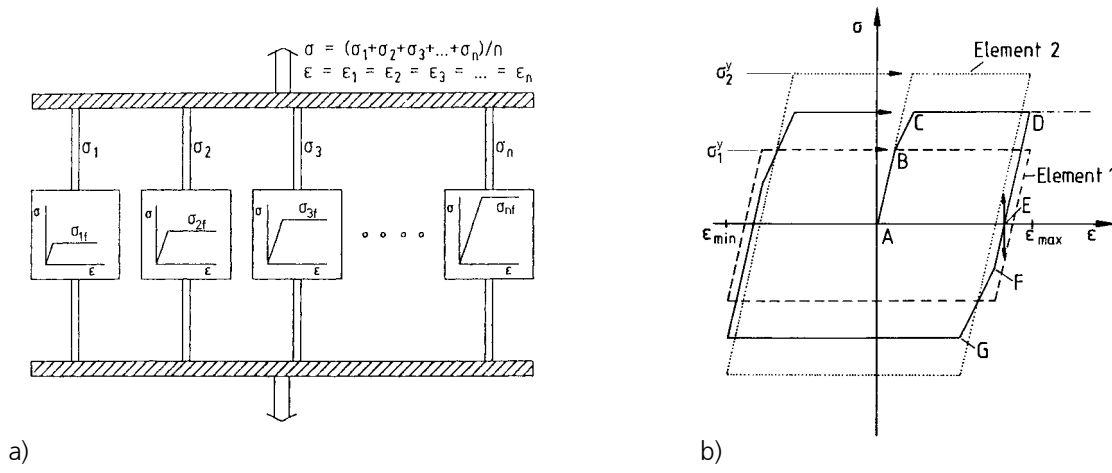


Abbildung 4.1-2: a) Masing-Modell, bestehend aus parallel geschalteten ideal elastisch-plastisch Elementen, nach [Hei83]; b) Spannungs-Dehnungs-Verlauf des Masing-Modells für einen aus zwei Elementen aufgebauten Körper, nach [Chr90]

Die wesentlichen Konsequenzen des Masing-Modells sind [Chr90]:

- Durch eine plastische Verformung unter Zug wird die Streckgrenze erhöht.
- Das Modell ermöglicht die Simulation des Bauschinger-Effekts: bei mechanischer Wechselbeanspruchung ist die Fließspannung nach der ersten Spannungsumkehr in Vorwärtsrichtung größer als in umgekehrter Richtung. (Für Informationen über die Ursache des Bauschinger-Effekts, siehe [Anhang A.4.1-2](#))
- Die Differenz von Streck- und Stauchgrenze ändert sich durch plastische Verformung nicht.
- Das Materialerinnerungsvermögen ist im Modell enthalten; Ursache sind Eigenspannungen.
- Zyklische und monotone Spannungs-Dehnungs-Kurven sind identisch und können aus dem Hysteresenast erhalten werden.

Im Gegensatz zum Masing-Modell besteht die Möglichkeit, Kopplungen der Elemente durch eine Reihenschaltung zu definieren (Abbildung 4.1-3a). In jedem Element herrscht dann gleiche Spannung. Die lokale Dehnung ϵ_i wird durch das Spannungs-Dehnungs-Verhalten des betrachteten Elementes individuell bestimmt. Würde wie vorher ein ideal elastisch-plastisches Verhalten definiert, würde eine Belastung ausschließlich zur plastischen Verformung des schwächsten Elementes führen. Die Spannung würde nicht über die Fließgrenze dieses Elementes ansteigen und das gesamte Spannungs-Dehnungs-Verhalten würde dem dieses Elementes entsprechen, was reale Verformungsvorgänge nicht sinnvoll beschreiben würde. Dies kann durch Anwendung von Elementen mit Verfestigungsverhalten vermieden werden. Abbildung 4.1-3b zeigt das Spannungs-Dehnungs-Verhalten eines Körpers bestehend aus zwei linear-plastischen Elementen mit gleichem Verfestigungsmodul k_s , gleichem E-Modul und

unterschiedlichen Streckgrenzen (Der elastische Dehnungsanteil wurde aus Vereinfachungsgründen weggelassen).

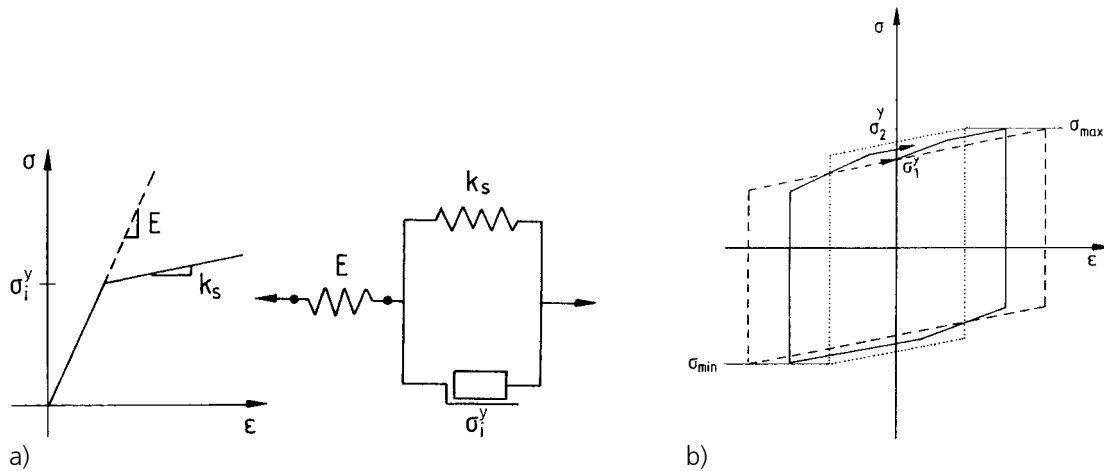


Abbildung 4.1-3: a) Spannungs-Dehnungs-Verlauf bei elastisch linear-plastischem Verhalten und Serienschaltung von Elementen mit elastisch linear-plastischem Verformungsverhalten; b) Spannungs-Dehnungs-Verhalten eines Körpers bestehend aus zwei linear-plastischen Elementen, nach [Chr90]

In den folgenden Abschnitten werden einige ein- und zweidimensionale FE-Rechnungen (Parallelschaltungen und Serienschaltungen) vorgestellt. Reale Werkstoffe können aber nicht als reine Serien- oder Parallelschaltungen betrachtet werden. Bereits der Kornverband eines Vielkristalls stellt eine Kombination aus beiden Idealfällen dar. Deswegen wurden zusätzliche Rechnungen durchgeführt, bei denen Serien- und Parallelschaltungen gekoppelt waren („Parallel- und Serienschaltung“ genannt). Alle Rechnungen wurden mit dem FE-Programm ABAQUS/Standard durchgeführt.

4.1.1.1 Eindimensionale Modellierung

Für diese Rechnungen wurden Balken-Elemente des Typs B21⁽ⁱ⁾ verwendet. Solche Elemente besitzen drei Freiheitsgrade: u_x , u_y und ϕ_z .

Parallelschaltung

Zwei Elemente werden modelliert, wie in Abbildung 4.1-4 dargestellt. Das FE-Modell wird mit zwei parallel geschalteten Stabelementen und Zwangsbedingungen realisiert. Ein ideal elastisch-plastisches Materialverhalten wird definiert, mit den folgenden elastischen Konstanten: Elastizitätsmodul $E=2 \cdot 10^5$ MPa, Querkontraktionszahl $\nu=0,3$. Jedem Element i wird eine Streckgrenze σ_i^y zugewiesen: $\sigma_1^y = 100$ MPa, $\sigma_2^y = 200$ MPa. Eine zyklische dreieckige Dehnung (Dehnungsamplitude von $2 \cdot 10^{-3}$) wird vorgegeben (Abbildung 4.1-4b). Abbildung 4.1-5 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurven beider Elemente und die gesamte Spannungs-Dehnungs-Kurve. In den folgenden Bildern sind die Spannungen bzw. Dehnungen in MPa bzw. ohne Einheit angegeben.

⁽ⁱ⁾ B22-Elemente mit quadratischen Verschiebungsansätzen lieferten unterschiedliche Dehnungswerte an den beiden Integrationspunkten eines Elementes. Deswegen wurden B21-Elemente mit linearen Verschiebungsansätzen und einem Integrationspunkt verwendet.

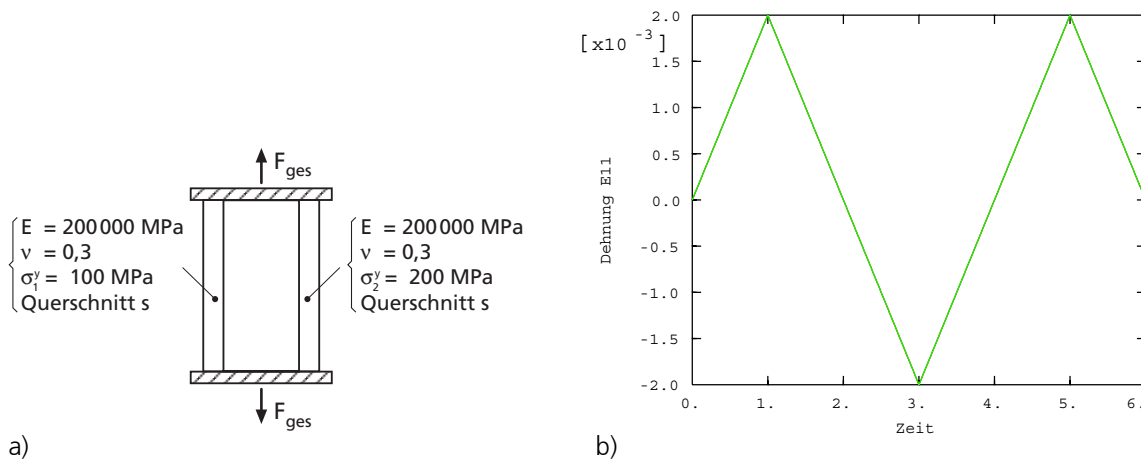


Abbildung 4.1-4: a) Masing-Modell, bestehend aus 2 parallel geschalteten ideal elastisch-plastischen Elementen; b) Verlauf der zyklischen Beanspruchung

Die mittlere Spannung ist definiert als $\frac{F_{ges}}{A_{ges}}$ mit $A_{ges}=2A$. A ist der Querschnitt eines Stabes.

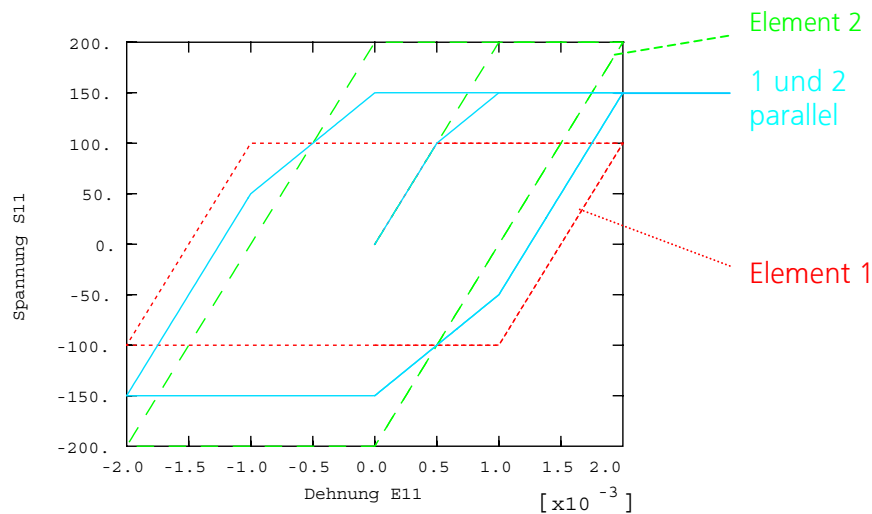


Abbildung 4.1-5: Berechnete Spannungs-Dehnungs-Kurven im Fall einer dehnungskontrollierten Rechnung (Dehnungsamplitude von $2 \cdot 10^{-3}$), eindimensional, mit zwei parallelgeschalteten B21-Elementen

Serienschaltung

Ein Modell mit zwei elastischen linear-plastischen Elementen wird in Abbildung 4.1-6a vorgestellt (zusätzliche Erklärungen über die Definition des linear-plastischen Verhaltens in ABAQUS siehe [Anhang A.4.1-1](#)). Wie vorher definiert, wird die gleiche dreieckige Beanspruchung. Abbildung 4.1-6b zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurven beider Elemente sowie die gesamte Spannungs-Dehnungs-Kurve für eine Rechnung mit $\sigma_1^y=100 \text{ MPa}$ und $\sigma_2^y=120 \text{ MPa}$.

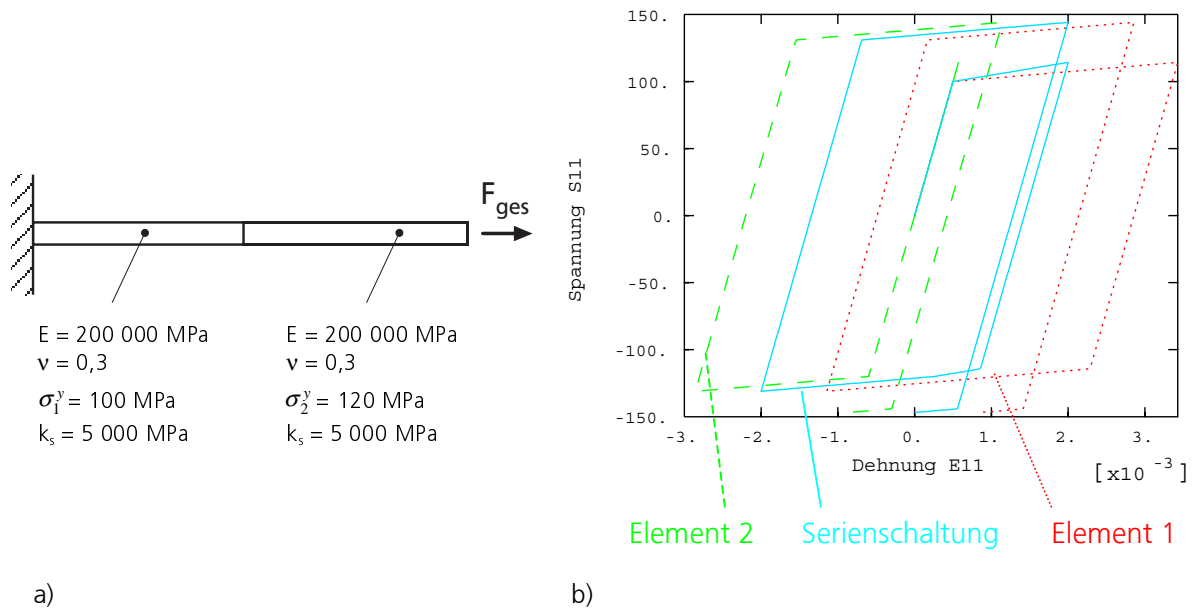


Abbildung 4.1-6: a) Serienschaltung von 2 Elementen mit elastischem linear-plastischen Verformungsverhalten (Fließgrenze $\sigma_1^y=100$ MPa bzw. $\sigma_2^y=120$ MPa und Verfestigungsmodul $k_s=5000$ MPa); b) Spannungs-Dehnungs-Verläufe der 2 Elemente und gesamte Spannungs-Dehnungs-Kurve im Fall einer vorgegebenen Dehnungsamplitude von $\epsilon_a=2 \cdot 10^{-3}$

4.1.1.2 Zweidimensionale Modellierung

Um eine realitätsnähere Modellierung eines Vielkristalls zu ermöglichen, wurden in dieser Arbeit „Kopplungen“ von Parallel- und Serienschaltungen verwendet. Idealisierte Kornstrukturen, die aus rechteckigen Körnern mit unterschiedlichem Fließverhalten bestehen, werden mit 2D Finiten Elementen (des Typs CPS4R) modelliert. Wie im vorigen Abschnitt wurde eine ideal-plastische bzw. eine linear-plastische Materialbeschreibung gewählt.

Ideal-plastische Materialbeschreibung

Alle Elemente besitzen die gleichen Elastizitätskonstanten ($E=2 \cdot 10^5$ MPa, $\nu=0,3$), aber unterschiedliche Fließspannungen (zwischen 100 MPa und 200 MPa). Die Elemente stellen die Körner eines Polykristalls dar. Eine ganze Reihe von Rechnungen wurden durchgeführt: Rechnungen mit (2 x4), (4x4), (6x6) oder (10x10) rechteckigen Elementen (Die zweite Zahl gibt die Anzahl von Elementen in Zugrichtung). Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Schon bei den Rechnungen mit 4x4 Elementen wurden Hystereseschleifen abgebildet, die experimentell ermittelten Hystereseschleifen sehr ähnlich sind, wie Abbildung 4.1-7 zeigt. Der Bauschinger-Effekt wird simuliert.
- Die globale Fließspannung hängt von der geometrischen Anordnung der Elemente mit niedrigen und hohen Fließgrenzen ab. Die Rechnungen mit zufälligen Verteilungen der Fließgrenzen führen zu mittleren Werten der globalen Fließspannung. Rechnungen, bei denen die Elemente mit kleinen Fließspannungen nebeneinander liegen, führen zu kleineren oder größeren Werten der globalen Fließspannung, abhängig von der geometrischen Lage dieser Elemente.
- Bei den Rechnungen mit 100 Elementen besteht auch die Möglichkeit, kleine Gruppen von gleichen Elementen zu definieren, die zum Beispiel harte Einschlüsse modellieren könnten.

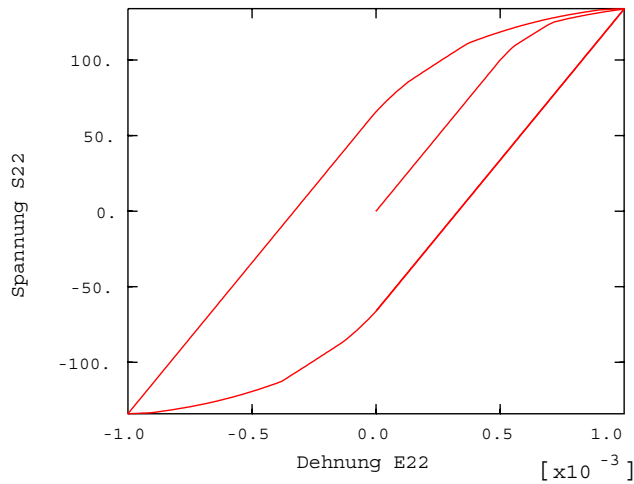


Abbildung 4.1-7: Spannungs-Dehnungs-Kurve im Fall einer Rechnung mit 16 Elementen

Schließlich wurden Rechnungen durchgeführt, bei denen 36 Elemente mit unterschiedlichen E-Moduln und unterschiedlichen Fließspannungen definiert wurden. Die E-Moduln lagen zwischen 200 000 MPa und 300 000 MPa, die Fließspannungen zwischen 100 MPa bis 200 MPa. Abbildung 4.1-8 zeigt als Beispiel eine Spannungs-Dehnungs-Kurve. Die arithmetischen Mittelwerte für E-Modul und Fließspannung können wie folgt gerechnet werden:

$$E_{mittel} = \frac{1}{36} \sum_{i=1}^{36} E_i = 245,83 \cdot 10^3 \text{ MPa}; \quad \sigma_{mittel}^y = \frac{1}{36} \sum_{i=1}^{36} \sigma_i^y = 145,83 \text{ MPa}$$

E = 230000 $\sigma^y = 130$	E = 290000 $\sigma^y = 190$	E = 240000 $\sigma^y = 140$	E = 220000 $\sigma^y = 120$	E = 210000 $\sigma^y = 110$	E = 240000 $\sigma^y = 140$
E = 300000 $\sigma^y = 200$	E = 240000 $\sigma^y = 140$	E = 200000 $\sigma^y = 100$	E = 240000 $\sigma^y = 140$	E = 260000 $\sigma^y = 160$	E = 280000 $\sigma^y = 180$
E = 210000 $\sigma^y = 110$	E = 250000 $\sigma^y = 150$	E = 260000 $\sigma^y = 160$	E = 270000 $\sigma^y = 170$	E = 210000 $\sigma^y = 110$	E = 220000 $\sigma^y = 120$
E = 220000 $\sigma^y = 120$	E = 290000 $\sigma^y = 190$	E = 300000 $\sigma^y = 200$	E = 240000 $\sigma^y = 140$	E = 260000 $\sigma^y = 160$	E = 230000 $\sigma^y = 130$
E = 260000 $\sigma^y = 160$	E = 280000 $\sigma^y = 180$	E = 300000 $\sigma^y = 200$	E = 250000 $\sigma^y = 150$	E = 230000 $\sigma^y = 130$	E = 210000 $\sigma^y = 110$
E = 210000 $\sigma^y = 110$	E = 270000 $\sigma^y = 170$	E = 200000 $\sigma^y = 100$	E = 240000 $\sigma^y = 140$	E = 260000 $\sigma^y = 160$	E = 230000 $\sigma^y = 130$

E in MPa
 σ^y in MPa

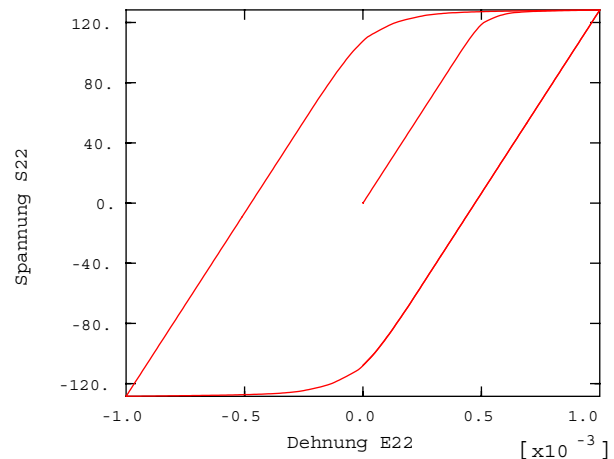


Abbildung 4.1-8: Spannungs-Dehnungs-Kurve im Fall einer Rechnung mit 36 Elementen mit unterschiedlichen E-Moduln

Aus der simulierten Spannungs-Dehnungs-Kurve ergibt sich dagegen $E_{mittel} \approx 245 \cdot 10^3 \text{ MPa}$ und $\sigma_{mittel}^y \approx 110 \text{ MPa}$. Diese Fließspannung ist die Fließspannung des „schwächsten“ Elementes. Der globale E-Modul ist in etwa der Mittelwert aller Elemente.

Um eine der Realität nähere Geometrie zu modellieren, wurden Rechnungen mit sechseckigen Körnern durchgeführt (Abbildung 4.1-9a). Jedes Korn wurde mit vier quadratischen Elementen modelliert. Abbildung 4.1-9b zeigt eine Spannungs-Dehnungs-Kurve.

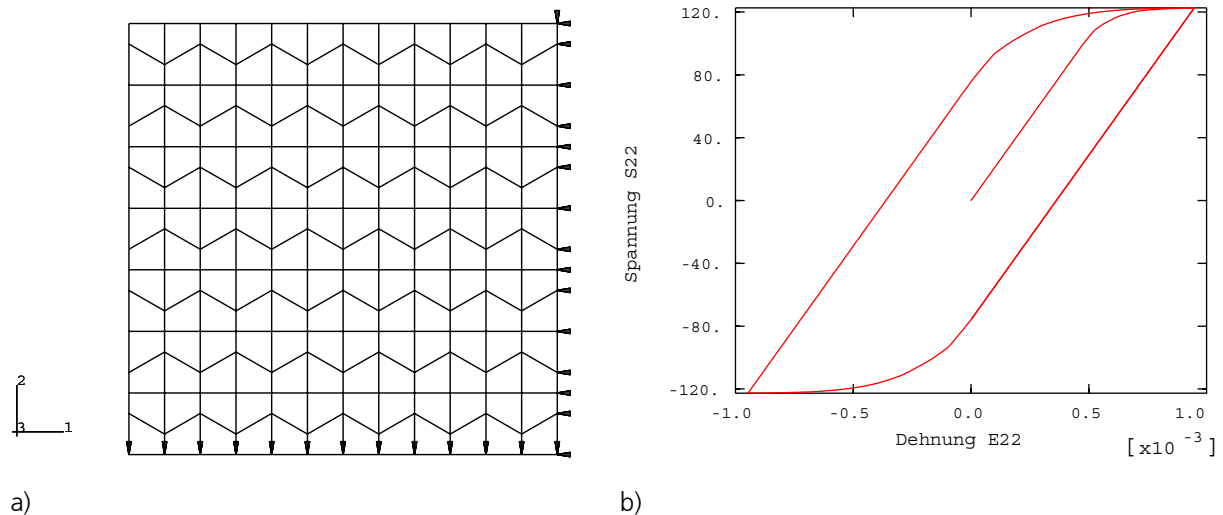


Abbildung 4.1-9: a) Modell aus sechseckigen Körnern; b) Spannungs-Dehnungs-Kurve

Elastische linear-plastische Materialbeschreibung

Abbildung 4.1-10 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve einer Rechnung, bei der für jedes Element ein elastisches linear-plastisches Materialverhalten statt eines ideal-plastischen Materialverhaltens definiert wurde. Die Kurve zeigt, dass mit diesem Modell sowohl der Bauschinger-Effekt als auch die zyklische Verfestigung wiedergegeben werden können.

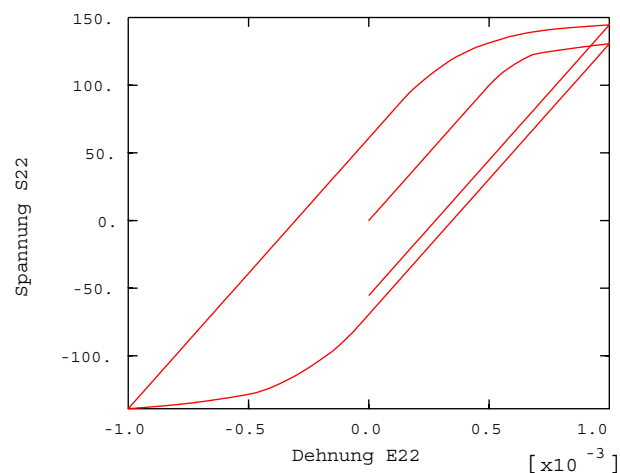


Abbildung 4.1-10: Spannungs-Dehnungs-Kurve einer Rechnung mit elastischem linear-plastischem Verhalten

Laut [Chr90] lassen sich durch Modifikationen der Modelle auch weitere Effekte erfassen (z.B. könnte eine Mittelspannungsrelaxation durch eine Abhängigkeit des Verfestigungsmoduls k_s von $|\sigma|$ berücksichtigt werden).

4.1.1.3 Masing-Modell: Zusammenfassung

Das 1D-Parallelschaltungsmodell können den Bauschinger-Effekt wiedergeben. Das 2D-Modell mit zufallsverteilten Fließgrenzen kann den Bauschinger-Effekt gut wiedergeben und liefert Hystereseschleifen, die den experimentell ermittelten Hystereseschleifen (vgl. z.B. [Abbildung 3.5-3](#)) sehr ähnlich sind (das 1D-Modell würde jedoch glattere Kurven liefern, wenn mehr Elemente definiert würden).

Das Masing-Modell kann aber viele wichtigen Phänomene der Wechsellastigkeit nicht beschreiben:

- Elastische und plastische Anisotropie, lokale Abgleitvorgänge in einzelnen Gleitebenen (Weitere Informationen über Grundlagen der Kristallverformung sind in [Anhang A.4.1-2](#) enthalten). Diese Phänomene können mit Kristallplastizität und detaillierten FE-Modellen beschrieben werden. Dies wird im nächsten Abschnitt gezeigt.
- Diverse Phänomene der Wechsellastigkeit, z. B. mehrachsiges Verhalten, anisotropes Fließen, zeitabhängiges Verhalten, zyklisches Kriechen, Mittelspannungsrelaxation. Dafür gibt es in der Literatur phänomenologische Stoffgesetze (z.B. Chaboche, Jiang), die in dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden.

4.1.2 Modellierung des plastischen Verhaltens mit Kristallplastizität

Es wurden für zwei ausgewählte realitätsnahe Kornstrukturen mikromechanische FE-Modelle erstellt und das Materialverhalten mit Kristallplastizität beschrieben. Ziel der Modellierung war die Berechnung lokaler Spannungs- und Dehnungsamplituden, die als Input für die Rissbildungsmodelle aus [Kapitel 2.2-1](#) verwendet werden sollten.

Die kinematische Theorie des mechanischen Verhaltens von Kristallen, die in dieser Arbeit verwendet wird, geht auf die Arbeit von Taylor [Tay38] und die mathematische Theorie von Hill [Hil66], Rice [Ric71] und Hill und Rice [Hil72] zurück. Das Materialgitter erfährt elastische Verformungen und Rotationen. Es wird angenommen, dass die inelastische Verformung des Einzelkristalls als Folge kristallographischer Gleitungen wegen vorhandener Versetzungen erfolgt. Eine mögliche Verformung durch Diffusion, Korngrenzgleitung oder Zwillingsbildung wird nicht betrachtet. Die Gültigkeit des schmidtschen Gesetzes [Sch35] wird angenommen. Die schmidtsche Schubspannung $\tau^{(\alpha)}$ auf einem Gleitsystem (α) ist die Antriebskraft der Gleitung. Es gilt ([Ric71]):

$$\tau^{(\alpha)} = m^{*(\alpha)} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \boldsymbol{\sigma} \cdot s^{*(\alpha)} \quad \text{Gl. 4.1-1}$$

Dabei ist $s^{*(\alpha)}$ bzw. $m^{*(\alpha)}$ der Gleitrichtungsvektor bzw. der senkrecht zur Gleitebene liegende Vektor im verformten Zustand. ρ_0 bzw. ρ ist die Dichte im unverformten bzw. verformten Zustand. $\boldsymbol{\sigma}$ ist der Spannungstensor.

Es wird angenommen, dass die elastischen Eigenschaften von der Gleitung nicht beeinflusst werden. Wie von Peirce, Asaro und Needleman [Pei83] vorgeschlagen, wird die zeitunabhängige Plastizität als Grenzfall der zeitabhängigen Plastizität gesehen. Hier werden nur die wichtigsten Gleichungen angegeben. Für weitere Informationen wird der Leser auf [Hua91] verwiesen.

Die Gleitgeschwindigkeit in einem System (α) als Funktion der schmidtschen Schubspannung $\tau^{(\alpha)}$ lautet:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = a^{(\alpha)} f^{(\alpha)} \left(\frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}} \right) \quad \text{Gl. 4.1-2}$$

Dabei ist $\dot{a}^{(\alpha)}$ eine Bezugsdehnungsgeschwindigkeit in dem System mit dem Index (α) , $g^{(\alpha)}$ die aktuelle Fließgrenze und $f^{(\alpha)}$ eine Funktion, welche die Abhängigkeit der Dehnungsgeschwindigkeit von der Spannung beschreibt. Die Gleichung von Hutchinson [Hut76] wird verwendet:

$$f^{(\alpha)}\left(\frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}}\right) = \frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}} \cdot \left|\frac{\tau^{(\alpha)}}{g^{(\alpha)}}\right|^{n-1} \tag{Gl. 4.1-3}$$

wobei n der Dehnratenexponent ist. Wird n sehr groß, so beschreibt Gl. 4.1-3 ein Verhalten, das praktisch von der Belastungsgeschwindigkeit unabhängig ist.

Eine Verfestigung kann durch die Entwicklung der aktuellen Fließgrenze $g^{(\alpha)}$ charakterisiert werden. Die folgende Gleichung gilt ($h_{\alpha\beta}$ sind die Verfestigungsmoduln):

$$\dot{g}^{(\alpha)} = \sum_{\beta} h_{\alpha\beta} \dot{\gamma}^{(\beta)} \tag{Gl. 4.1-4}$$

Der verwendete Modellansatz arbeitet ohne explizite Fließgrenze. Ist die Schubspannung in einem System nicht gleich null, treten plastische Verformungen ein. Im allgemeinen ist also jedes System aktiv. Dennoch sind die Gleitraten von Systemen mit einer Schubspannung kleiner als die Fließgrenze τ_0 sehr niedrig, wenn man einen hohen Wert für Exponent n wählt (der Wert $n \geq 50$ wird in der Literatur [Hua91] vorgeschlagen).

Für unsere Rechnungen wurden folgende Definitionen der Verfestigungsmoduln verwendet (von Peirce, Asaro und Needleman [Pei82] und Asaro [Asa83a,b] vorgeschlagen):

$$h_{\alpha\alpha} = h_0 \sec h^2 \left| \frac{h_0 \gamma}{\tau_s - \tau_0} \right| = h_0 \left(2 \frac{e^{-\frac{h_0 \gamma}{\tau_s - \tau_0}}}{1 + e^{-\frac{2h_0 \gamma}{\tau_s - \tau_0}}} \right)^2 \tag{Gl. 4.1-5}$$

$$h_{\alpha\beta} = q h_{\alpha\alpha} \quad \text{für } \alpha \neq \beta \tag{Gl. 4.1-6}$$

wobei h_0 : anfänglicher Verfestigungsmodul
 $\tau_0 = g^{(\alpha)}(0)$: anfängliche Fließgrenze
 τ_s : Sättigungsspannung
 γ : akkumulierte Schubdehnung aller Gleitsysteme

$$\gamma = \sum_{\alpha} \int_0^t \left| \dot{\gamma}^{(\alpha)} \right| dt \tag{Gl. 4.1-7}$$

Die durch Gl. 4.1-5 und Gl. 4.1-7 definierte Verfestigung beschreibt einen Werkstoff, der bei hohen Dehnungen in Sättigung kommt, wenn die Fließspannung die Sättigungsspannung τ_s erreicht.

In dieser Arbeit wurde eine von Huang [Hua91] entwickelte sogenannte User Material Subroutine (UMAT) für ABAQUS verwendet, welche die Kristallplastizität eines Einzelkristalls modelliert.

Die folgenden Daten sind in dem Input-File anzugeben:

- Elastische Moduln c_{11} , c_{12} und c_{44}
- Gleitsysteme für jeden Kristall (kfz oder krz)

- Ursprüngliche Orientierung jedes Kristalls im globalen ABAQUS-Koordinatensystem
- Fließgrenze τ_0 und Sättigungsspannung τ_s
- Dehnungsrate $\dot{a}^{(\alpha)}$ und Exponent n
- Verfestigungsparameter h_0, q, q_1

Um die UMAT zu prüfen, wurden zuerst die von Huang [Hua91] vorgeschlagenen Werte (für Kupfer) verwendet: $c_{11}=168400$ MPa, $c_{12}=121400$ MPa, $c_{44}=75400$ MPa, $\dot{a} = 0.001 \text{sec}^{-1}$, $n=10$, $h_0=541.5$ MPa, $\tau_s=109.5$ MPa, $\tau_0=60.8$ MPa, $q=q_1=1$

4.1.2.1 Zugversuche an Polykristallen: 11 Körner-Modell mit einer Elementschicht

Es wurde zuerst sichergestellt, dass das Verhalten der einzelnen Körner als Bestandteile von Polykristallen richtig beschrieben wird. Simulationen von einachsigen Zugversuchen an Einzelkörnern wurden mit analytischen Rechnungen verglichen. Die Übereinstimmung war sehr gut.

Für die Simulation des plastischen Verhaltens eines Polykristalls wird das in Abbildung 4.1-11 dargestellte FE-Modell verwendet. Es stellt eine flache Zugprobe mit elf in Dickenrichtung durchgehenden Körnern dar, die von 1 bis 11 nummeriert sind. Die Korngrenzflächen sind eben und liegen alle senkrecht zur x_1 - x_2 -Ebene. Die Geometrie wurde willkürlich gewählt. Das Modell besteht in der „Grundversion“ (Abbildung 4.1-11) aus insgesamt 77 in einer Schicht angeordneten 20-Knoten-Quaderelementen, die bei reduzierter Integration (acht Gaußpunkte pro Element) mit quadratischen Ansatzfunktionen arbeiten. Die Probe ist an ihrem linken Rand ($x_1=0$) gelagert, wo sämtliche Knoten in x_1 -Richtung (Belastungsrichtung) festgehalten sind. Zusätzlich sind der Knoten bei ($x_1=0.0, x_2=6.0, x_3=0.0$) in x_3 -Richtung und der Knoten bei (0.0, 0.0, 0.0) in allen Richtungen fixiert. Auf diese Weise sind Starrkörpertranslationen und -rotationen ausgeschlossen, Querkontraktionen hingegen möglich, so dass es zu keinen zusätzlichen Zwängen durch die Einspannung kommt. In Abbildung 4.1-11a sind alle blockierten Freiheitsgrade durch kurze Pfeile gekennzeichnet. Die Belastung wird am rechten Rand ($x_1=10$) aufgebracht. Dort werden sämtlichen Knoten die gleiche Verschiebung in x_1 -Richtung aufgezwungen.

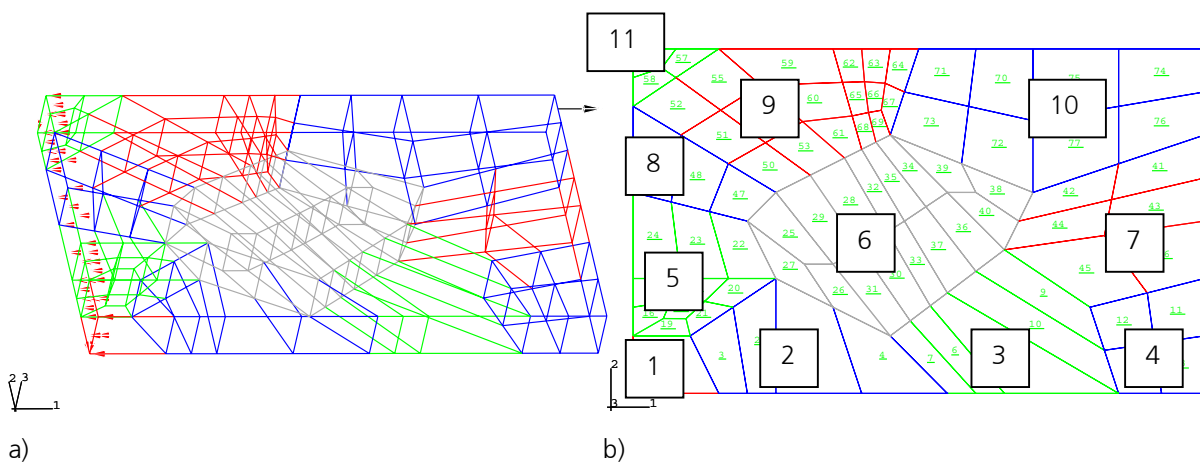
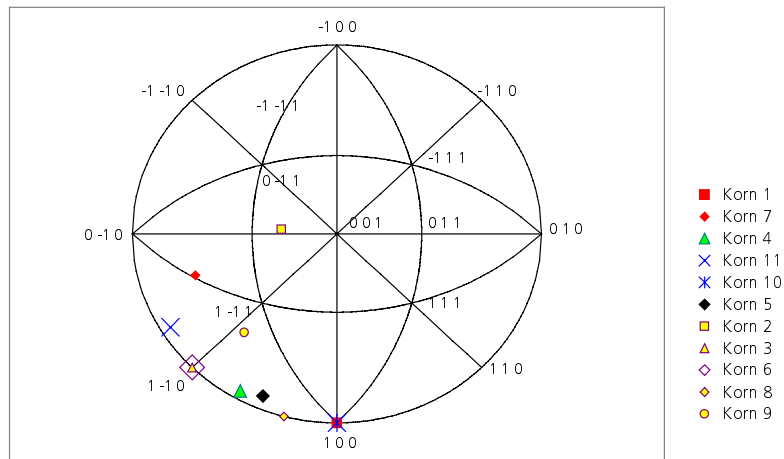


Abbildung 4.1-11: Verwendetes FE-Modell zur Simulation von Zugversuchen an einem Polykristall: a) Perspektivische Darstellung; b) Blick von oben, Körner nummeriert

Zunächst wurde eine Konvergenzstudie zum Einfluss der Elementdiskretisierung mit 77, 202 und 405 Elementen durchgeführt. Die kristallographischen Orientierungen der elf Körner sind in Abbildung 4.1-12 in inverser stereographischer Projektion dargestellt; sie wurden willkürlich gewählt. Die Orientierung der Körner wurde durch die drei eulerschen Winkel angegeben. Vorhanden sind Körner, die so orientiert sind, dass sie hohe elastische Dehnungen in Zugrichtung (ϵ_{11}) aufweisen (Körner 1 und 10; die Zugachse zeigt etwa in Richtung der Kanten der Elementarzelle). Die Körner 5 und 9 sind vorwiegend für Einfachgleitung und die restlichen Körner eher für Mehrfachgleitung (die Körner liegen mehr oder weniger nah an den Bereichsgrenzen) orientiert. Weitere Informationen über die eulerschen Winkel und die inverse stereographische Projektion in [Anhang A.4.1-3](#) enthalten.

Abbildung 4.1-13 stellt als Beispiel die Spannungsverteilungen σ_{11} und die Dehnungsverteilungen ϵ_{11} (in Zugrichtung) für die drei unterschiedlichen Netze dar. Diese Ergebnisse entsprechen Rechnungen mit einer angelegten Kraft von 1000 N (Nennspannung $\sigma_{11}^n=166,7$ MPa). Nur winzige Unterschiede bei der Spannungs- sowie der Dehnungsverteilung sind zwischen den Rechnungen mit 202 und 425 Elementen zu beobachten. Das Netz mit 77 Elementen scheint dagegen zu grob zu sein. Das Modell mit 202 Elementen wurde aus Rechenzeitgründen für die weiteren Untersuchungen verwendet.



Korn	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
ψ [Grad]	0,0	85,0	45,0	10,0	5,0	0,0	27,0	0,0	45,0	0,0	14,0
ν [Grad]	0,0	60,0	0,0	15,0	55,0	0,0	43,0	20,0	30,0	30,0	12,0
ϕ [Grad]	0,0	15,0	0,0	20,0	20,0	45,0	52,0	15,0	0,0	0,0	45,0

Abbildung 4.1-12: Kristallographische Orientierungen der elf Körner: inverse stereographische Projektion

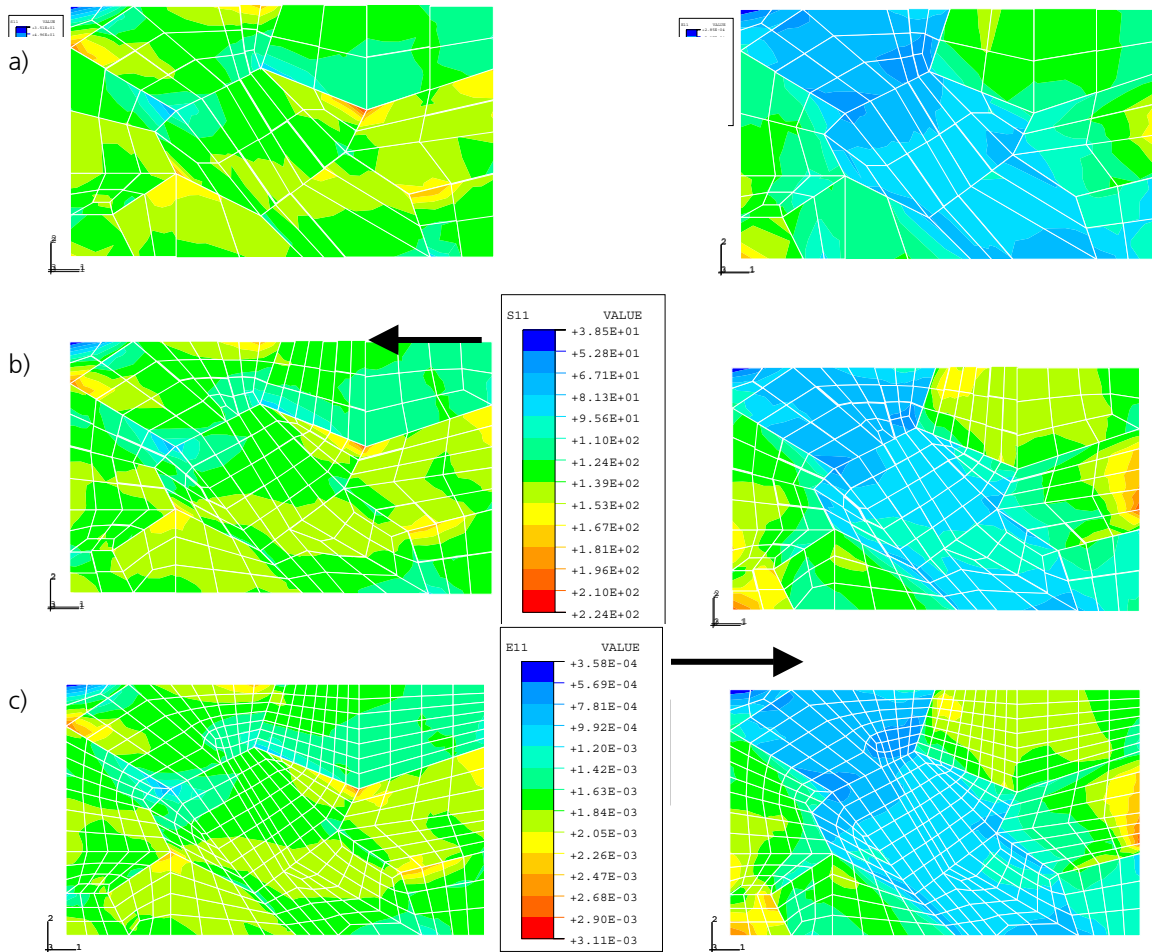


Abbildung 4.1-13: Spannungsverteilungen σ_{11} und Dehnungsverteilungen ϵ_{11} bei einer Nennspannung $\sigma_{11}^n=166,7$ MPa; Modell mit a) 77 Elementen; b) 202 Elementen; c) 425 Elementen

Im weiteren wird das Fließverhalten der Modelle im Detail analysiert. Zuerst werden elastische dann plastische Rechnungen vorgestellt.

Elastische Rechnungen

Das Modell mit 202 Elementen wurde verwendet, allerdings jetzt mit anderen Kornorientierungen (siehe Tabelle T.4.1-1 und Anhang A.4.1-3). Die angelegte Kraft betrug 50 N, was einer Nennspannung σ_{11}^n von ca. 8,3 MPa entspricht. Für die anderen Normalspannungen gilt $\sigma_{22}^n=0$ und $\sigma_{33}^n=0$.

Korn	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
ψ [°]	0.0	27.0	-45.0	5.0	10.0	0.0	46.0	45.0	0.0	-45.0	14.0
ν [°]	0.0	43.0	45.0	55.0	15.0	-45.0	17.0	45.0	30.0	-45.0	12.0
φ [°]	0.0	52.0	0.0	20.0	20.0	45.0	40.0	45.0	0.0	0.0	45.0

Tabelle T.4.1-1: Eulersche Winkel der 11 Körner

Vorhanden sind Körner die so orientiert sind, dass sie hohe elastische Dehnungen in Zugrichtung aufweisen (Körner 1 und 9; die Zugachse zeigt etwa in Richtung der Kanten der Elementarzelle) und Körner die so orientiert sind, dass sie niedrige elastische Dehnungen in Zugrichtung

aufweisen (Körner 3 und 10; die Zugachse zeigt in etwa in Richtung der Raumdiagonale der Elementarzelle), ferner solche, die vorwiegend für Einfachgleitung (Körner 4, 7 und 8) bzw. eher für Mehrfachgleitung (restliche Körner liegen mehr oder weniger nah an den Bereichsgrenzen) orientiert sind.

Abbildung 4.1-14 gibt die Spannungsverteilung (σ_{11}) und die Dehnungsverteilungen (ϵ_{11}) bei einer Nennspannung von 8,3 MPa wieder. Gemein ist beiden dargestellten Größen zunächst, dass sie sehr inhomogen über die Probe verteilt sind. Dabei sind sowohl Unterschiede von Korn zu Korn als auch innerhalb der Körner zu erkennen. Das Verhältnis von Maximal- zu Minimalwert liegt bei σ_{11} bzw. ϵ_{11} bei etwa 3,2 bzw. 3,5. Das Verhältnis von Maximal- zu Mittelwert (Auswertung aller Gaußpunkte) liegt bei σ_{11} bzw. ϵ_{11} bei etwa 1,6 bzw. 1,8. Die konkrete Verteilung der Größen ist aufgrund der komplexen Wechselwirkungen der Körner nur mit Vorsicht zu begründen. Die tendenziellen Verhältnisse lassen sich jedoch plausibel machen, wenn die Körner zu durch die Probe laufenden „Bändern“ zusammengefasst werden. So herrschen in vertikalen Bändern, von denen mehrere eine „Reihenschaltung“ bilden, gleiche gemittelte Zugspannungen, während sich horizontale Bänder, die „parallel geschaltet“ sind, durch gleiche gemittelte Längsdehnungen auszeichnen. Wird zum Beispiel die Dehnungsverteilung ϵ_{11} betrachtet, fällt ein Band geringer Verformung auf, das durch die Körner 3, 6 und 10 gebildet wird. Dessen geringe Deformation lässt sich vor allem auf die große elastische Steifigkeit der Körner 3 und 10 zurückführen. Demgegenüber sind die elastisch weichen Körner 1 und 9 leicht verformbar. Auf entsprechende Weise lassen sich die relativ geringen Zugspannungen σ_{11} in den Körnern 1 und 9 verstehen, die aus den elastischen Eigenschaften dieser weichen Körner resultieren.

Die Darstellung der Spannungsverteilung σ_{22} (Abbildung 4.1-15) dient im wesentlichen dazu, exemplarisch die Mehrachsigkeit der Belastungsgrößen aufzuzeigen. Vor allem an Korngrenzen und Tripelpunkten sind betragsmäßig verstärkte Werte von σ_{22} zu beobachten, wobei sowohl Zug- als auch Druckbereiche auftreten. Die Größenordnungen erreichen hier lokal Werte von ca. 44% der globalen Zugspannung in Lastrichtung, obwohl die makroskopische Nennspannung σ_{22}^n Null ist. Ähnliche Inkompatibilitätseinflüsse sind auch bei den anderen Spannungs- bzw. Dehnungskomponenten zu beobachten. Insgesamt lässt sich feststellen, dass die Mehrachsigkeit vor allem an den Korngrenzen sehr ausgeprägt ist.

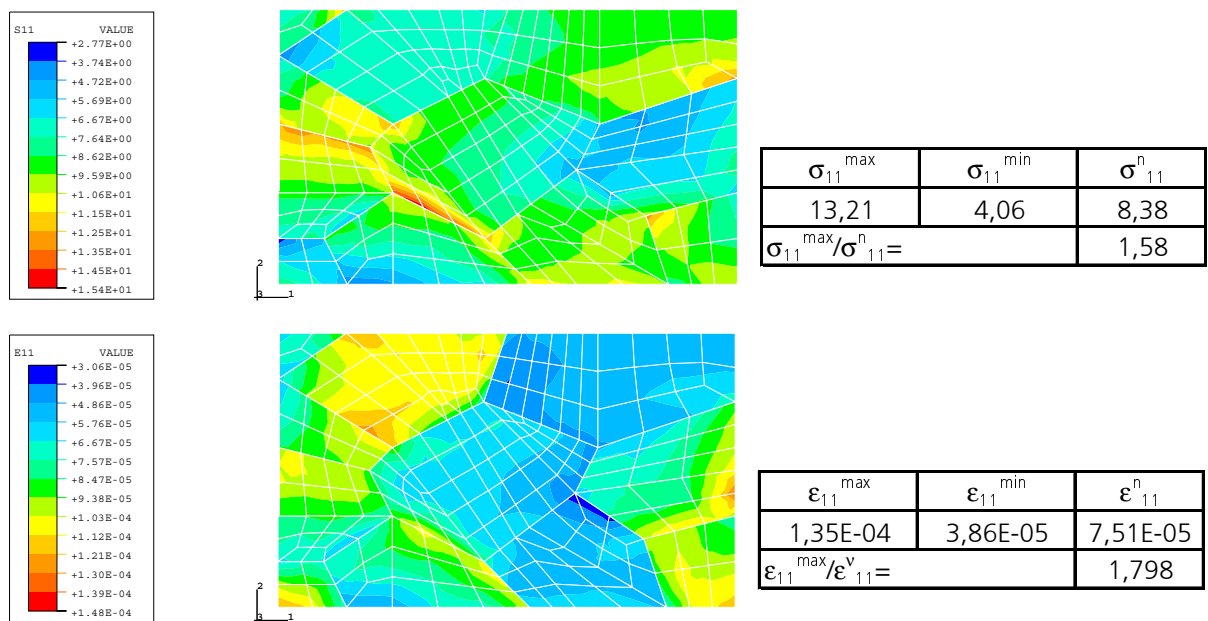


Abbildung 4.1-14: Spannungsverteilung σ_{11} und Dehnungsverteilung ϵ_{11} bei der Nennspannung $\sigma_{11}^n=8,3$ MPa

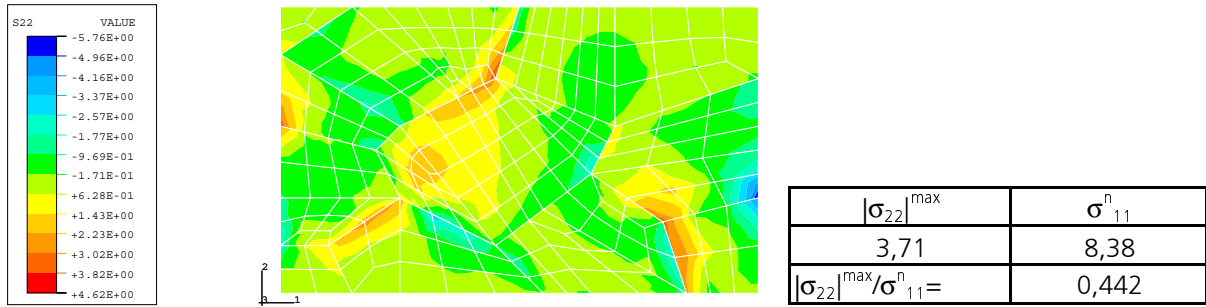


Abbildung 4.1-15: Spannungsverteilung σ_{22} bei einer Nennspannung $\sigma_{11}^n=8,3$ MPa

Weitere Rechnungen mit dem Netz aus 202 Elementen, jedoch mit unterschiedlichen Orientierungsverteilungen wurden durchgeführt. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass nicht nur die Orientierung des betrachteten Kornes zu berücksichtigen ist, sondern auch die Orientierungen der benachbarten Körner, wenn man das Verhalten des Polykristalls verstehen will. Dies ist natürlich keine Überraschung.

Bisher wurde der Einfluss der elastischen Anisotropie auf die Spannungs- und Dehnungsfelder aufgezeigt. Im Folgenden wird das plastische Verhalten des Polykristalls untersucht. Dazu wird das vorher vorgestellte Modell mit 202 Elementen und den Orientierungen aus der Tabelle T.4.1-1 weiter verwendet. Der angelegten Kraft wurde ein Wert von 1000 N zugewiesen, was einer Nennspannung von 166,7 MPa entspricht.

Plastische Rechnungen

Der vorhergehende Abschnitt behandelt elastische Vorgänge, die bei kleinen Spannungen in einem Polykristall vorhanden sind. In diesem Abschnitt wird behandelt, wo die plastische Verformung einsetzt und wie sie sich nachfolgend über die gesamte Probe ausbreitet. Die ersten Schritte der Rechnung werden hier nicht vorgestellt, da sie nur eine Wiederholung des vorherigen Abschnittes wären. Es wird im folgenden ein Halbzyklus eines Spannungs-Dehnungs-Hystereseseasts betrachtet. Abbildung 4.1-16 zeigt die globale, d.h. über die Probe gemittelte Spannungs-Dehnungs-Kurve. Eingetragen ist auch die Nummerierung der Lastschritte (Inkrementen), auf die im weiteren Bezug genommen wird.

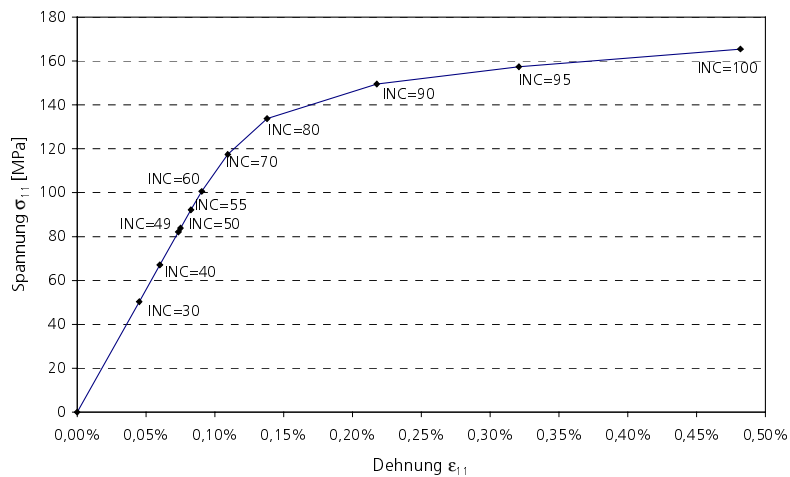


Abbildung 4.1-16: Globale Spannungs-Dehnungs-Kurve

Im Folgenden soll gezeigt werden, an welchen Stellen die inhomogene Belastungsverteilung das Auftreten erster lokaler Fließvorgänge begünstigt. Gemäß den Modellannahmen fängt eine Probe dort an zu fließen, wo die schmidtsche Schubspannung $\tau^{(\alpha)}$ eines beliebigen Gleitsystems α die zugehörige Bezugsspannung $\tau_0^{(\alpha)}$ erreicht. Dies ist dort der Fall, wo der äußere (dreiaxiale) Spannungszustand möglichst gut mit der kristallographischen Orientierung zusammenpasst und damit eine entsprechend große Projektion $\tau^{(\alpha)}$ auf ein Gleitsystem ergibt. Für eine Analyse bietet sich Abbildung 4.1-17 an, welche die schmidtsche Schubspannung $\tau^{(\alpha)}$ auf dem jeweils am stärksten belasteten Gleitsystem angibt. Stark gefährdet sind vor allem die unmittelbaren Umgebungen von Korngrenzen und Tripelpunkten. Verantwortlich ist der Zwang zur kompatiblen Verformung, der sowohl Spannungsüberhöhungen der Normalspannung σ_{11} , als auch der restlichen Spannungskomponenten und damit sehr komplexe Spannungszustände mit sich bringt. Es ist festzustellen, dass es schon beim 51. Lastschritt im Korn 4 zu plastischer Verformung kommt, obwohl die globale Spannungs-Dehnungs-Kurve noch rein elastisches Verhalten andeutet.

Von großer Bedeutung ist auch die Frage, wie viele Gleitsysteme zur inelastischen Verformungen beitragen. Es kam zuerst (beim 51. Inkrement) zu einer Einfachgleitung im Korn 4 (Gleitsystem 4). Nach dem 52. Inkrement wurde das Gleitsystem 12 im Korn 8 aktiv. Beim 54. Inkrement trat eine Zweifachgleitung (Systeme 4 und 9) im Korn 4 ein. Nach 57 Inkrementen trat Einfachgleitung im Korn 6 (System 9) und Zweifachgleitung im Korn 5 (Systeme 4 und 9). Bei den weiteren Inkrementen traten Gleitungen in den anderen Elementen ein. Nach dem 83. Inkrement war mindestens ein Gleitsystem pro Korn aktiv und Mehrfachgleitungen traten in vielen Körnern ein, insbesondere im Korn 1 und 9. Am Ende der Rechnung wurden bis zu 8 Systeme pro Korn (Korn 1 und 9) aktiv. In den Körnern 4, 5 und 11 waren jedoch nur bis zu drei Gleitsysteme aktiv. Die anfänglich stark belasteten Korngrenzen treten relativ zu den restlichen Bereichen nicht mehr so deutlich hervor, zum Teil sind sie sogar weniger belastet als die inneren Kornbereiche (ohne Abbildung). Wird demgegenüber die Zahl der aktiven Gleitsysteme betrachtet, so zeichnen sich die korngrenznahen Bereiche aber auch weiterhin bzw. sogar noch verstärkt ab (ohne Abbildung).

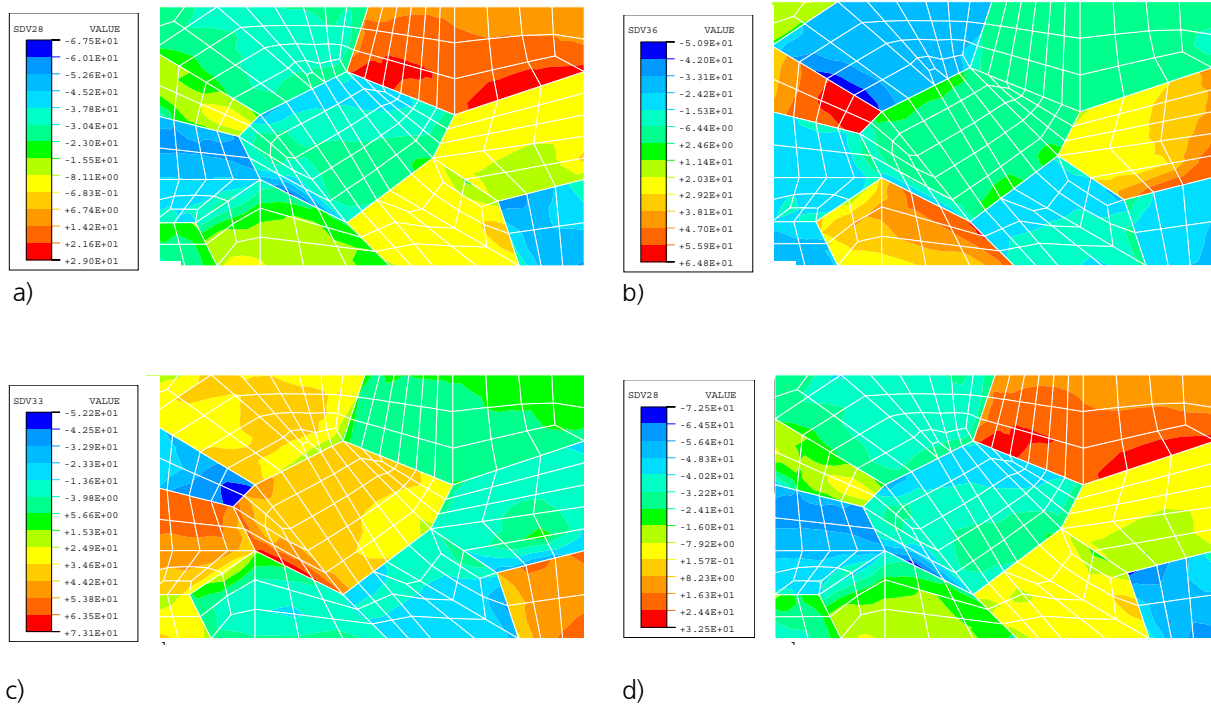


Abbildung 4.1-17: Schmidtsche Schubspannung $\tau^{(\alpha)}$ in dem jeweils am stärksten belasteten Gleitsystem; a) $\tau^{(4)}$ nach 51 Inkrementen; b) $\tau^{(12)}$ nach 52 Inkrementen; c) $\tau^{(9)}$ nach 57 Inkrementen d) $\tau^{(4)}$ nach 57 Inkrementen

Abbildung 4.1-18 zeigt die akkumulierte Schubdehnung γ über alle Gleitsysteme bei einer Nennspannung von 166,7 MPa. Sie wird anhand der Gleichung 4.1-7 (Seite 59) berechnet. Sie ist maximal in den Körnern 4, 5, 6, und 8, d.h. in den Körnern, in denen die höchsten elastischen Spannungskonzentrationen aufgetreten waren (Abbildung 4.1-14). Dies stimmt mit den Ergebnissen von Harder [Har97] überein.

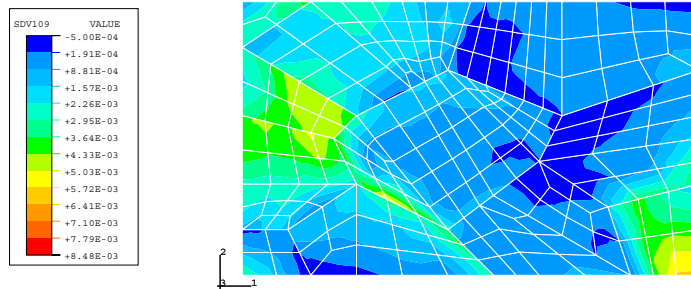


Abbildung 4.1-18: Berechnete akkumulierte Schubdehnung γ über alle Gleitsysteme bei $\sigma_{11}^n=166,7$ MPa

Das Verhältnis von Maximal- zu Minimaldehnung ist von 3,5 im elastischen Zustand über 6,8 im plastischen Zustand angestiegen. Ferner ist festzustellen, dass die elastisch weichen Körner 1 und 9 sich plastisch hart verhalten: Aufgrund ihres ungünstigen schmidtschen Faktors haben sie sich verhältnismäßig wenig verformt (Abbildung 4.1-19). Zu sehen ist auch, dass die Spannungsverteilung σ_{11} eine deutliche Tendenz zur Homogenisierung zeigt (Abbildung 4.1-20).

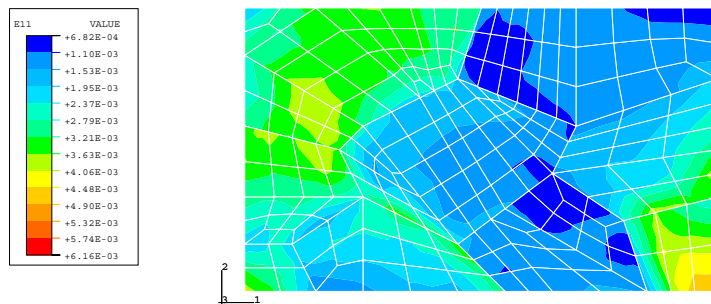


Abbildung 4.1-19: Dehnungsverteilung (ϵ_{11}) bei $\sigma_{11}^n=166,7$ MPa

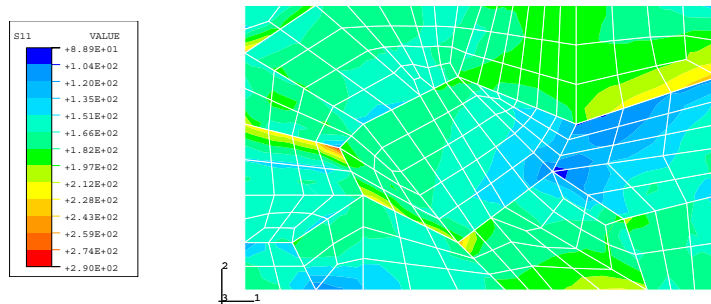


Abbildung 4.1-20: Spannungsverteilung (σ_{11}) bei $\sigma_{11}^n=166,7$ MPa

Einige weitere Rechnungen mit unterschiedlichen Kornorientierungen wurden durchgeführt. Sie sind qualitativ gleich und werden hier nicht vorgestellt.

4.1.2.2 Zugversuche an Polykristallen: 10 Körner-Modell mit 5 Elementschichten

Weiterhin wurde ein dreidimensionales FE-Modell von einer realen Kristallstruktur abgebildet. Es handelt sich um eine Probe aus einer Fe-Cr-Legierung, die an der Universität des Saarlandes von der Arbeitsgruppe von Professor Vehoff (Lehrstuhl für Grundlagen der Werkstoffwissenschaften und Fertigungstechnik, LGWF) getestet wurde. Der Werkstoff ist kubisch-raumzentriert. Die elastischen Konstanten ($c_{11}=230000$ MPa, $c_{12}=125000$ MPa und $c_{44}=113600$ MPa) und die kristallographischen Orientierungen der unterschiedlichen Körner (Tabelle T.4.1-2) wurden experimentell mit „Orientation Imaging Microscopy“ (OIM) ermittelt. Das FE-Modell besteht aus insgesamt 8192 dreidimensionalen 8-Knoten-Elementen. Die Probe ist an ihrem linken Rand ($x_2=140$) gelagert, wo sämtliche Knoten in x_2 -Richtung (Belastungsrichtung) festgehalten sind. Die Knoten ($x_1=50$, $x_2=140$) sind in x_1 -Richtung fest. Zusätzlich sind die Knoten an der hinteren Seite ($x_3=0$) in x_3 -Richtung fixiert. Eine Spannung von 100 MPa wird auf der rechten Stirnfläche ($x_2=-145$) aufgebracht. Abbildung 4.1-21 zeigt das FE-Modell und eine OIM-Abbildung der realen Probe.

Korn	ψ [Grad]	ν [Grad]	ϕ [Grad]
1	100,9	30,9	33,8
2	108,0	51,2	308,7
3	85,0	32,1	17,0
4	55,1	59,1	345,3
5	51,5	58,6	62,3
6	97,6	61,4	326,8
7	113,8	54,9	15,2
8	118,8	40,9	351,4
9	95,1	57,9	32,0
10	168,9	29,1	246,0

Tabelle T.4.1-2: Eulersche Winkel der 10 Körner der untersuchten Fe-Cr-Probe

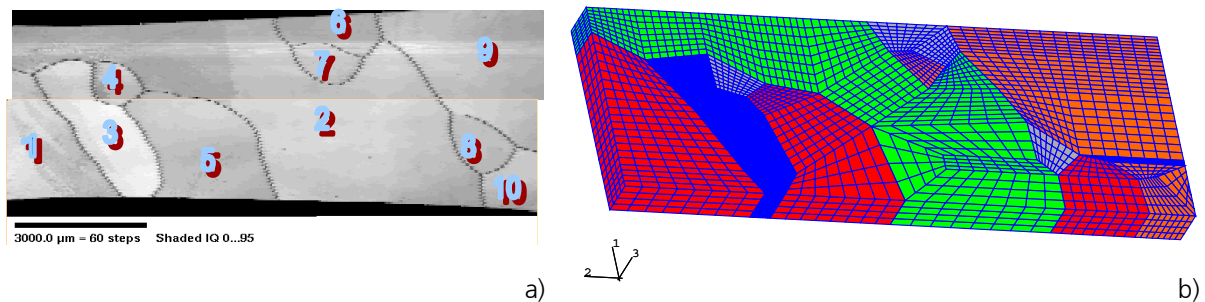


Abbildung 4.1-21: a) Reale Probe (OIM); b) FE-Modell

Es wurde zuerst anisotrop elastisch, dann elastisch-plastisch (Es wurde in beiden Fällen eine Nennspannung σ_{22}^n von 100 MPa definiert) gerechnet. Die Ergebnisse wurden verglichen. Da keine experimentell ermittelten Werte vorlagen, wurden willkürliche Werte für die Verfestigungsparameter, die anfängliche Fließspannung und die Sättigungsspannung eingesetzt:

$$\dot{\alpha}=0.001 \text{ sec}^{-1}, n=50, h_0=1000 \text{ MPa}, \tau_s=120 \text{ MPa}, \tau_0=60 \text{ MPa}, q=q_1=1.$$

Bei der Rechnung mit elastischem bzw. elastisch-plastischem Materialverhalten ist das Verhältnis von Maximal- zu Minimalspannung von 2,57 bzw. 2,38: Eine Homogenisierung der Spannung findet statt. Das Verhältnis von Maximal- zu Minimaldehnung ist im Gegensatz von 2,28 im elastischem Zustand auf 2,58 im elastisch-plastischem Zustand angestiegen. Da diese

Unterschiede graphisch nicht sehr auffällig sind, werden nur Spannungs- und Dehnungsverteilungen für den Fall der elastisch-plastischen Rechnung gezeigt (Abbildungen 4.1-22).

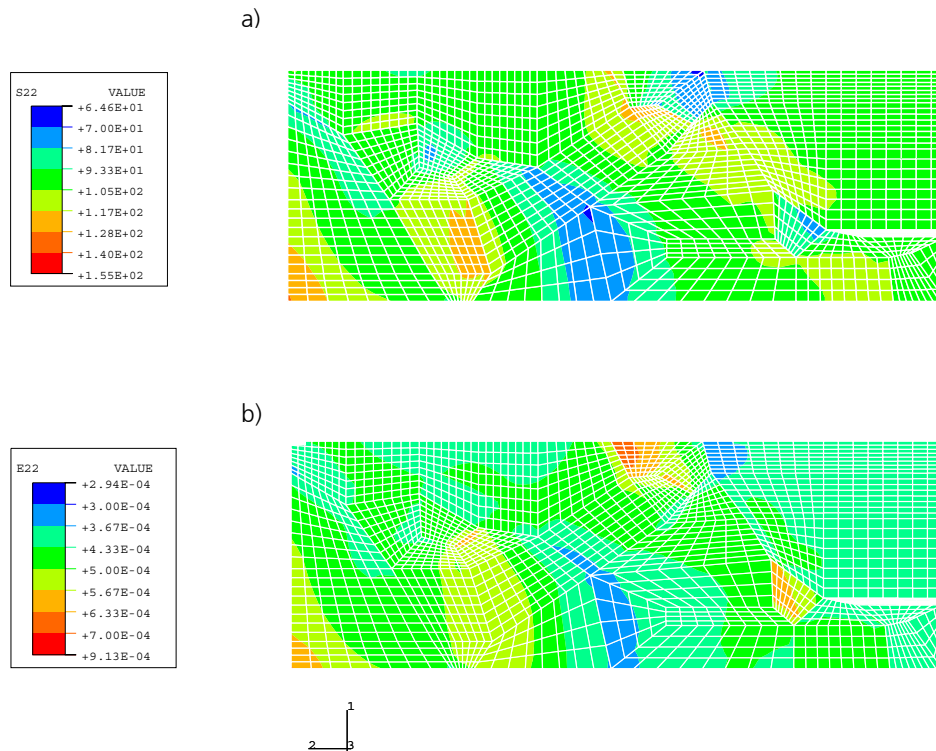


Abbildung 4.1-22: a) Spannungsverteilung (σ_{22}); b) Dehnungsverteilung (ϵ_{22}) für eine elastisch-plastische Rechnung bei einer Nennspannung von 100 MPa

4.1.2.3 Modellierung des plastischen Verhaltens: Zusammenfassung

- Im elastischen Fall sind Spannungen und Dehnungen sehr inhomogen über die Probe verteilt. Spannungsüberhöhungen werden oft an Korngrenzen und Tripelpunkten beobachtet.
- Das Auftreten von Fließvorgängen erfolgt in der Probe sehr inhomogen: Bei manchen Körnern werden Gleitsysteme sehr früh aktiviert; bei anderen kommt es erst viel später zur Abgleitung. Dies ist von der Orientierung des betrachteten Kornes und von der Orientierung seiner benachbarten Körner abhängig.
- Obwohl bei den ersten Lastschritten vor allem die unmittelbaren Umgebungen von Korngrenzen und Tripelpunkten herausragen, treten diese anfänglich stark belasteten Bereiche später relativ zu den restlichen Bereichen nicht mehr hervor, zum Teil sind sie sogar weniger belastet als die Bereiche im Korninneren.
- Die höchsten akkumulierten Schubdehnungen treten in den Körnern auf, in denen die höchsten elastischen Spannungen auftraten.
- Dies deutet darauf hin, dass die Modellierung der elastischen Anisotropie im Lebensdauermodell berücksichtigt werden soll, was im Masing-Modell nicht enthalten ist.
- Krupp et al. [Kru00] haben gezeigt (allerdings an einem anderen Werkstoff, β -Titanlegierung), dass eine elastische Anisotropie genau an solchen Stellen zu erheblichen Spannungsüberhöhungen führt, wo tatsächlich Risse entstanden sind.

- Vergleicht man elastische und elastisch-plastische Rechnungen (wobei die gleiche Nennspannung definiert wird), so fällt auf, dass bei plastischen Rechnungen die Spannungsverteilungen homogener sind. Dagegen sind die Dehnungsverteilungen bei plastischen Rechnungen inhomogener als bei elastischen Rechnungen.

4.2 Modellierung der Rissbildung

Wie die Versuchsergebnisse gezeigt haben, können die Rissbildungsphase und das Wachstum von sehr kurzen Rissen (Risslänge im Bereich der Korngröße) einen erheblichen Anteil an der Lebensdauer (mehr als 50%) ausmachen. In diesem Abschnitt wird ein Modell zur Berechnung der Zeit der Rissbildung vorgeschlagen. Basis dieses Modells ist das Modell von Tanaka und Mura [Tan81]. Das Modell wurde im Kapitel 2 vorgestellt. Die Bildungszeit kann mit der Gleichung (Gl.2.2-2) (Seite 4) als Funktion der lokalen „plastischen Dehnungsamplitude“ $\Delta\gamma$ berechnet werden. Tanaka und Mura geben auch eine gleichwertige Formulierung in Spannungen an:

$$n_i = \frac{4 \cdot G \cdot \omega_s}{(\Delta\tau - 2k)^2 \cdot \pi \cdot (1 - \nu) \cdot d} \quad \text{Gl. 4.2-1}$$

G ist der Schubmodul, ω_s die spezifische Bruchenergie, ν die Querkontraktionszahl und d die Länge der Versetzungsaufstauung.

Wird in (Gl.2.2-2) $\Delta\gamma$ als Funktion der Schubspannung $\Delta\tau$ und der Rückspannung k berechnet (siehe Seite 4). Mit (Gl.2.2-2) werden also keine anderen Ergebnisse als mit (Gl.4.2-1) erzielt.

Die lokale plastische Dehnungsamplitude im aktiven Gleitsystem könnte, wie im vorherigen Abschnitt aufgezeigt, durch eine FE-Modellierung von Kristallaggregaten und Verwendung des Kristallplastizitätsmaterialmodells berechnet werden. Es ist aber mit der derzeitigen zur Verfügung stehenden Rechenkapazität noch nicht möglich, eine LCF-Probe mit Kristallplastizität zu berechnen.

Deswegen wurde Gleichung (Gl.4.2-1) verwendet, um die Zeitdauer der Bildung annähernd zu bestimmen. Vereinfachend werden makroskopische Spannungen und Dehnungen verwendet: Die Spannungsamplitude ist aus den Versuchen bekannt. Die erreichbare maximale Schubspannung erhält man für einen schmidtschen Faktor von 0,5. Für die Rückspannung k bzw. die spezifische Bruchenergie ω_s geben Tryon und Cruse [Tyr97] für einen ferritisch-perlitischen Stahl mit niedrigem Kohlenstoffanteil (0,20 C; 0,92 Mn; 0,26 Si; 0,11 P; 0,15 S; 0,009 N) die Werte 28 MPa bzw. 440 kJ/m an. In Ermangelung anderer Daten wurden diese Werte für den hier untersuchten austenitischen Werkstoff übernommen.

Tabelle T.4.2-1 gibt die berechneten und die gemessenen Zyklenzahlen bei der Rissbildung für die vier Versuche, die mit Replika-Abdrücken belegt wurden, wieder. Für die Berechnung wird die Länge der Versetzungsaufstauung der Korngröße gleich gesetzt. Bei den Versuchen wird unter Rissbildung die Bildung eines Risses einer Länge von einer Korngröße verstanden.

Versuch	$\Delta\sigma$ [MPa]	$\Delta\tau_{\max}$ [MPa]	Zyklenzahl bis zur Rissbildung Versuch	Zyklenzahl bis zur Rissbildung Rechnung
LRCx08 $\epsilon_a=0,25\%$	490	245	32000	28006
LRCx04 $\epsilon_a=0,35\%$	540	270	12500	21844
LRCx10 $\epsilon_a=0,5\%$	620	310	5670	15506
LRCx11 $\epsilon_a=1,0\%$	830	415	700	7762

Tabelle T.4.2-1: Berechnung der Zyklenzahl bis zur Bildung eines Risses von einer Länge einer Korngröße nach Gl. 4.2-1

Wie man sehen kann, stimmt die berechnete Anzahl von Zyklen bis zur Rissbildung im Falle der Probe LRCx08 mit der gemessenen Zyklenzahl gut überein. Bei den übrigen Versuchen weichen die errechneten und gemessenen Bildungszeiten stark voneinander ab. Möglicherweise sind die für k und ω_s eingesetzten Werte ungeeignet.

Im Kapitel 5 wird eine Vereinfachung des Modells von Tanaka zur praktischen Anwendung vorgeschlagen, die über eine Fit-Konstante die Anpassung der vorhandenen experimentellen Daten ermöglicht.

4.3 Modellierung des Risswachstums

In einem ersten Abschnitt werden da/dN -Messungen und deren bruchmechanische Beschreibung vorgestellt. In einem zweiten Abschnitt werden die Besonderheiten des Kurzrisswachstums und FE-Modelle zur Modellierung dieses besonderen Verhaltens vorgestellt.

4.3.1 da/dN -Messungen und deren bruchmechanische Beschreibung

Wie bereits in Kapitel 3 erklärt, wurden bei einigen symmetrischen weggeregelten Versuchen Risse über die gesamte Lebensdauer verfolgt und deren Länge an der Probenoberfläche gemessen. Diese experimentellen Daten haben ermöglicht, die Risslänge als Funktion der Zyklenzahl aufzutragen. Diese Daten werden mit Polynom-Funktionen (8. Ordnung) geglättet, wie in Abbildung 4.3-1 exemplarisch für die Probe LRCx04 ($\epsilon_a=0,35\%$) und den Riss 6 dargestellt. Solche Ableitungen werden auch in einer ASTM Norm [ASTM81] empfohlen.

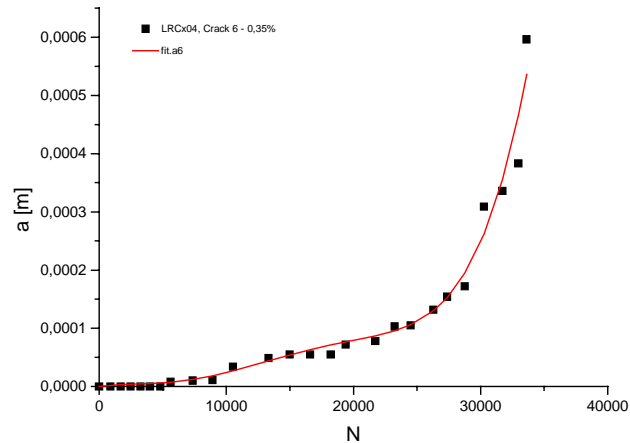


Abbildung 4.3-1: Risslänge als Funktion der Zyklenzahl, Probe LRCx04, Riss 6

Durch analytische Ableitung dieser Funktion wird die Rissfortschrittsrate da/dN berechnet und über der Risslänge punktwise aufgetragen (Abbildung 4.3-2).

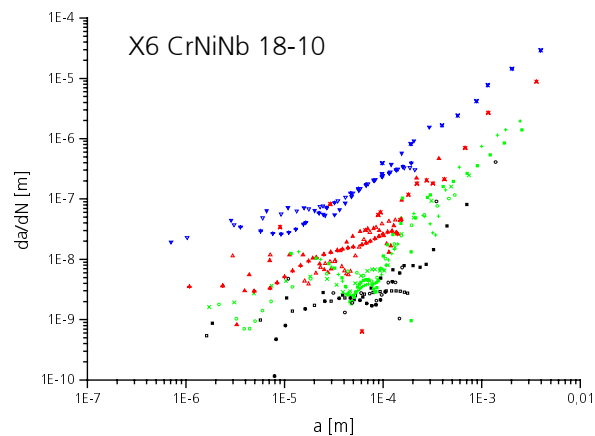


Abbildung 4.3-2: Rissfortschrittsrate als Funktion der Risslänge; verfolgte Risse bei einer Dehnungsamplitude von 0,25% (in schwarz), 0,35% (in grün), 0,5% (in rot) und 1,0% (in blau)

Die Berechnung der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK kann unter der Annahme eines halbkreisförmigen Oberflächenrisses in einem halbumendlichen Körper erfolgen, solange die Risttiefe a gegenüber dem Probendurchmesser d klein ist. Nach [Roo76] ergibt sich für den Spannungsintensitätsfaktor folgender Ausdruck:

$$\Delta K = 1,12 \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \Delta \sigma \cdot \sqrt{\pi \cdot a} \quad \text{Gl. 4.3-3}$$

Dabei ist $\Delta \sigma$ die Spannungsschwingbreite.

Die R-Abhängigkeit der Rissfortschrittsgleichungen wird über effektive Schwingbreiten des K-Faktors zu erfassen versucht. In den aufgeführten Gleichungen werden die Schwingbreiten ΔK und ΔK_0 durch die Effektivwerte ΔK_{eff} und $\Delta K_{0,\text{eff}}$ ersetzt. Damit verbindet sich die Vorstellung,

dass nur der Anteil eines Schwingspiels, bei dem der Riss vollständig geöffnet ist, einen Beitrag zur Rissfortschrittsrate leistet. Heitmann [Hei83] schlug die folgende Formel vor (für $R \leq 0,54$):

$$\frac{\Delta K_{eff}}{\Delta K} = \frac{\Delta \sigma_{eff}}{\Delta \sigma} = 3,72 \cdot (3 - R)^{-1,74} \quad \text{Gl. 4.3-4}$$

Mit den Formeln (Gl.4.3-5) aus der ASTM-Norm [ASTM77] und (Gl.4.3-3), kann eine maximale Spannungsamplitude berechnet werden, oberhalb derer der Gültigkeitsbereich der linear-elastischen Bruchmechanik überschritten wird.

$$a \geq \alpha \cdot \frac{\Delta K^2}{4\sigma_y^2} \quad \text{Gl. 4.3-5}$$

σ_y ist die Fließspannung des Materials und α eine Konstante, deren Wert meist mit 2,5 angenommen wird. Für den untersuchten Werkstoff ($\sigma_y=300$ MPa bei Raumtemperatur) beträgt die maximale zulässige Spannungsamplitude etwa 150 MPa.

Es wurde versucht, das gemessene Risswachstum mit dem linear-elastischen Bruchmechanikparameter ΔK_{eff} zu beschreiben. ΔK_{eff} wurde mit der Formel 4.3-4 berechnet, wobei $\Delta \sigma$ aus den aufgenommenen Hystereseschleifen für die weggeregelter Versuche (Kapitel 3.5) abgelesen wurde (siehe Tabelle T.4.3-1).

Versuch	ϵ_a [%]	$\Delta \sigma$ [MPa]
133	0,25	470
401	0,35	565
130	0,50	626
143	1,00	800

Tabelle T.4.3-1: Aus den Hystereseschleifen abgelesene Spannungsschwingbreiten

Abbildung 4.3-5 zeigt die Rissfortschrittsrate als Funktion der effektiven Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors für den hier untersuchten austenitischen Stahl und, für einen späteren Vergleich, für den Stahl St E 47, der von Heitmann [Hei83] untersucht wurde. Es ist nicht möglich, mit diesem Parameter das Risswachstum mit einem für alle Dehnungsamplituden gültigen Paris-Gesetz zu erfassen. Dies ist nicht überraschend, da für alle dargestellten da/dN -Kurven die Gültigkeitsbedingung der linear-elastischen Bruchmechanik (Gl. 4.3-5) verletzt wird.

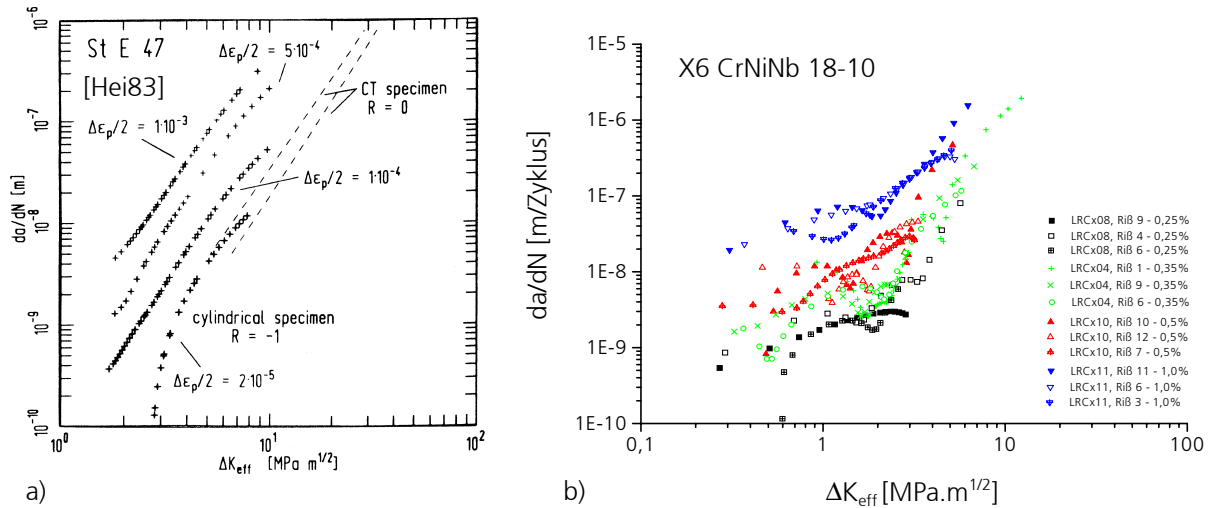


Abbildung 4.3-5: Beschreibung mit dem linear-elastischen Bruchmechanikparameter ΔK_{eff} ; a) St E 47 nach [Hei83]; b) X6 CrNiNb 18-10

Bei elastisch-plastischem Werkstoffverhalten können die Spannungen und Verschiebungen im Risspitzen-Nahfeld analog zum Spannungsintensitätsfaktor K durch das ricesche J-Integral beschrieben werden (elastisch-plastische Bruchmechanik). Es wird als Umlaufintegral entgegen dem Uhrzeiger von einem Rissufer um die Risspitze herum zum anderen Rissufer ausgeführt und ist wegunabhängig. Das J-Integral hängt wie der K-Faktor von der Risslänge, anderen Geometriefaktoren und der Belastung ab, außerdem vom Werkstoffgesetz. Im Grenzfall linear-elastischen Materialverhaltens ist das J-Integral identisch mit der Energiefreisetzungsrate \mathcal{E} und so mit den K-Faktoren verknüpft:

$$J = \mathcal{E} = \frac{K_I^2}{E'} + \frac{K_{II}^2}{E'} + \frac{K_{III}^2}{2G} \tag{Gl. 4.3-6}$$

Die Berechnung von J kann über das ricesche Linienintegral erfolgen:

$$J = \int_{\Gamma} [W \cdot dy - T \cdot \partial u / \partial x \cdot ds] \tag{Gl. 4.3-7}$$

Hierin bedeutet W die Energie pro Volumen, $W = \int \sigma_{ij} \cdot d\epsilon_{ij}$, und T bzw. u den Spannungs- bzw. Verschiebungsvektor jeweils an der Stelle s .

Ein spezielles Stoffgesetz wird nicht vorausgesetzt.

Im Falle einer zyklischen Beanspruchung, wurde vom Dowling und Begley [Dow76] der ΔJ -Parameter vorgeschlagen. Im folgenden wird dieser, wie von Wüthrich [Wüt82] vorgeschlagen, mit Z gekennzeichnet. In der Definition des J-Integrals werden Spannungs-, Dehnungs- und Verschiebungsgrößen durch die von unteren Lastumkehrpunkt berechneten Differenzen $\Delta\sigma_{ij}$, $\Delta\epsilon_{ij}$, Δu_i (Gl. 4.3-8) ersetzt.

$$Z = \int_{\Gamma} \left(W \cdot dy - \Delta T_i \cdot \frac{\partial \Delta u_i}{\partial x} \cdot ds \right) \tag{Gl. 4.3-8}$$

Lamba [Lam75] und Wüthrich [Wüt82] zeigten, dass das Z-Integral unter der Voraussetzung wegunabhängig ist, dass außer in einer kleinen Prozesszone in der Risspitzenumgebung überall eine eindeutige Funktion zwischen Spannungs- und Dehnungsamplituden besteht. Bei der

Berechnung des J-Integrals ist diese Voraussetzung erfüllt, wenn die Stoffgesetze zur Berechnung der plastischen Wechselverformung geeignet definiert werden. Seeger [See96] zeigte, dass Stoffgesetze vom Typ Masing-Memory diese Voraussetzung erfüllen.

Die zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurven des Versuchswerkstoffes lassen sich näherungsweise in Form einer Ramberg-Osgood-Beziehung beschreiben (Abbildung 4.3-6):

$$\Delta \varepsilon = \Delta \varepsilon_e + \Delta \varepsilon_p = \frac{\Delta \sigma}{E} + 2 \cdot \left(\frac{\Delta \sigma}{2K} \right)^{1/s} \quad \text{Gl. 4.3-9}$$

Dabei ist $\Delta \varepsilon$ die Schwingbreite der lokalen Dehnungen, $\Delta \varepsilon_e$ bzw. $\Delta \varepsilon_p$ die Schwingbreite des elastischen bzw. plastischen Dehnungsanteils. $\Delta \sigma$ ist die Spannungsschwingbreite, K der zyklische Verfestigungskoeffizient und s der zyklische Verfestigungsexponent.

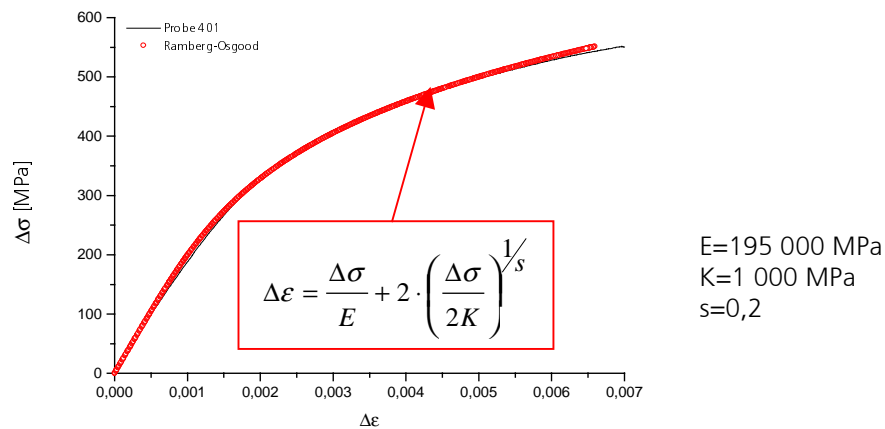


Abbildung 4.3-6: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve für die symmetrischen Versuche bei Raumtemperatur und Beschreibung mit einer Ramberg-Osgood-Beziehung

Für halbkreisförmige Oberflächenrisse in Materialien mit elastisch-plastischem Dehnungsverhalten entsprechend der Ramberg-Osgood-Gleichung ist bisher keine vollständige Lösung für das Z-Integral bekannt. Eine Näherungsformel für einen Innenriss in einer unendlichen Platte im ebenen Dehnungszustand und für einen kreisförmigen Riss in einem unendlichen Körper wurde von He und Hutchinson [He81] gegeben. Aus diesen Ergebnissen wurde von Heitmann [Hei83] eine Lösung für das effektive Z-Integral berechnet:

$$Z_{eff} = 2,9 \cdot W_{eff}^e \cdot a + 2,5 \cdot W^p \cdot a = Z_D \cdot a \quad \text{Gl. 4.3-10}$$

mit
$$W_{eff}^e = \frac{\Delta \sigma_{eff}^2}{2E}$$

$$W^p = \frac{\Delta \varepsilon_p \cdot \Delta \sigma}{s+1}$$

Wie Abbildung 4.3-7 veranschaulicht, entsprechen W_{eff}^e und W^p Flächen unter der Hystereseschleife. Das effektive Z-Integral besteht demnach aus einer additiven Überlagerung der Lösung für den elastischen und den vollplastischen Grenzfall.

Im elastischen Anteil wird Riss schließen berücksichtigt wie in Gl. 4.3-4:
 $\Delta\sigma_{eff} = 3,72 \cdot (3 - R)^{-1,74} \cdot \Delta\sigma$

Im vollplastischen Grenzfall wird die gesamte Schwingbreite der Spannung bzw. der plastischen Dehnung berücksichtigt, da angenommen wird, dass der Riss erst dann schließt, wenn die in der Zugphase aufgebrachte plastische Verformung in der Druckphase rückgängig gemacht wurde ([Hai78], [Kai79]). Der Einfluss der Mittelspannung und des Riss schließen wird auf pauschale Weise mit der Formel Gl. 4.3-4 berücksichtigt.

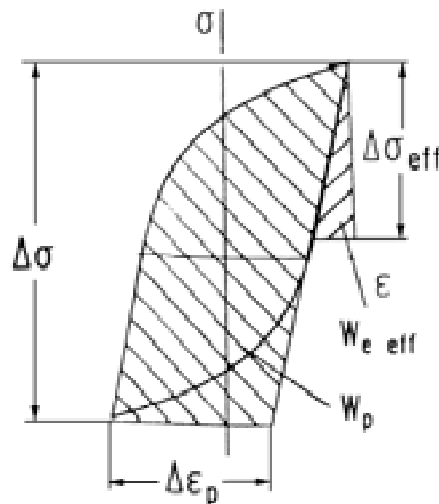


Abbildung 4.3-7: Berechnung des Z_{eff} -Integrals aus den gemessenen Hystereseschleifen

Heitmann [Hei83] hat darauf hingewiesen, dass die charakteristischen Abmessungen der Probe für die Anwendbarkeit des Z-Integrals in Analogie zur Gleichung 4.3-5 einen bestimmten Wert nicht überschreiten dürfen. Im Fall von Mikrorissen gilt die Begrenzung für die Risstiefe, da sie die kleinste Abmessung darstellt.

$$a \geq \alpha \cdot \frac{Z_{eff}}{2\sigma_y} \quad \text{Gl. 4.3-12}$$

Nimmt man die Gleichung (Gl.4.3-12) und einen Wert für α von 50 (von Heitmann vorgeschlagen) an, so ergibt sich eine obere Grenze der plastischen Dehnungsamplitude $\epsilon_{a,p}$ von etwa 1%, was in den symmetrischen, weggeregelt durchgeführten Versuchen nicht überschritten wurde. Für die Berechnung wurden Gleichungen (Gl.4.3-10) und (Gl.4.3-4) in Gleichung (Gl.4.3-12) eingesetzt und nach $\Delta\epsilon_p$ ($\Delta\epsilon_p = 2\epsilon_{a,p}$) aufgelöst. Es wurden folgende Werte für E , s , R , $\Delta\sigma$ und σ_y eingesetzt: $E=195$ GPa, $s=0,2$ (plastischer Fall), $R=-1$, $\Delta\sigma=2\sigma_a=300$ MPa und $\sigma_y=300$ MPa.

Die Beschreibung des Risswachstums mit dem elastisch-plastischen Bruchmechanikparameter Z_{eff} führt zu besseren Ergebnissen als die Beschreibung mit dem elastischen Bruchmechanikparameter ΔK_{eff} (Abbildung 4.3-8). Für den Stahl St E 47 konnte Heitmann [Hei83] das Risswachstum gut mit diesem Parameter erfassen. Insbesondere gelingt es Heitmann, gemessene Kurz- und Langrissdaten bei der Auftragung über Z_{eff} in Deckung zu bringen.

Für den untersuchten austenitischen Stahl ergibt die Auswertung des Z_D -Parameters nach (Gl. 4.3-9) und (Gl.4.3-10) aus den Hystereseschleifen die folgende Tabelle.

Versuch	ϵ_a [%]	$\Delta\sigma$ [MPa]	$\Delta\sigma_{eff}$ [MPa]	$\Delta\epsilon_p$ [%]	K [MPa]	s	Z_D [N/mm ²]
133	0,25	470	156,69	0,242	700	0,18	2,577
401	0,35	565	188,37	0,41	1190	0,235	4,939
130	0,50	626	208,71	0,657	975	0,2	8,874
143	1,00	800	266,72	1,540	1065	0,185	26,49

Tabelle T.4.3-2: Zur Berechnung des Z_D -Parameters

Mit diesen Z_D -Werten und $Z_{eff}=Z_D \cdot a$ kann Abbildung 4.3.2 in die Darstellung $da/dN=f(Z_{eff})$ überführt werden (siehe Abbildung 4.3-8). Die Langrissdaten, die zum Vergleich eingetragen sind, stammen aus der Arbeit von Ebi [Ebi87] für den Stahl X6 CrNi 18-11. Daher sind die Kurz- und Langrissdaten in Abbildung 4.3-8 nur bedingt vergleichbar. Qualitativ sind die Ergebnisse wie bei Ebi. Die kurzen Risse wachsen unterhalb des Schwellwerts langer Risse und wachsen bei gleichem Wert des Z_{eff} -Parameters schneller als die langen Risse. Mögliche Gründe werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

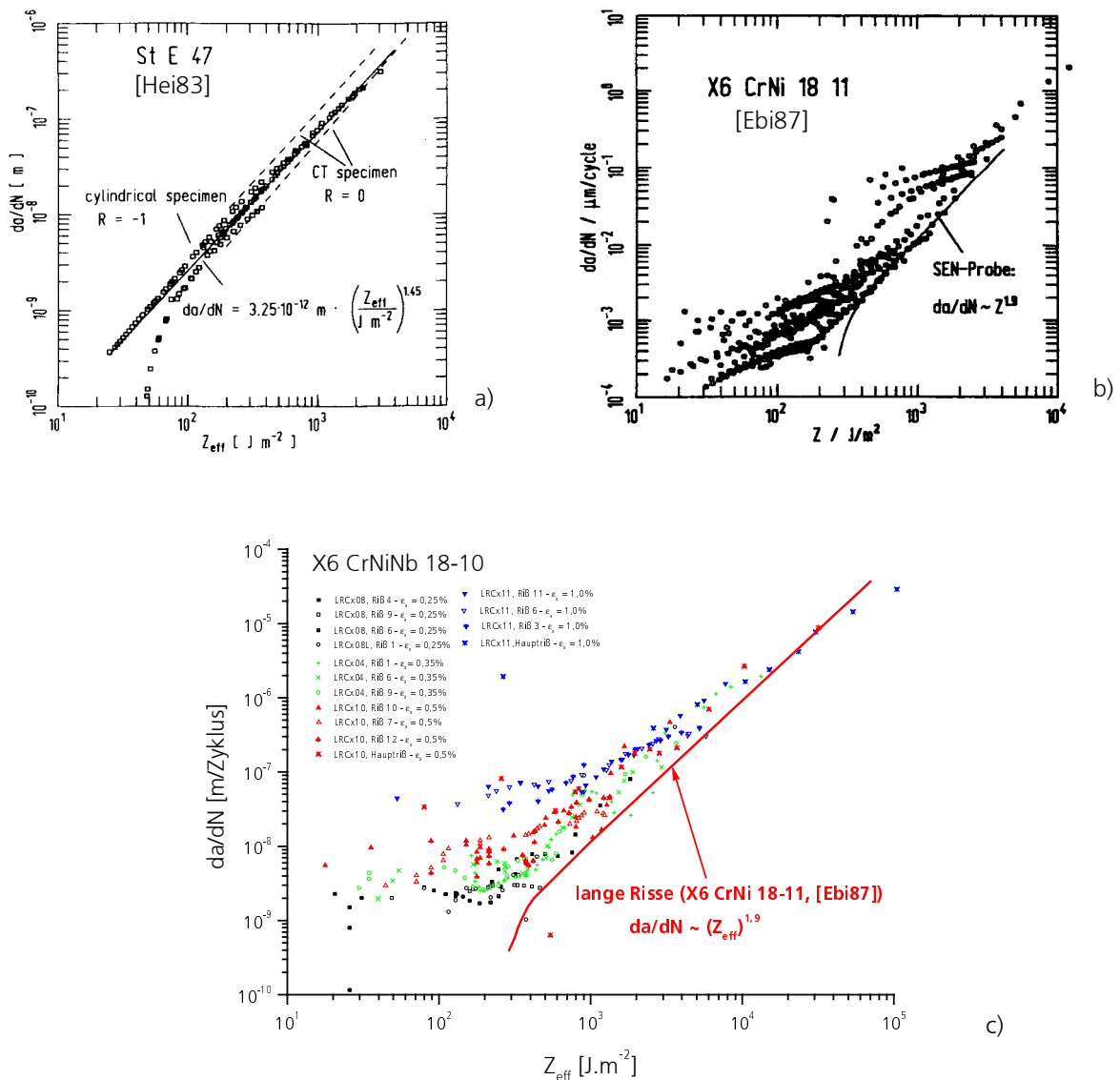


Abbildung 4.3-8: Beschreibung des Risswachstums mit dem elastisch-plastischen Bruchmechanikparameter Z_{eff} ; a) St E 47 [Hei83]; b) X6 CrNi 18 11 [Ebi87]; c) X6 CrNiNb 18-10

4.3.2 Besonderheiten des Kurzrischwachstums

Abbildung 4.3-8 zeigt, dass sehr kurze Risse (Risse, die sich nur über wenige Korngrößen erstrecken. Sie werden häufig mikrostrukturell kurze Risse genannt) schneller wachsen, als man auf Basis von Langrissdaten erwarten würde. Es stellt sich die Frage nach dem Warum.

Es wurde von mehreren Autoren behauptet, dass das Schließen des Risses die Hauptursache hierfür sei. Ebi [Ebi87] hat jedoch in seiner Doktorarbeit aufgezeigt, dass dies nicht der Fall ist.

Andere Autoren (z.B. [Tan81], [Mil93]) suchen die Lösung in der Mikrostruktur. Laut [Mil93] wird das Wachstum mikrostrukturell kurzer Risse von der lokalen Mikrostruktur in der Umgebung des Risses (Kornorientierungen, Einschlüsse, Korngrenzen, usw.) beeinflusst.

Heitmann [Hei83] berichtete, dass bei Stahl St E 47 Risse sich hauptsächlich an Einschlüssen bilden. Es sind Risse, die von Anfang an senkrecht zur Belastungsrichtung liegen (Modus I - Risswachstum). Die zu vorliegender Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Risse sich an Gleitbändern oder Zwillingskorngrenzen und Korngrenzen bilden und zuerst unter Modus II wachsen, was eine Erklärung sein kann, warum im Gegensatz zu Heitmann [Hei83] das frühe Stadium des Wachstums mit dem Z_{eff} -Parameter nicht erfasst werden konnte.

Der folgende Abschnitt befasst sich mit der Aufklärung der oben gestellten Frage. FE-Modelle werden vorgeschlagen, die helfen sollen, das Wachstum der mikrostrukturell kurzen Rissen besser zu verstehen. Es werden auch weitere möglichen Gründe für dieses besondere Verhalten der mikrostrukturell kurzen Risse qualitativ diskutiert.

4.3.2.1 Einfluss der Korngrenzen auf das Wachstum von Mikrorissen

Die Versetzungsmodelle nach [Tan81], [Tan86] und [Nav88] versuchen, den Einfluss von Korngrenzen auf das kristallographische Wachstum von mikrostrukturell kurzen Rissen zu modellieren. Das vorgeschlagene analytische Modell ermöglicht, einige Besonderheiten des Wachstumsverhaltens von mikrostrukturell kurzen Rissen zu erklären (Stop-and-go Verhalten von Mikrorissen an Korngrenzen, stehen bleibende Mikrorisse). Abbildung 4.3-9 zeigt die idealisierte Mikrostruktur (Innenriss in einer unendlichen Scheibe) nach [Tan81]. In dem Bild ist der Riss im ersten Korn bereits so weit gewachsen, dass die Gleitbänder sich bis zur Korngrenze ausdehnen. Die Gleitbänder werden als Streifen in Richtung der Rissachse mit ideal elastisch-plastischem Spannungs-Dehnungs-Verhalten abgebildet. Die Fließspannungen in den Körnern können unterschiedliche Werte annehmen. Außerhalb des plastisch verformbaren Streifens verhält sich das Material elastisch. Die Mikrostruktur wird in einem Dugdale-Modell abgebildet, in dem in unterschiedlichen Bereichen unterschiedliche Fließspannungen möglich sind. Vormwald [Vor89] hat das Modell vereinfacht, indem er im ersten Korn eine Fließspannung σ^y_1 und im zweiten Korn eine Fließspannung σ^y_2 definiert hat ($\sigma^y_2 > \sigma^y_1$). Bei der Berechnung der Rissspitzenaufweitung δ (auch COD genannt) unterscheidet er drei Fälle:

1. Der Riss und die plastische Zone liegen innerhalb des ersten Kornes, also im Bereich 1, in dem eine Fließspannung σ^y_1 definiert wurde.
2. Der Riss liegt im Bereich 1, aber die plastische Zone reicht bis in den Bereich 2 mit der zugehörigen Fließspannung σ^y_2 .
3. Die Rissspitze und damit die plastische Zone liegen im Bereich 2.

Das Rissfortschrittsgesetz wird von Vormwald [Vor89] wie folgt definiert:

$$\frac{da}{dN} = \begin{cases} C \cdot (\delta - \delta_{th})^m & \delta \geq \delta_{th} \\ 0 & \delta < \delta_{th} \end{cases} \quad \text{Gl. 4.3-13}$$

Dabei ist δ_{th} die minimale Rissspitzenaufweitung, die erreicht werden muss, um überhaupt Rissfortschritt zu ermöglichen. Vormwald [Vor89] schlug die Werte $\sigma^y_1=350$ MPa, $\sigma^y_2=800$ MPa, $C=0.5$ mm/Zyk, $\delta_{th}=9 \cdot 10^{-5}$ mm und $m=1,5$ vor.

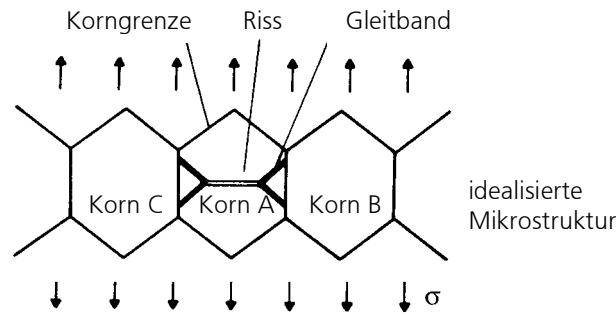


Abbildung 4.3-9: Zum Einfluss der mikrostrukturellen Barrieren: Modell nach [Tan81]

Das Modell von Vormwald [Vor89] ist wiederum ein analytisches Modell. In dieser Arbeit werden dagegen FE-Modelle vorgestellt. Das Wachstum eines Mikrorisses durch eine bzw. mehrere Korngrenzen wurde mit zweidimensionalen FE-Modellen einer idealisierten hexagonalen Kornstruktur simuliert. Der Risswachstumspfad ist vorgegeben. Es wurden mehrere Rechnungen mit unterschiedlichen Risslängen durchgeführt.

Aus Symmetriegründen wurde nur ein Viertel der Probe modelliert. Das Modell (Abbildung 4.3-10) besteht aus insgesamt 4011 zweidimensionalen 8-Knoten-Elementen, die bei reduzierter Integration (vier Gaußpunkte pro Element) mit quadratischer Ansatzfunktion arbeiten. Die Probe ist an ihrem linken Rand ($x_1=0$) gelagert (Knoten in x_1 -Richtung festgehalten). Außer den Knoten, die am Rissufer liegen, sind die Knoten am unteren Rand ($x_2=0$) in x_2 -Richtung (Belastungsrichtung) fest. Die Belastung erfolgt kraftgesteuert am oberen Rand. Dort werden sämtlichen Knoten die gleiche Verschiebung in x_2 -Richtung aufgezwungen. Die Abmessungen des Netzes wurden so gewählt, dass kein Einfluss der Ränder auf das Verhalten in den ersten Körnern besteht (Verhältnis von Risslänge zu gesamtem Ausschnitt von minimal 1:50). In Abbildung 4.3-10 sind alle blockierten Freiheitsgrade durch kurze Pfeile und die angelegte Kraft durch einen langen Pfeil gekennzeichnet.

An der Risspitze wurden speziell „kollabierte“ Acht-Knoten-Elemente (siehe Abbildung 4.3-10d) definiert, die für die Betrachtung der Singularität der Dehnung an der Risspitze notwendig sind. Um die Netzgenerierung zu vereinfachen, wurden nur zwei sechseckige Körner präzise definiert. Die weiteren Körner haben ein einheitliches Fließverhalten.

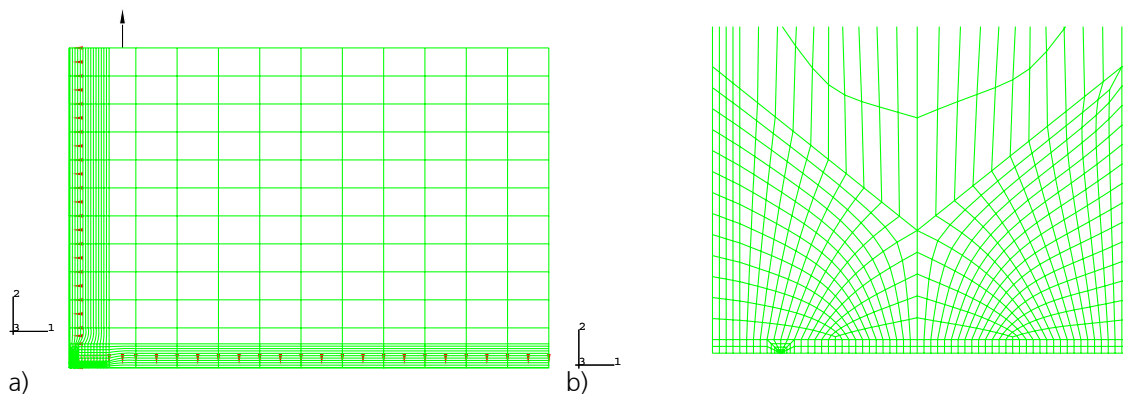


Abbildung 4.3-10: FE-Modell zur Berechnung des Rissfortschrittes für sehr kurze Risse (weiter auf der nächsten Seite); a) gesamtes Modell; b) Vergrößerung: die zwei ersten Körner

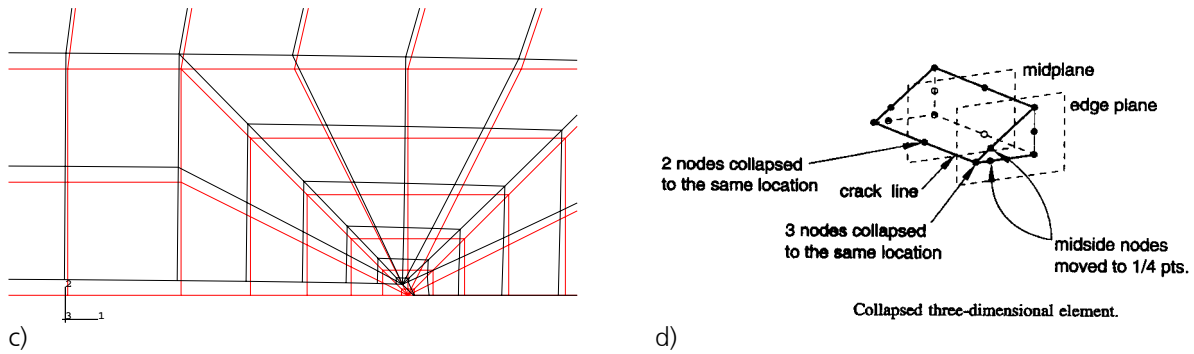


Abbildung 4.3-10 (Ende): FE-Modell zur Berechnung des Rissfortschrittes für sehr kurze Risse; c) Vergrößerung in der Nähe der Risspitze (nach Belastung); d) Spezielles Element für die Betrachtung der Singularität der Dehnung an der Risspitze

Es wird wie bei Vormwald ein elastisches ideal-plastisches Werkstoffverhalten angenommen. Allen Körnern werden ein E-Modul von 195 GPa und eine Querkontraktionszahl von 0,3 zugewiesen. Die Blockadewirkung der Korngrenze wird dadurch simuliert, dass die Fließgrenze im ersten Korn (in dem sich der Riss befindet) und in weiteren Körnern unterschiedlich gewählt wird. Das erste Korn hat eine Fließgrenze σ_y^1 von 350 MPa. Die weiteren Körner dagegen haben eine Fließgrenze σ_y^2 von 800 MPa. Die Rissspitzenaufweitung δ wird als die Verschiebung in Richtung 2 eines Knotens in einem bestimmten Abstand (von 0,5 μm) hinter der Risspitze definiert. Der Rissfortschritt, da/dN , wird mit der Gleichung Gl. 4.3-13 berechnet. Schließlich kann der Rissfortschritt als Funktion der Anfangsrisslänge aufgetragen werden.

Die Langrissdaten wurden mit der gleichen numerischen Methode ausgewertet wie die Kurzrissdaten. Es werden dieselben Netze verwendet. Allen Körnern werden jedoch in diesem Fall die gleiche Fließspannung σ_y^2 von 800 MPa zugewiesen.

Für beide Fälle (kurze und lange Risse) wurden Rechnungen für unterschiedliche Spannungsniveaus (50 bis 500 MPa) durchgeführt. Außerdem wurden Rechnungen für zwei unterschiedliche Korngrößen ($d=60 \mu\text{m}$ und $d=52 \mu\text{m}$) durchgeführt.

Abbildung 4.3-11 zeigt den Rissfortschritt als Funktion der Risslänge für unterschiedlich angelegte Spannungen und eine Korngröße von 60 μm . Die Ergebnisse sind qualitativ mit den Ergebnissen vom Vormwald [Vor89] vergleichbar. Nach einer Beschleunigungsphase wird eine Verlangsamung der Rissgeschwindigkeit beobachtet, sobald sich der Riss der ersten Korngrenze nähert. Die Rissgeschwindigkeit ist minimal, sobald der Riss die Korngrenze erreicht. Nach Überwindung dieses Hindernisses wächst der Riss im zweiten Korn schneller. Es zeigt sich, dass die Rissgeschwindigkeit mit der Belastungsamplitude zunimmt und Risse an der Korngrenze stehen bleiben können, falls die angelegte Kraft niedrig ist. Bei einer Lastamplitude von 50 MPa bis 200 MPa kann der Riss die erste Korngrenze nicht passieren. Bei einer Korngröße von 52 μm können die Risse erst bei einer angelegten Spannung von 400 MPa die Korngrenze passieren. Außerdem erfolgt das Risswachstum im ersten Korn für eine bestimmte Risslänge bei kleinerer Korngröße langsamer (Abbildung 4.3-12). Kurz nachdem die Risse die Korngrenze passiert haben, wachsen die Risse in beiden Fällen mit gleicher Geschwindigkeit. Ist die Korngröße klein genug, können Risse nur bei sehr hohen Belastungen die erste Korngrenze passieren. Sonst werden sie blockiert. Das Modell beschreibt also eine mit abnehmender Korngröße zunehmende Dauerfestigkeit.

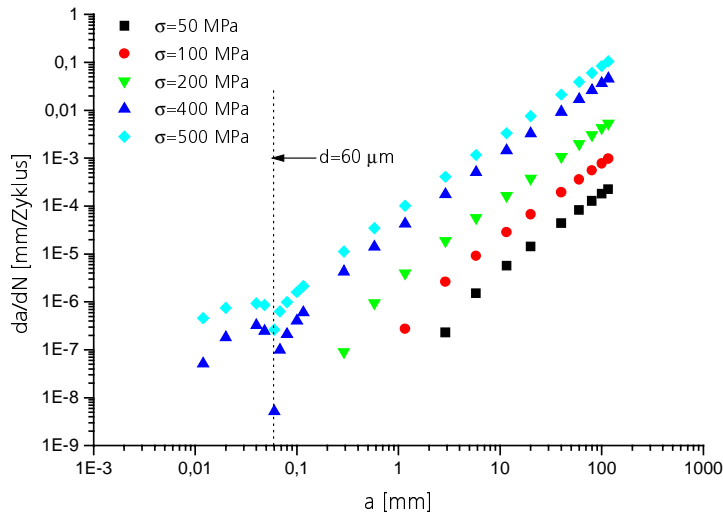


Abbildung 4.3-11: Rissfortschritt als Funktion der Risslänge für eine Korngröße von $60 \mu\text{m}$ und unterschiedliche angelegte Spannungen

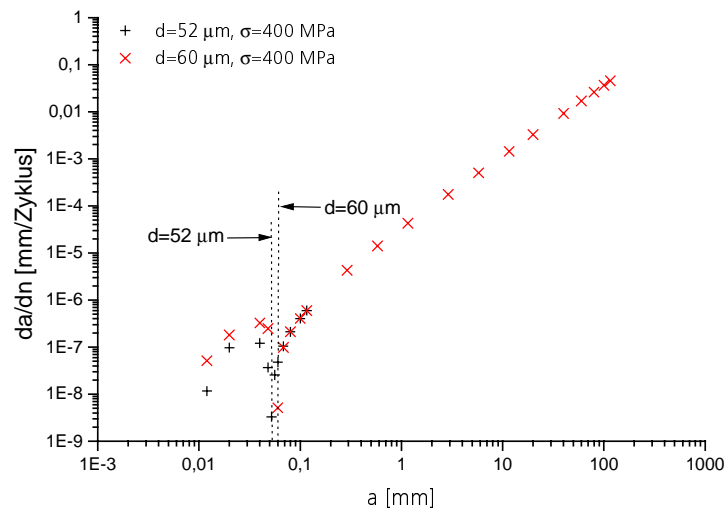


Abbildung 4.3-12: Rissfortschritt als Funktion der Risslänge für Korngrößen von $52 \mu\text{m}$ und $60 \mu\text{m}$ und eine angelegte Spannung von 400 MPa

Wird da/dN über die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK aufgetragen, nähern sich für $a > d$ die Daten für alle Lastniveaus den Langrissdaten an (Abbildung 4.3-13). Für $a < d$ wachsen beim gleichen Wert von ΔK die Risse bei hohen Lasten schneller als bei kleinen Lasten. Außerdem wachsen kurze Risse bei Werten von ΔK , die niedriger sind, als es mit Langrissdaten vorhergesagt würde.

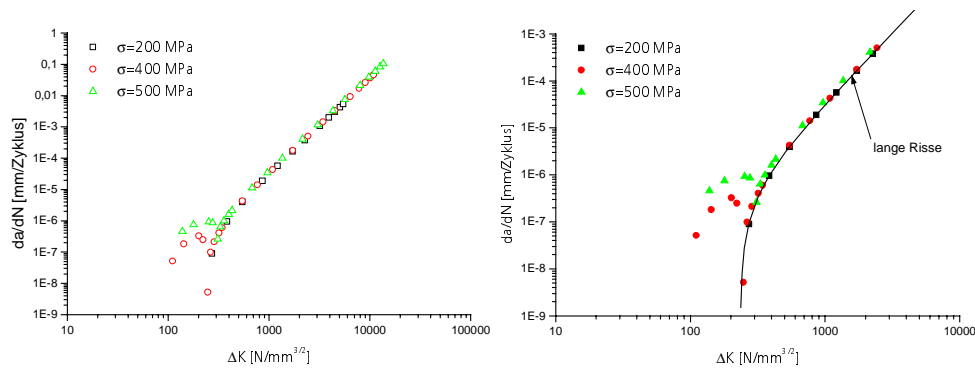


Abbildung 4.3-13: Rissfortschritt als Funktion der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors

4.3.2.2 Weitere mögliche Erläuterungen zum besonderen Wachstumsverhalten von mikrostrukturell kurzen Rissen

Lokalisierung der Dehnung

Bei der hier vorgestellten Modellierung wurde angenommen, dass der Riss schon am Anfang senkrecht zur Belastungsrichtung liegt. Dies ist jedoch in Wirklichkeit nicht der Fall. In den meisten Fällen bilden sich beim untersuchten Werkstoff die Risse an Gleitbändern, die selbst mehr oder weniger um 45° zur Belastungsrichtung liegen. Ein Riss bildet sich also zuerst an einer Stelle lokalisierter Dehnung und wächst zuerst (im ersten Korn) in einer günstigen Umgebung. Wenn die Rissfront aber durch zwei oder mehrere Korngrenzen verläuft, kann die Dehnung nicht mehr so stark lokalisieren. Dadurch wird das Risswachstum verlangsamt.

Übergang Schubrisse / Modus I- Risse

Ob ein Riss unter Schub (Modus II) oder unter Modus I wächst, scheint einen großen Einfluss auf das Wachstum zu haben. Es wurden anhand der Replika-Abdrücke einige Risse hinsichtlich des Übergangs zwischen Modus II- und Modus I-Wachstum untersucht. In Abbildung 4.3-14 (Rissfortschritt als Funktion der Risslänge) wird dieser Übergang durch ein Rechteck gekennzeichnet. Es zeigt sich, dass das Wachstum von Rissen, die unter Modus I wachsen, recht gut mit der elastisch-plastischen Bruchmechanik beschrieben wird (Abbildung 4.3-15). Das Wachstum von Rissen, die unter Schub wachsen, wird dagegen nicht erfasst. Ein Modus II-Riss wächst in einem Gleitband, in dem die Plastizität konzentriert ist. Ein Modus I-Riss wächst in gerader Richtung und muss auch in Körnern wachsen, die nicht unbedingt günstig orientiert sind. Das Wachstum ist also erschwert.

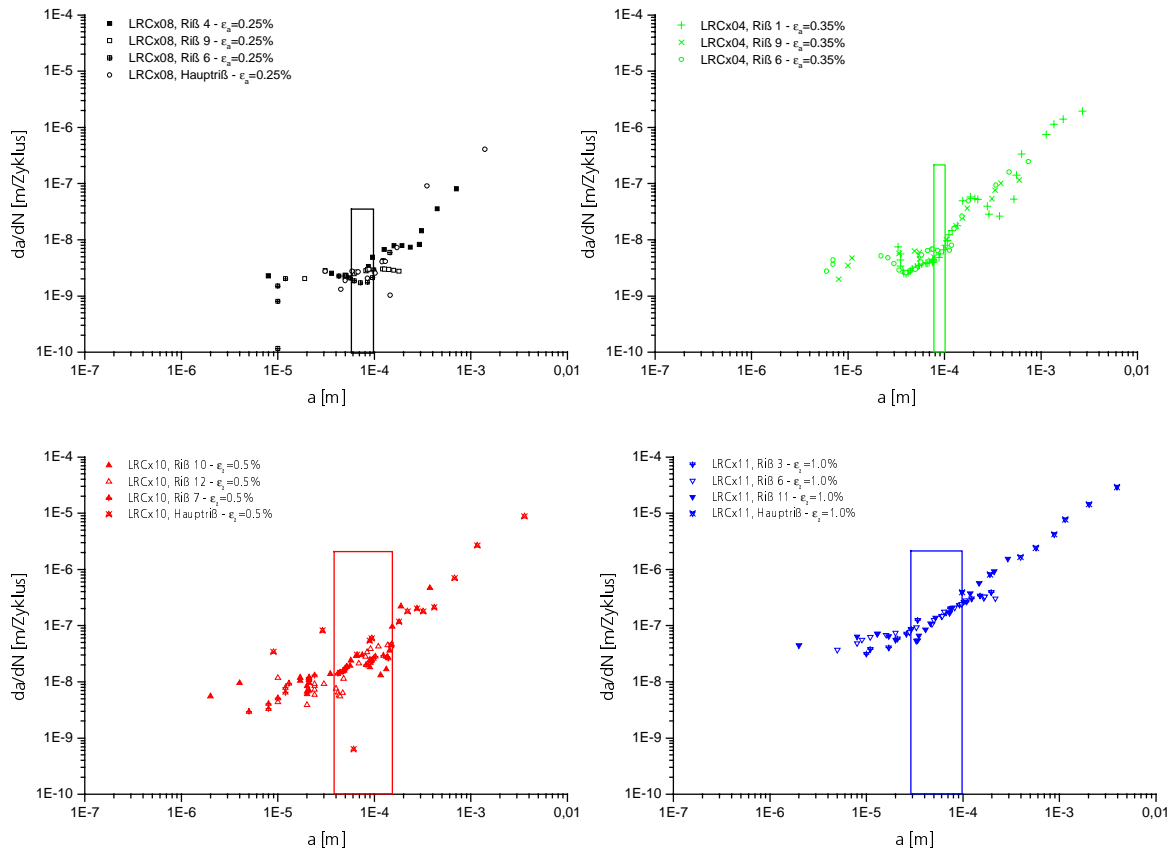


Abbildung 4.3-14: Übergang zwischen Modus II- und Modus I-Risswachstum

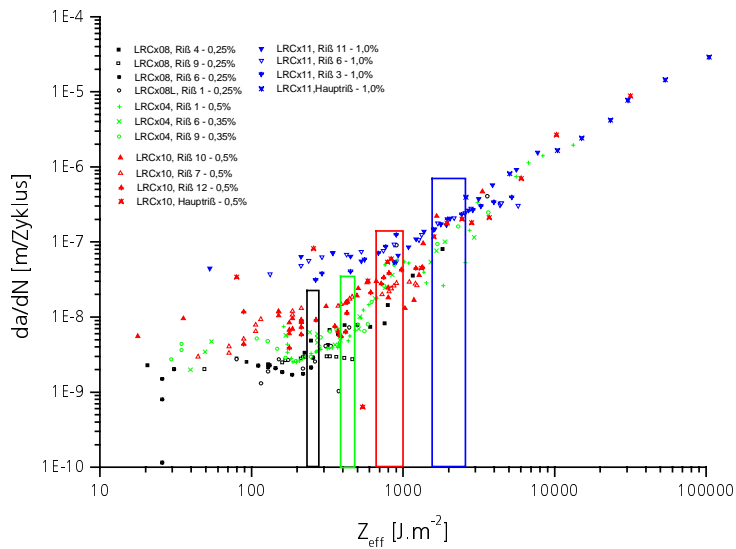


Abbildung 4.3-15: Beschreibung des Modus I-Risswachstum mit der Bruchmechanik

3D-Effekte

Mit zunehmender Länge wächst der Riss in den übrigen Körnern und zwar nicht nur in seitlicher Richtung, sondern auch im Inneren. Wegen der unterschiedlichen kristallographischen

Orientierungen der Körner gibt es „Konflikte“ bei der Ausbreitung des Risses. Der Riss versucht, in einem Korn in einer bestimmten Richtung zu wachsen und in einem anderen Korn in einer anderen Richtung. Dies ist auf den FIB-Bildern ([Kapitel 3.7](#)) gut zu erkennen. Die bisher vorgeschlagenen Ansätze wurden so entwickelt, dass sie diese „Konflikte“ bei der Ausbreitung implizit mit abdecken. Dafür sind sie für die Modellierung des Kurzrissswachstums nicht geeignet.

Oberfläche/Korninneres (Spannungszustand an der Rissspitze)

Die Risse entstehen an der Proben- bzw. Bauteiloberfläche. Wie oben erwähnt, wachsen sie nicht nur an der Oberfläche, sondern auch in die Tiefe (halbkreisförmige Risse). Die Mehrachsigkeit der Spannungszustände ist im Inneren (mehr ebener Dehnungszustand) und an der Oberfläche (ebener Spannungszustand) unterschiedlich. Dies ist auch ein möglicher Grund für das besondere Wachstumsverhalten mikrostrukturell kurzer Risse.

4.4 Mikromechanische Modellierung: Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden mikroskopische Modelle zur Modellierung der Rissbildung und des Rissswachstums vorgeschlagen. FE-Modelle zur Betrachtung des Einflusses der Korngrenze auf das Rissswachstum wurden vorgestellt. Weitere mögliche Gründe für schnelles Wachstum mikrostrukturell kurzer Risse wurden diskutiert.

5 Anwendung

In diesem Kapitel werden ingenieurmäßige Modelle sowohl für die Rissbildung als auch für das Risswachstum vorgeschlagen. Eine Methode zur Lebensdauerberechnung wird ebenfalls vorgestellt.

5.1 Modellierung der Rissbildung mit einem ingenieurmäßigen Ansatz

Das Modell von Tanaka [Tan81] wird so vereinfacht, dass in Gleichung (Gl.2.2-2:

$n_i = \frac{2 \cdot b \cdot \omega_s \cdot d^3}{A(\Delta\gamma)^2}$) die Größe $\Delta\gamma$ durch die makroskopische plastische Dehnungsschwingbreite

$\Delta\varepsilon_{pl}$ ersetzt wird. Da es in der Literatur keine genauen Angaben zu b und ω_s für den Versuchswerkstoff gibt, wurden alle Konstanten zu einem Fit-Parameter s zusammengefasst. Es gilt also:

$$n_i = \frac{s}{(\Delta\varepsilon_{pl})^2} \quad \text{Gl. 5.1-1}$$

$\Delta\varepsilon_{pl}$ ist die Schwingbreite der plastischen Dehnung bei 50% der Lebensdauer. Sie kann für jeden Versuch aus den Spannungs-Dehnungs-Kurven berechnet werden.

In Abbildung 5.1-1 deuten die geschlossenen Symbole auf die Bildungszeit, die experimentell ermittelt wurde, geöffnete Symbole auf die erreichte Lebensdauer hin. Hier wird die Bildungszeit als die Zyklenzahl definiert, bei der ein Riss zum ersten Mal beobachtet wurde. Wie Abbildung 5.1-1 zeigt, scheint die Benutzung der Schwingbreite der makroskopischen plastischen Dehnung für praktische Anwendungen ausreichend zu sein. Die theoretische Beziehung $N_i = s/\Delta\varepsilon_{pl}^2$ wurde durch die Versuchsergebnisse (symmetrische weggeregeltere Versuche bei Raumtemperatur) bestätigt. Aus der Anpassung ergab sich ein Wert von $s=4 \cdot 10^{-2}$. Der aus dem Tanaka-Modell vorhergesagte Exponent 2 beschreibt die Neigung der Rissbildungslinie recht genau.

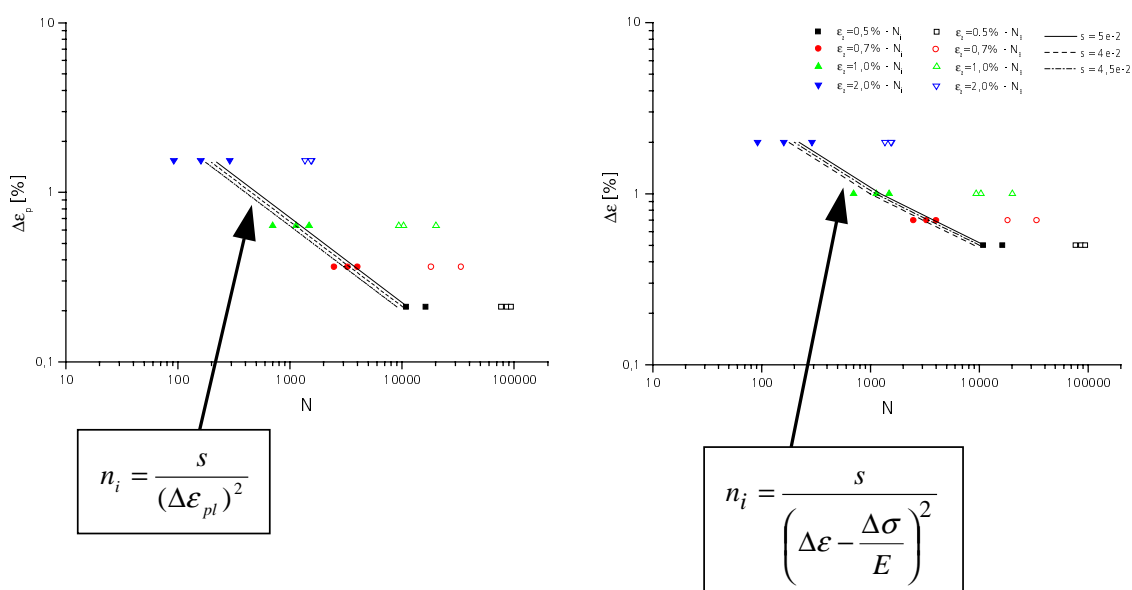


Abbildung 5.1-1: Rissbildung, vereinfachtes Modell (Berechnung der Rissbildungszeit als Funktion der Schwingbreite der makroskopischen plastischen Dehnung $\Delta\varepsilon_{pl}$)

5.2 Modellierung des Risswachstums mit einem ingenieurmäßigen Ansatz

Um das Wachstum kurzer Risse besser zu erfassen, führten El Haddad und Koautoren [ElH80] eine „effektive Risslänge“ ($a+l_0$) bei der Berechnung von ΔK und ΔJ ein. Damit werden für sehr kurze Risse die ΔK -Werte und die ΔJ -Werte künstlich angehoben. El Haddad verwendet für das solchermaßen modifizierte J-Integral den Begriff ΔJ_{eff} . Da der Index „eff“ in dieser Arbeit schon im Zusammenhang mit Risssschließeffekten besetzt ist, wird stattdessen die Bezeichnung Z_{HAD} verwendet. Für Z_{HAD} gilt die Definition:

$$Z_{\text{HAD}} = Z_D \cdot (a + l_0) \quad \text{Gl. 5.2-1}$$

Für die Berechnung des Z_D -Parameters wird Gl. 4.3.10 weiter verwendet ($Z_D = 2,9 \cdot W_{\text{eff}}^e + 2,5 \cdot W^p$).

In Abbildung 5.2-1 ist das modellierte Risswachstum mit dem Ansatz

$$\frac{da}{dN} = C \cdot (Z_{\text{HAD}})^m \quad \text{Gl. 5.2-2}$$

durch dünne Linien dargestellt.

Für lange Risse ($a \gg l_0$) spielt der Wert von l_0 keine Rolle. Das angenommene Risswachstumsgesetz für lange Risse ist (Abbildung 4.3-8):

$$\frac{da}{dN} = 2,3 \cdot 10^{-14} \cdot (Z_{\text{eff}})^{1,9} \quad \text{Gl. 5.2-3}$$

Z_{eff} in J/m^2 und $\frac{da}{dN}$ in m/Zyk

Zur Beschreibung des Kurzrisswachstums wurde der Wert von l_0 zu $l_0 = 60 \mu\text{m} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ angepasst. $60 \mu\text{m}$ entspricht in etwa der Korngröße des untersuchten Werkstoffes.

Das Risswachstumsgesetz ist für alle Versuche einheitlich

$$\frac{da}{dN} = 2,3 \cdot 10^{-14} \cdot (Z_D \cdot (a + 6 \cdot 10^{-5}))^{1,9} \quad \text{Gl. 5.2-4}$$

Z_D in N/m^2 , a in m und $\frac{da}{dN}$ in m/Zyk

Die Werte für das Z_D -Parameter werden aus Tabelle T.4.3-2 entnommen.

Der ingenieurmäßige Ansatz mit der effektiven Risslänge ($a+l_0$) beschreibt

- das Wachstum sehr kurzer Risse auch unterhalb des Schwellwerts langer Risse
- das schnellere Wachstum kürzerer Risse bei gleichem Wert des Bruchmechanik-Parameters Z_{eff}

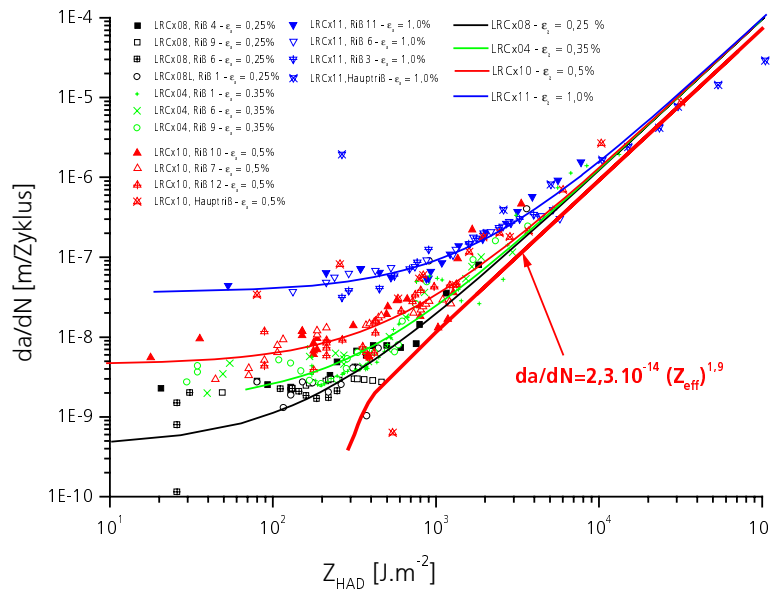


Abbildung 5.2-1: Ingenieurmäßiger Ansatz nach El Haddad et al [ElH80] zur Erfassung des Wachstumsverhaltens kurzer Risse

5.3 Anwendung zur Lebensdauerberechnung

Ist der Z_D -Parameter während des gesamten Versuchs konstant (wegeregelt Versuche mit konstanter Amplitude), so kann die Lebensdauer durch einfache Integration der Formel 5.3-1 berechnet werden:

$$\frac{da}{dN} = C(Z_{HAD})^m \tag{Gl. 5.3-1}$$

In diesem Fall wurde zur Ermittlung des Z_D -Parameters die Hystereseschleife bei 50% der Lebensdauer betrachtet. Der Z_D -Parameter wurde nach der Formel (Gl.4.3-10) berechnet (siehe Tabelle T.4.3-2). Weiterhin muss eine feste Anfangs- und Endrisslänge a_0 bzw. a_e vorgegeben werden.

Ist der Z_D -Parameter während des gesamten Versuchs nicht konstant (z.B. bei kraftgeregelten Versuchen oder Versuchen mit Blockbelastung), muss er in regelmäßigen Abständen anhand der aufgenommenen Hystereseschleifen ermittelt werden. Die Lebensdauer wird durch numerische Integration der Formel (Gl.5.3-1) in bestimmten Bereichen und mit dem entsprechenden Z_D -Parameter berechnet. Das trifft auch auf die Bewertung von Bauteilen zu.

5.3.1 Lebensdauerberechnung für wegeregelt Versuche mit konstanter Amplitude

Modellierte Bruchlastspielzahlen können durch eine Gerade in der Z_D -Wöhlerlinie beschrieben werden. In Abbildung 5.3-1 sind die Ergebnisse der wegeregelt Ermüdungsversuche in Form eines Z_D -Wöhlerdiagramms dargestellt (vgl. die Dehnungswöhlerlinien in Abbildungen 3.5-1 und 3.5-12). Die Ergebnisse bei Raumtemperatur und 280°C können innerhalb eines gewissen Streubandes recht gut durch Geraden beschrieben werden.

Die Lebensdauer wurde durch Integration des Risswachstumsgesetzes

$$\frac{da}{dN} = C_1 \cdot (Z_{eff})^m \tag{Gl. 5.3-2}$$

gewonnen. Der Exponent wurde durch die Steigung der Z_D -Wöhlerlinie zu $m=1,82$ festgelegt. Die Konstante C_1 wurde nach einem Vorschlag von Vormwald [Vor89] aus der analytischen Beschreibung des Langrisswachstums

$$\frac{da}{dN} = C_R \cdot (Z_{eff})^{m_R} \tag{Gl. 5.3-3}$$

abgeleitet. Vormwald schlug vor, die Konstante C_1 unter der Bedingung umzurechnen, dass bei der Rissgeschwindigkeit von 10^{-8} m/Zyk der Z_{eff} -Wert der Kurzriss- und der Langriss-Beschreibung gleich ist. Es ergibt sich die Umrechnungsvorschrift

$$C_1 = (C_R)_{m_R}^{\frac{m}{m_R}} \cdot (10^{-8})^{1 - \frac{m}{m_R}} \tag{Gl. 5.3-4}$$

Mit dieser Vorschrift wird der Tatsache Rechnung getragen, dass die Exponenten m_R der Langriss-Gesetze und die Steigung der Wöhlerlinie nicht exakt gleich sind. Aus dem Langriss-Gesetz:

$$\frac{da}{dN} = 2,3 \cdot 10^{-14} \cdot (Z_{eff})^{1,9}, \quad Z_{eff} \text{ in } J/m^2 \text{ und } \frac{da}{dN} \text{ in } m/Zyk \tag{Gl. 5.3-5}$$

ergibt sich aus Gl. 5.3-4 das Kurzriss-Gesetz zu

$$\frac{da}{dN} = 3,97 \cdot 10^{-14} \cdot (Z_{eff})^{1,82}, \quad Z_{eff} \text{ in } J/m^2 \text{ und } \frac{da}{dN} \text{ in } m/Zyk \tag{Gl. 5.3-6}$$

Die blau dargestellte Lebensdauerlinie ergibt sich aus der Integration dieses Wachstumsgesetzes von einer Anfangsrislänge a_0 bis zu einer Endrislänge a_e . Die Endrislänge a_e wurde zu 2 mm angenommen. Der Zahlenwert für a_e beeinflusst die Lage der Lebensdauerlinie nur unwesentlich. Die Anfangsrislänge $a_0=130 \mu m$ ergab sich durch Anpassung an die vorliegenden experimentellen Daten.

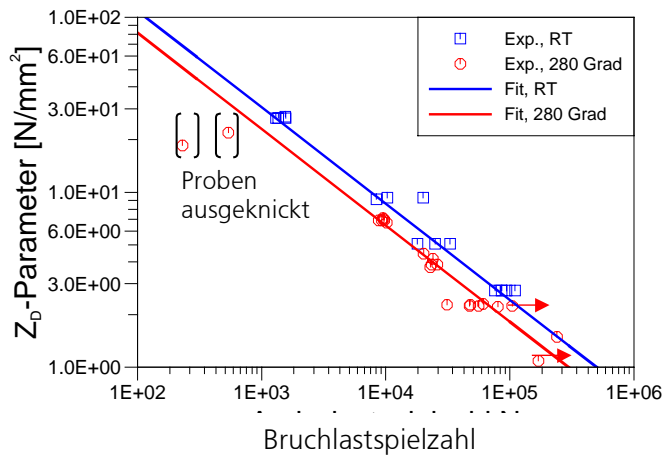


Abbildung 5.3-1: Z_D -Wöhler-Diagramme für Zug-Druck-Versuche bei Raumtemperatur und 280°C

Abbildung 5.3-2 zeigt die Ergebnisse der Lebensdauerberechnung für vier wegeregeltete Versuche mit konstanter Amplitude ($\epsilon_a=0,25\%$ bis $\epsilon_a=1,0\%$). Die Ergebnisse sind in Form von Wachstumskurven (Risslänge als Funktion der Zyklenzahl) angegeben. In Abbildung 5.3-2 entsprechen die Symbole der mit der Replika-Methode gemessenen Risslänge. Die schwarzen gestrichelten Kurven entsprechen der Risslänge als Funktion der Zyklenzahl, die mit dem klassischen Ansatz ($da/dN=C_1\{Z_D \cdot a\}^m$) berechnet wurden. Die roten durchgezogenen Kurven entsprechen dem erweiterten Ansatz ($da/dN=C_2\{Z_D \cdot (a+l_0)\}^m$).

Beim erweiterten Ansatz wurden N_i mit dem Rissbildungskriterium (Gl. 5.1-1) berechnet und es wurde angenommen, dass ein Riss von einer Länge $a_i=20 \mu\text{m}$ bei dieser Zyklenzahl vorhanden ist.

Die Modellparameter des erweiterten Ansatzes sind $m=1,82$ (aus der Steigung der Z_D -Wöhlerlinie), $l_0=60 \mu\text{m}$ und $C_2=7 \cdot 10^{-4}$. Der Wert $C_2 = 7 \cdot 10^{-4}$ wurde an die experimentellen Bruchlastspielzahlen angepasst.

Die Bruch-Lastspielzahlen der einzelnen Experimente werden von beiden Modellen ähnlich beschrieben. Das ist klar, da die Modelle an die gleichen Wöhlerdaten angepasst wurden. Das Risswachstum jedoch wird von dem erweiterten Ansatz besser beschrieben. Dies ist wichtig, wenn eine Restlebensdauerabschätzung für eine Probe (oder für ein Bauteil) mit kurzen Rissen gefragt ist.

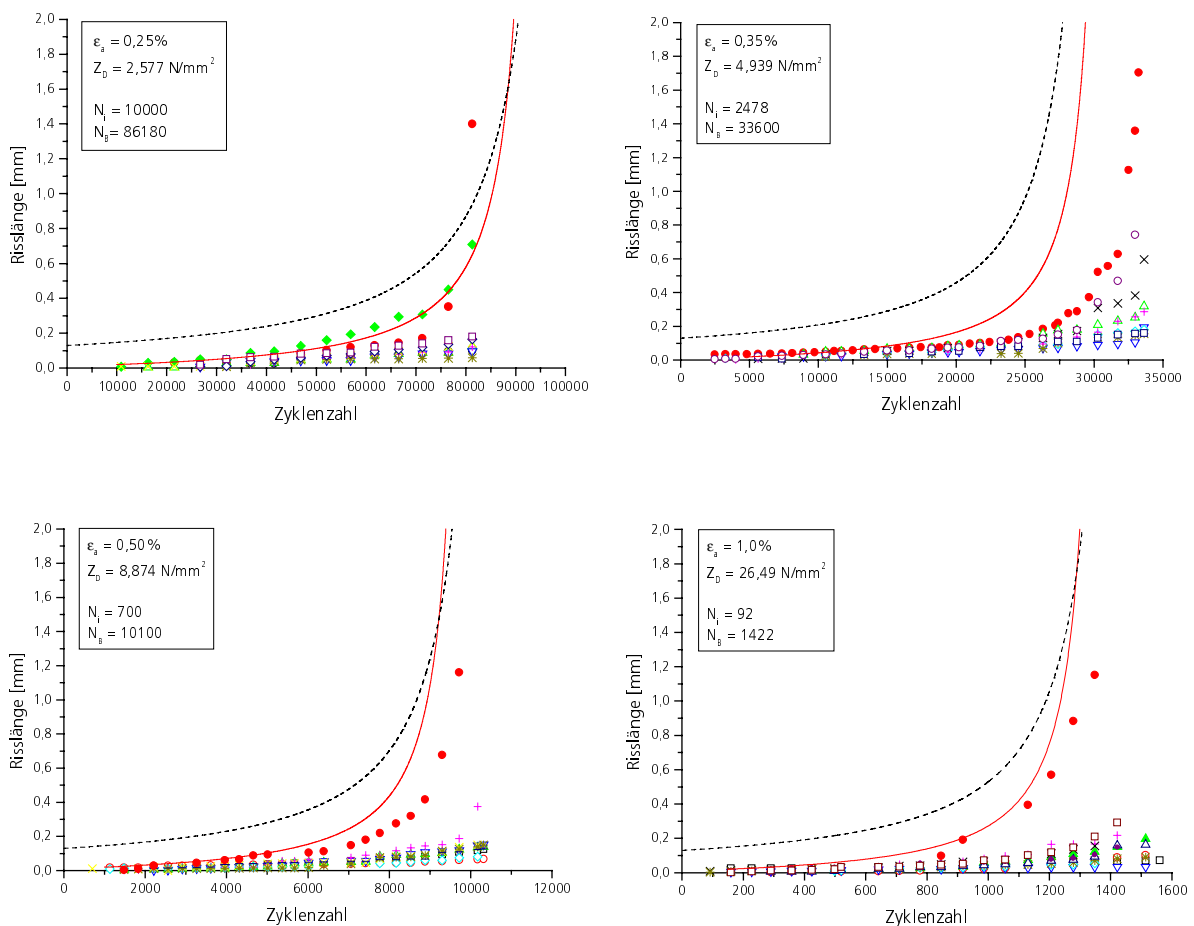


Abbildung 5.3-2: Modellierung des Risswachstums für symmetrische, wegeregeltete Versuche bei Raumtemperatur; Vergleich zwischen klassischem Ansatz (schwarze gestrichelte Kurven) und erweitertem Ansatz (rote durchgezogene Kurven)

Werden in Gleichung (Gl.5.2-4) die Parameter C und m durch diese neuen Parameter $C_2=7 \cdot 10^{-4}$ und $m=1,82$ ersetzt und die Wachstumskurven neu berechnet, so ergibt sich die Abbildung 5.3-3. Für l_0 wurde wie vorher einen Wert von $l_0 = 60 \mu\text{m}$ eingesetzt. Es zeigt sich, dass mit diesem Parameter-Satz die experimentellen Ergebnissen auch gut beschrieben werden.

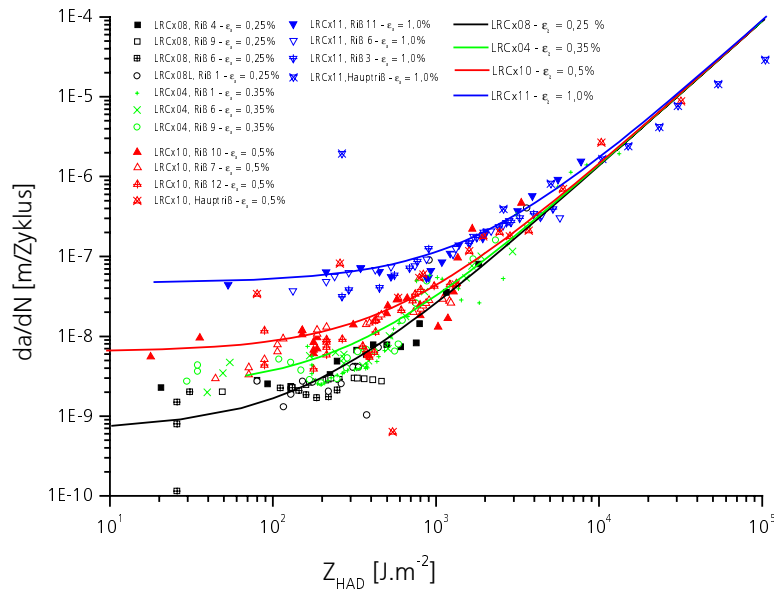


Abbildung 5.3-3: Beschreibung der Risswachstumskurven von 4 symmetrischen weggeregelten Versuchen mit dem ingenieurmäßigen Ansatz nach El Haddad et al [ElH80] und den neuen Parametern $C_2=7 \cdot 10^{-4}$ und $m=1,82$

5.3.2 Lebensdauerberechnung für weitere Versuchstypen

Für die kraftgeregelten Versuche und Versuche mit Blockbelastung wurden ebenfalls Lebensdauerberechnungen durchgeführt. Beim erweiterten Ansatz wurden in diesem Fall Bildungszeit und Anfangsrisslänge nicht vorgegeben; es wurde ab dem ersten Zyklus mit $a_0=0 \mu\text{m}$ gerechnet.

Der Z_D -Parameter ist bei diesen Versuchen nicht über die gesamte Lebensdauer konstant. Er wurde als Funktion der Zyklenzahl mit den während der Versuche aufgenommenen Hystereseschleifen ausgewertet. Der Rissfortschritt wurde wie vorher durch numerische Integration der Gleichung (Gl.5.3.1) ermittelt. Für C_1 , C_2 und m wurden die gleichen Werte eingesetzt wie vorher.

Tabelle T.5.3.1 gibt den Z_D -Parameter als Funktion der Zyklenzahl für die zwei kraftgeregelten Versuche ohne Mittelspannung (Versuche 150 und 134). Abbildung 5.3-4 zeigt die vorhergesagten Wachstumskurven für beide Versuche. Mit dem klassischen bzw. erweiterten Ansatz wurde für den Versuch 150 eine Lebensdauer von 5556 bzw. 6026 Zyklen vorhergesagt. Die experimentell erreichte Lebensdauer betrug 6428 Zyklen. Für den Versuch 134 wurde mit dem klassischen bzw. erweiterten Ansatz eine Lebensdauer von 2843 bzw. 3189 Zyklen vorhergesagt. Die experimentell erreichte Lebensdauer betrug 3150 Zyklen.

Zyklenzahl	Z_D -Parameter
11 bis 12	10,43
13	10,14
14	9,95
15	9,66
16	9,56
17 bis 59	9,69
60 bis 109	10,54
110 bis 207	10,90
208 bis 507	11,01
508 bis 999	11,11
1000 bis 1969	11,19
1970 bis 4657	11,40
ab 4658	15,09

a)

Zyklenzahl	Z_D -Parameter
1 bis 10	9,61
11 bis 31	10,83
32 bis 72	13,20
73 bis 119	14,58
120 bis 161	15,14
162 bis 214	15,28
215 bis 495	16,10
496 bis 975	17,00
976 bis 1900	17,75
ab 1901	17,93

b)

Tabelle T.5.3-1: Z_D -Parameter als Funktion der Zyklenzahl, kraftgeregelte Versuche ohne Mittelspannung, a) Versuch 150; b) Versuch 134

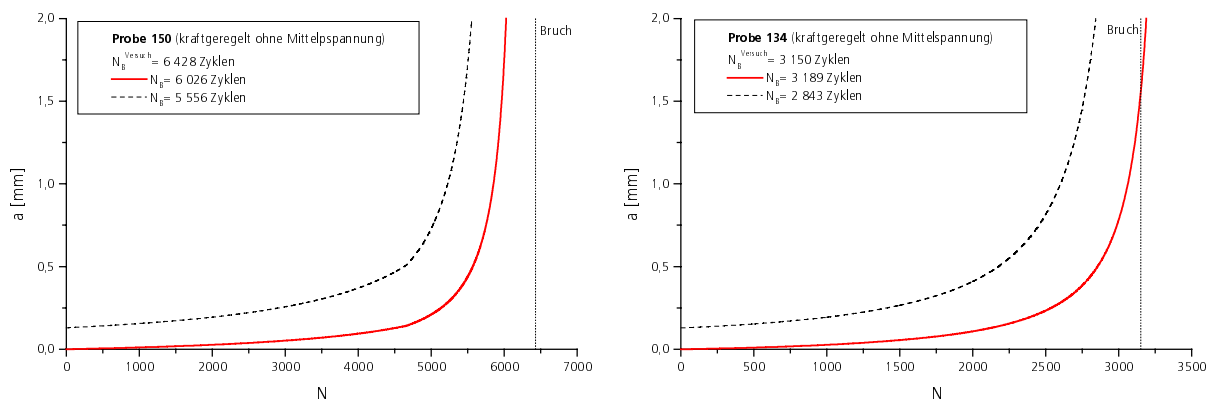


Abbildung 5.3-4: Modellierung des Risswachstums für die Versuche 150 und 134 (kraftgeregelte Versuche ohne Mittelspannung); Vergleich zwischen klassischem Ansatz (schwarze gestrichelte Kurven) und erweitertem Ansatz (rote durchgezogene Kurven)

Für die beiden durchgeführten Versuche mit positiver Mittelspannung (Versuche 131 mit einer Mittelspannung von +100 MPa und 146 mit einer Mittelspannung von +150 MPa) gibt Tabelle T.5.3-2 die Werte des Z_D -Parameters als Funktion der Zyklenzahl. Mit zunehmender Zyklenzahl wird der Z_D -Parameter kleiner, weil die Fläche unter der Hystereseschleife abnimmt. Das Modell (sowohl klassischer als erweiterter Ansatz) sagt eine viel zu hohe Lebensdauer vorher im Vergleich zu Versuchsergebnissen, wie Abbildung 5.3-5 zeigt. Das ist verständlich, da bei den beiden Versuchen der Bruch nicht durch Ermüdungsrisswachstum, sondern durch plastischen Kollaps stattfindet.

Zyklenzahl	Z _D -Parameter
1 bis 2	6,72
3	6,86
4 bis 8	7,15
19 bis 40	7,56
41 bis 128	3,36
129 bis 800	2,23
801 bis 1881	2,32
1882 bis 8255	2,30
ab 8256	2,72

a)

Zyklenzahl	Z _D -Parameter
1 bis 10	9,16
11 bis 20	12,64
21 bis 30	11,71
31 bis 40	8,60
41 bis 50	5,78
51 bis 60	4,57
61 bis 70	3,57
71 bis 140	3,09
141 bis 2340	2,70
2341 bis 2956	3,04
2957 bis 2992	2,95
2993 bis 4042	3,09
ab 4043	3,19

b)

Tabelle T.5.3-2: Z_D-Parameter als Funktion der Zyklenzahl, kraftgeregelte Versuche mit positiver Mittelspannung, a) Versuch 131; b) Versuch 146

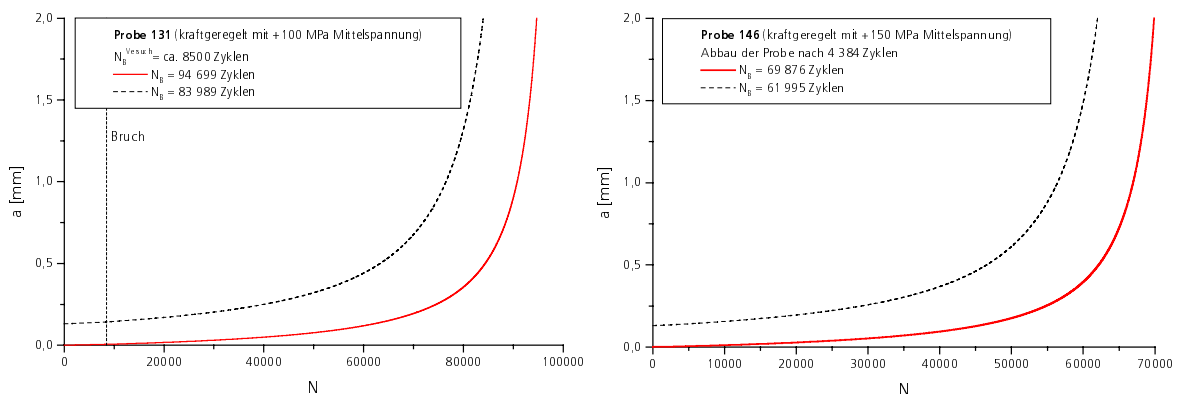


Abbildung 5.3-5: Modellierung des Risswachstums für die Versuche 131 und 146 (kraftgeregelte Versuche mit positiver Mittelspannung); Vergleich zwischen klassischem Ansatz (schwarze gestrichelte Kurven) und erweitertem Ansatz (rote durchgezogene Kurven)

Was den kraftgeregelten Versuch mit negativer Mittelspannung (Probe 145, $\sigma_M = -150$ MPa) angeht, gibt Tabelle T.5.3-3 den Z_D-Parameter als Funktion der Zyklenzahl wieder. Abbildung 5.3-6 zeigt die vorhergesagte Risswachstumskurve. Mit dem klassischen bzw. erweiterten Ansatz wurde eine Lebensdauer von 140 426 bzw. 158 332 Zyklen vorhergesagt. Die Probe wurde bereits nach 115 300 Zyklen ausgebaut so, dass es schwierig ist, eine Aussage über die Gültigkeit des Modells zu machen. Eine lichtmikroskopische Untersuchung der Probe hat jedoch gezeigt, dass Risse zu diesem Zeitpunkt vorhanden sind. Die längsten beobachteten Risse haben eine Länge von ca. 100 μm .

Zyklenzahl	Z _D -Parameter
1 bis 8	8,45
9 bis 10	8,58
11 bis 23	10,18
24 bis 50	11,08
51 bis 90	4,02
91 bis 2000	1,84
2001 bis 23000	1,74
ab 23001	2,05

Tabelle T.5.3-3: Z_D-Parameter als Funktion der Zyklenzahl, Versuch 145

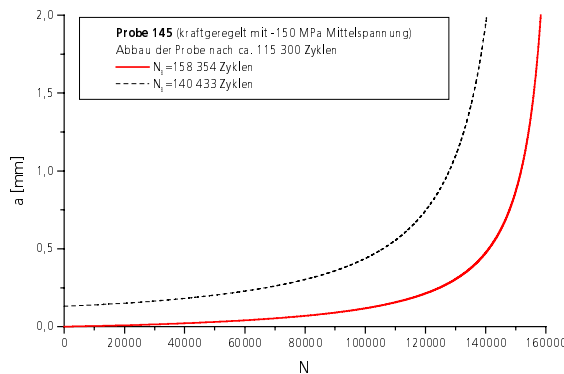


Abbildung 5.3-6: Modellierung des Risswachstums für den Versuch 145 (kraftgeregelte Versuche mit negativer Mittelspannung); Vergleich zwischen klassischem Ansatz (schwarze gestrichelte Kurve) und erweitertem Ansatz (rote durchgezogene Kurve)

Tabelle T.5.3-4 gibt den Z_D-Parameter als Funktion der Zyklenzahl für die Versuche 151 und 164 (Versuche mit Blockbelastung, siehe Kapitel 3.5.4) wieder. Nach den zehn ersten Zyklen kann jeweils für die großen und kleinen Zyklen ein konstanter Wert des Z_D-Parameters angegeben werden. Abbildung 5.3-7 zeigt die vorhergesagten Risswachstumskurven. Für die Probe 151 wurde mit dem klassischen bzw. erweiterten Ansatz eine Lebensdauer von 261 271 bzw. 295 496 Zyklen vorhergesagt. Eine Lebensdauer von 291 440 Zyklen wurde experimentell erreicht. Für die Probe 164 wurde mit dem klassischen bzw. erweiterten Ansatz eine Lebensdauer von 975 985 bzw. 1 105 114 Zyklen vorhergesagt. Der Versuch 164 wurde nicht bis Bruch gefahren; die Probe 164 wurde nach 346 123 Zyklen ausgebaut.

Zyklenzahl	Z _D -Parameter
1 bis 2	19,95
3 bis 10	22,54
danach für kleine Zyklen	1,30
große Zyklen	23,86

a)

Zyklenzahl	Z _D -Parameter
1 bis 3	20,88
4 bis 10	25,29
danach für kleine Zyklen	0,31
große Zyklen	26,86

b)

Tabelle T.5.3-4: Z_D-Parameter als Funktion der Zyklenzahl, Versuche mit Blockbelastung, a) Versuch 151; b) Versuch 164

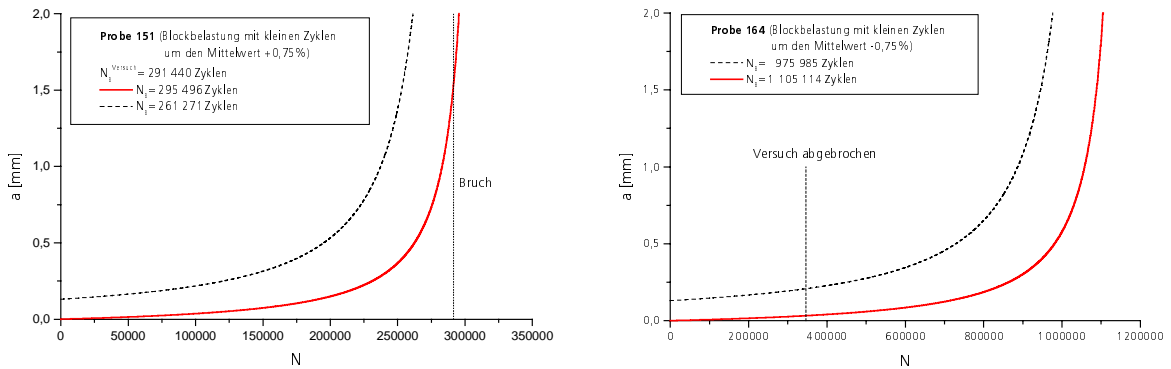


Abbildung 5.3-7: Modellierung des Risswachstums für Versuche mit Blockbelastung; Vergleich zwischen klassischem Ansatz (schwarze gestrichelte Kurven) und erweitertem Ansatz (rote durchgezogene Kurven)

Schließlich werden in Abbildung 5.3-8 die Ergebnisse aller durchgeführten Versuche mit den Vorhersagen des erweiterten Z_D -Parameters verglichen: die vorhergesagte Lebensdauer wird über die experimentell ermittelte Lebensdauer aufgetragen. Die Pfeile deuten darauf hin, dass der Versuch nicht bis Bruch gefahren wurde. Die Übereinstimmung ist recht gut, außer für kraftgeregelte Versuche mit Mittelspannung. Bei diesen Versuchen wird der Versagensmechanismus (plastischer Kollaps) nicht durch das Modell beschrieben.

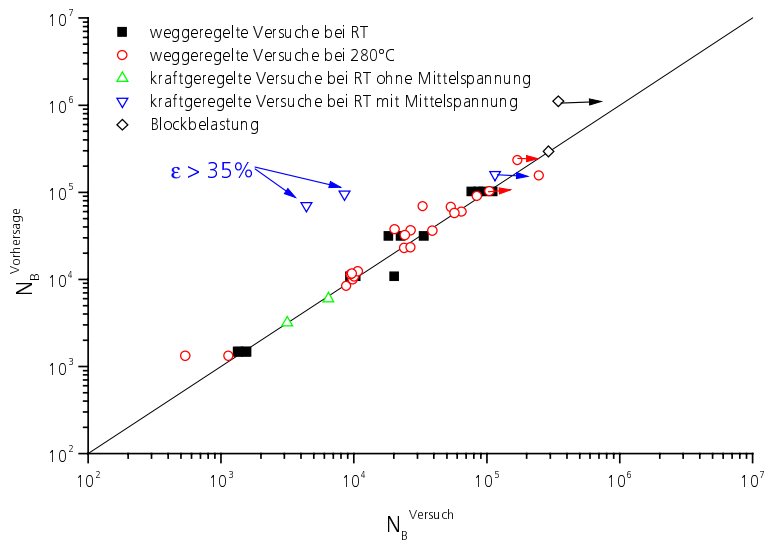


Abbildung 5.3-8: Lebensdauervorhersage mit dem erweiterten Z_D -Parameter

5.4 Ingenieurmäßige Ansätze: Zusammenfassung

Die Zeit bis zur Rissbildung wurde als Funktion der plastischen Dehnung und eines Fit-Parameters berechnet. Ein Modell nach einem Ansatz von El Haddad [ElH80] wurde vorgeschlagen, das ermöglicht, das Wachstum kurzer Risse für praktische Anwendungen besser zu erfassen.

Es wurden Lebensdauervorhersagen für unterschiedliche Versuchsarten gemacht. Für weggeregelte Versuche bei Raumtemperatur und 280°C, für kraftgeregelte Versuche ohne Mittelspannung und für weggeregelte Versuche mit Blockbelastung sind die Vorhersagen recht gut. Das Modell ist für solche Versuche, bei denen sehr hohe plastische Verformungen auftreten und die eher als Zugversuche betrachtet werden sollen (kraftgeregelte Versuche mit Mittelspannung), nicht formuliert. Hier müssen andere Ansätze verwendet werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ermüdungsverhalten des austenitischen Stahls X6 CrNiNb 18-10 wurde untersucht. Die Schwerpunkte der Untersuchungen lagen bei der Rissbildung und dem Wachstum von kurzen Rissen.

Die durchgeführten **Versuche** haben Informationen über das plastische Verhalten und das Schädigungsverhalten dieses Werkstoffes geliefert. Es wurde gezeigt, dass die Rissbildung hauptsächlich an Gleitbändern, Zwillingskorngrenzen und Korngrenzen erfolgt. In den meisten Fällen wächst ein einziger Riss als Hauptriss und führt zum Bruch, wobei die Rissgeschwindigkeit in den letzten Schwingspielzahlen (ab ca. 80% der Lebensdauer) sehr stark zunimmt. Dies ist ein sehr wichtiges Ergebnis: Es bedeutet, dass es bei der zerstörungsfreien Prüfung darauf ankommt, den Hauptriss zu finden. Das Detektieren und Beobachten von Nebenrissen führt zu falschen Schlüssen. Eine Erhöhung der Temperatur auf 280°C hat wenig Einfluss auf die Lebensdauer. Bei noch höheren Temperaturen, die nicht untersucht wurden, können andere Phänomene dominieren und Einflüsse auf die Lebensdauer haben. Dies war aber nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Diese Ergebnisse sind nicht ohne weiteres auf andere Werkstoffe übertragbar: Bei anderen Werkstoffen kann Rissbildung an nichtmetallischen Einschlüssen stattfinden; die Vereinigung von Rissen kann eine wichtige Rolle spielen.

Für eine erfolgreiche mikromechanische Beschreibung der Rissbildung und des Risswachstums, sollte zuerst das **Materialverhalten** hinreichend genau modelliert werden. In dieser Arbeit wurden FE-Modelle für die Beschreibung des elastisch-plastischen Verhaltens von Kornaggregaten untersucht. Einfache (elastisch ideal-plastische und elastisch linear-plastische) Modelle können viele wichtige Phänomene, wie die elastische Anisotropie, lokale Abgleitvorgänge und das mehrachsige Verhalten, nicht beschreiben. Zur Modellierung der Abgleitungen auf unterschiedlichen Gleitsystemen mit einem Kristallplastizitätsmodell nach Peirce und Asaro [Pei83] wurde eine User-Material-Subroutine von Huang [Hua91] verwendet. Für vereinfachte Kornstrukturen wurden die Ergebnisse der Rechnungen mit Kenntnissen aus experimentellen Untersuchungen oder FE-Modellierungen aus der Literatur verglichen. Die Übereinstimmung ist gut.

Die **Zeit bis zur Rissbildung** wurde mit einem vereinfachten Ansatz des Versetzungs-Modells von Tanaka [Tan81] vorhergesagt, allerdings nur für symmetrische weggeregeltere Versuche bei Raumtemperatur. Obwohl das Modell von Tanaka sich auf die Versetzungstheorie stützt, ist der hier vorgestellte Ansatz phänomenologisch. Die Zeit der Rissbildung wurde nämlich als Funktion der makroskopischen plastischen Dehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_p$ und eines Fit-Parameters s berechnet. Die Einführung eines Fit-Parameters war notwendig, weil die Modellparameter des Versetzungsmodells nach Tanaka für den untersuchten Werkstoff nicht bekannt waren.

Das **Risswachstum** wurde auf zweierlei Weise modelliert.

Zunächst wurde ein ingenieurmäßiger Ansatz verfolgt: Der Rissfortschritt, da/dN , wurde als Funktion des effektiven Z-Integrals berechnet (Potenzgesetz). Das effektive Z-Integral ist selber eine Funktion der effektiven elastischen Energie, der plastischen Energie und der Risslänge [Hei83]. In dem hier vorgestellten Modell wird die Risslänge durch eine effektive Risslänge, $(a+l_0)$, ersetzt, wie es von El Haddad [ElH80] vorgeschlagen wurde. Für den Parameter l_0 wurde ein Wert von 60 μm ermittelt, was der Korngröße des untersuchten Werkstoffes entspricht. Dieses Ergebnis konnte nicht statistisch abgesichert werden. Mit diesem Modell kann sowohl das Wachstum langer Risse als auch das Wachstum mikroskopisch kurzer Risse gut beschrieben werden. Der phänomenologische Charakter des Ansatzes erlaubt allerdings keine Erklärung des Verhaltens kurzer Risse.

Des Weiteren wurden auf der Basis des Blockade-Modells nach Tanaka [Tan81] FE-Modelle entwickelt, die das oft in der Literatur erwähnte Rissanhalten an Korngrenzen modellieren.

Andere mögliche Gründe für die Besonderheiten des Wachstums der mikrostrukturell kurzen Risse (Risse mit einer Länge im Bereich der Korngröße, deren Wachstumsverhalten von den mikrostrukturellen Gegebenheiten beeinflusst wird), wie die Dehnungslokalisierung in Gleitbändern, der Übergang Modus II – Modus I des Risswachstums, 3D-Effekte, der Einfluss des Spannungszustandes im Korninneren, wurden diskutiert.

Aus dem entwickelten Modell wurden schließlich **Bruchlastspielzahlen** vorhergesagt. Im Falle symmetrischer weggeregelter Versuche wurde die Schwingspielzahl bis zur Bildung eines Risskeims mit dem vereinfachten Ansatz nach Tanaka abgeschätzt. Die restlichen Zyklen bis zur Bildung eines technischen Anrisses wurden dann mit dem Konzept des effektiven Z-Integrals berechnet. Für die weiteren Versuchstypen (weggeregelte Versuche bei 280°C, kraftgeregelte Versuche und Versuche mit Blockbelastung) wurde die Lebensdauer ausschließlich mit dem Konzept des effektiven Z-Integrals gerechnet. Die berechneten und im Versuch erreichten Lebensdauern stimmen gut überein, außer im Fall kraftgeregelter Versuche mit Mittelspannung. Für diese Versuche ist der Ansatz nicht geeignet, da der Bruch infolge eines plastischen Kollaps erfolgt und nicht als Folge eines Risswachstums.

Mit dem vorgestellten Modell wird die Rissbildungsphase betrachtet und das Wachstum (besonders das Wachstum von kurzen Rissen) gut erfasst. Nicht nur Angaben über die Lebensdauer, sondern auch Aussagen über die Schwingspielzahl bis zum Erreichen einer bestimmten Risslänge können mit höherer Genauigkeit gegeben werden, als mit dem bisherigen verwendeten klassischen Ansatz. Mit diesen Informationen können Inspektionsintervalle und Nachweisgrenzen zerstörungsfreier Prüfverfahren (z.B. Akustomikroskopie) auf einer werkstoffmechanischen Basis bewertet werden. Der Bereich, in dem der Hauptriss plötzlich sehr schnell wächst, kann ebenfalls gut abgeschätzt werden.

Die Überprüfung des Modells hinsichtlich Reihenfolge-Effekte, Temperatur-Effekte und Mehrachsigkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen.

Anhang

Anhang A.3.1-1

Grundcharakterisierung

Werkstoff: X6 CrNiNb 18-10 (1.4550), BGH Edelstahl Siegen GmbH, Schmelze Nr. 77213

Abmessungen: Stangenmaterial Ø80 mm, Stabstahl gewalzt, auf Maß geschält mit Toleranz n. DIN 1013, Enden getrennt, 3.1b-Zeugnis, US-Prüfung mit Normkopf.

Chemische Zusammensetzung:

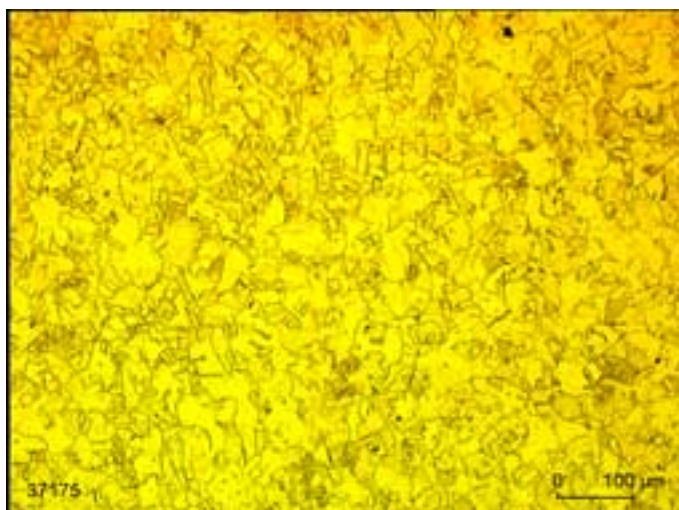
Elemente	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Nb
Schmelze 77213	0,026	0,22	1,88	0,009	0,001	18,45	10,80	0,35
DIN	≤ 0,08	≤ 1,00	≤ 2,00	≤ 0,045	≤ 0,030	17,0 -19,0	9,00 -12,0	≥10xC, ≤ 1,00

Prüfung: 3.1B-Abnahmeprotokoll für die Charge 77213

Metallographie:

Mikroskopische Analyse der Querschliffe:

Die Anätzung erfolgte jeweils mit V2A-Beize (100 ml H₂O, 100 ml HNO₃, 0,30 ml Vogels Sparbeize). In allen Bereichen der Querschliffe B16.3, D6.3 und E5.3 liegt ein polykristallines Gefüge mit isotroper Korngrößenverteilung vor. Die Verteilung der Korngröße erscheint recht gleichmäßig. Bei weiterhin runden Körner nimmt die Korngröße zum Rand hin leicht ab (Korngrößenanalyse s.u.).



Querschliff D6.3 innen



Querschliff B16.3 innen



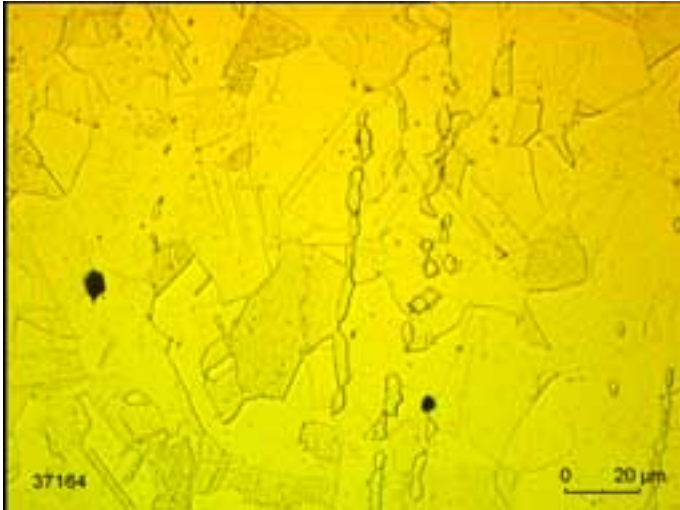
Querschliff B16.3 außen

Mikroskopische Analyse der Längsschliffe:

Die Unterschiede zwischen den einzelnen Proben sind nicht signifikant. Auch im Längsschliff fallen (nach dem Lösungsglühen) keine Streckungen an den Körnern auf; der Werkstoff ist also nach dem Verformen rekristallisiert (Korngrößenanalyse s.u.). An mehreren Stellen, jedoch insgesamt nicht zu häufig, wurden Einschlussnester beobachtet (Oxid, Sulfid). Über die gesamte Breite des Längsschliffs werden δ -Ferritzeilen beobachtet. Die einzelnen δ -Ferritkörner liegen perlenschnurartig aufgereiht vor.



Längsschliff B16.2, Mitte



Längsschliff B16.2, δ -Ferritzeilen in Axialrichtung



Längsschliff D6.2 innen, Einschlusszelle

Korngröße:

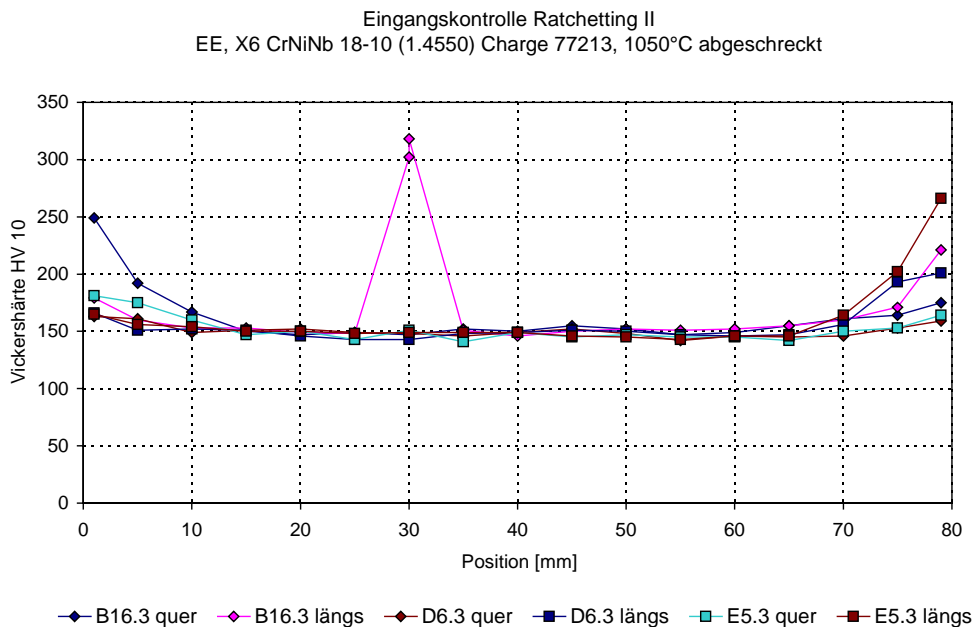
Die zwei genau analysierten Proben weisen zum Rand hin um 20 % abnehmende Korngrößen auf (s. Tabelle). Die Ergebnisse der Einzelproben sind nur geringfügig unterschiedlich. Da die Gefügeanalysen auf keine Unterschiede der dritten Probe hinwiesen, wurde an dieser Stelle auf die Korngrößenanalyse verzichtet.

Probe	Mitte	Rand
B 16.2	68 ± 23 µm	57 ± 20 µm
D 6.2	65 ± 30 µm	56 ± 20 µm

Härte:

Untersucht wurden die Stangen B16, D6 und E5 im Querschliff. Es wurde je ein Härteverlauf senkrecht (Lagemarkierung jeweils unten) und ein Härteverlauf waagrecht mit der Prüflast HV10 ermittelt.

Es wurde innerhalb eines Radius von 20 mm von 150 HV 10 ermittelt (Position 20 .. 60 mm). Zu den Rändern steigt die Härte leicht an, vielleicht durch Kaltverfestigung infolge des Abschälens der Stangen. Die Probenfertigung wurde so festgelegt, dass die Versuchsproben auf einem Teilkreisdurchmesser von maximal 40 mm aus den Stangen entnommen werden.



Anhang A.4.1-1

Definition des elastisch linear-plastischen Verhaltens

Alle Elemente besitzen einen E-Modul von 200 MPa und eine Querkontraktionszahl von 0,3.

Das erste Element besitzt eine Streckgrenze von 100 MPa. Bei einer Nennspannung von 100 MPa hat die Dehnung einen Wert von $5 \cdot 10^{-4}$. Es wird angenommen, dass bei 1100 MPa eine totale Dehnung von 0,2005% (plastische Dehnung von 0,2% und elastische Dehnung von 0,0005%) erreicht wird. Dies entspricht einer Steigung im plastischen Bereich

$$k_s = \frac{1100 - 100}{0,2} = 5000 \text{ MPa}$$

Die weiteren Elementen haben folgende Fließgrenzen:

$\sigma_2^y = 110 \text{ MPa}$, $\sigma_3^y = 120 \text{ MPa}$, $\sigma_4^y = 130 \text{ MPa}$, $\sigma_5^y = 140 \text{ MPa}$, $\sigma_6^y = 150 \text{ MPa}$, $\sigma_7^y = 160 \text{ MPa}$
 $\sigma_8^y = 170 \text{ MPa}$, $\sigma_9^y = 180 \text{ MPa}$, $\sigma_{10}^y = 190 \text{ MPa}$, $\sigma_{11}^y = 200 \text{ MPa}$

Bei einer totalen Dehnung von 0,2005% ist die plastische Dehnung für jedes Element:

$$\text{Element 2: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_2^y}{E} = 0,2005 - \frac{110}{2 \cdot 10^5} = 0,19995$$

$$\text{Element 3: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_3^y}{E} = 0,2005 - \frac{120}{2 \cdot 10^5} = 0,1999$$

$$\text{Element 4: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_4^y}{E} = 0,2005 - \frac{130}{2 \cdot 10^5} = 0,19985$$

$$\text{Element 5: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_5^y}{E} = 0,2005 - \frac{140}{2 \cdot 10^5} = 0,1998$$

$$\text{Element 6: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_6^y}{E} = 0,2005 - \frac{150}{2 \cdot 10^5} = 0,19975$$

$$\text{Element 7: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_7^y}{E} = 0,2005 - \frac{160}{2 \cdot 10^5} = 0,1997$$

$$\text{Element 8: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_8^y}{E} = 0,2005 - \frac{170}{2 \cdot 10^5} = 0,19965$$

$$\text{Element 9: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_9^y}{E} = 0,2005 - \frac{180}{2 \cdot 10^5} = 0,1996$$

$$\text{Element 10: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_{10}^y}{E} = 0,2005 - \frac{190}{2 \cdot 10^5} = 0,19955$$

$$\text{Element 11: } \varepsilon_{pl} = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el} = \varepsilon_{tot} - \frac{\sigma_{11}^y}{E} = 0,2005 - \frac{200}{2 \cdot 10^5} = 0,1995$$

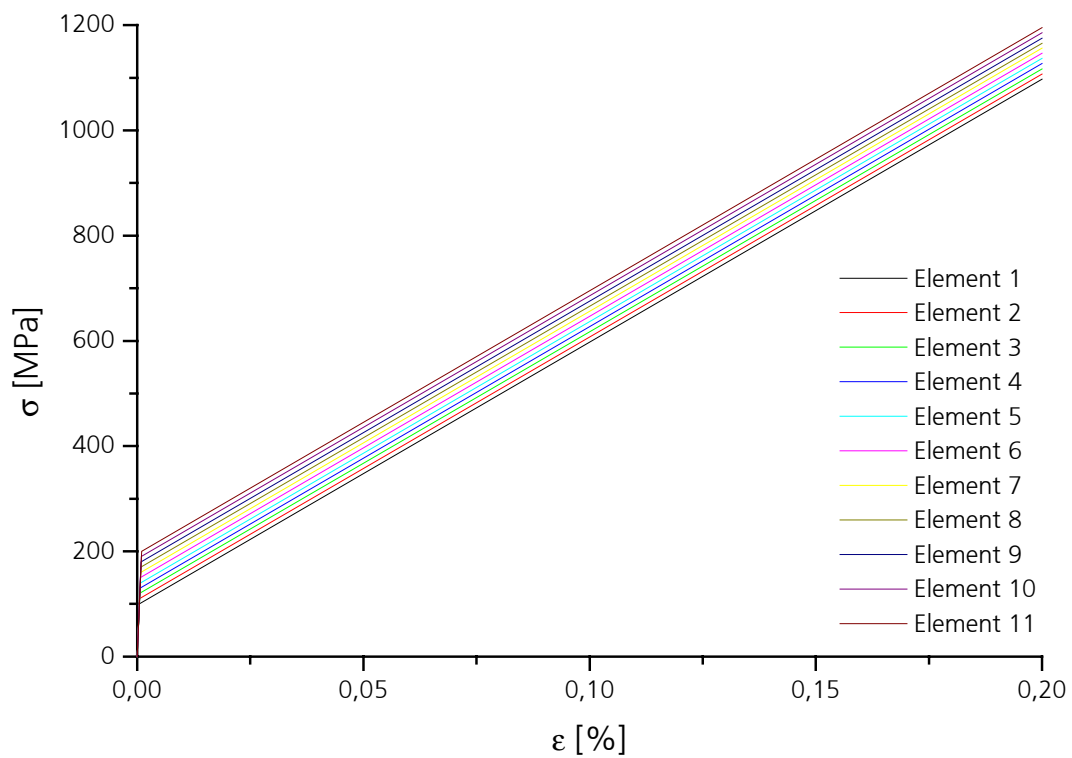
Da die gleiche Steigung für alle Elemente definiert wird, kann die Spannung der unterschiedlichen Elemente wie folgt berechnet werden:

$$\sigma = k_s \cdot (\varepsilon_{tot} - \varepsilon_{el}) + \sigma^y$$

und (bei 0,2005% totaler Dehnung):

Element 2:	$\sigma = 1109,75$ MPa
Element 3:	$\sigma = 1119,75$ MPa
Element 4:	$\sigma = 1129,25$ MPa
Element 5:	$\sigma = 1139,00$ MPa
Element 6:	$\sigma = 1148,75$ MPa
Element 7:	$\sigma = 1158,50$ MPa
Element 8:	$\sigma = 1168,25$ MPa
Element 9:	$\sigma = 1178,00$ MPa
Element 10:	$\sigma = 1187,75$ MPa
Element 11:	$\sigma = 1197,50$ MPa

Die folgende Abbildung zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve der unterschiedlichen Elemente.



Anhang A.4.1-2

Grundlagen der Kristallverformung

Einkristallverformung

Setzt man ein Metall einer Belastung aus, so verformt es sich zunächst **elastisch**. Die Dehnung ist sehr klein und es gibt eine lineare Beziehung zwischen der Spannung und der Dehnung an jedem Punkt eines beanspruchten Kristalls (Die Verschiebungen zwischen Atomen sind so klein, dass die atomaren Kräfte, die zur Trennung der Atome notwendig sind, klein sind und die Beziehung als linear angenommen werden kann). Das hookesche Gesetz, das die Tensoren der Spannung σ und der elastischen Dehnung ϵ^{el} über den vierstufigen Tensor \mathbf{E} der Elastizitätsmoduln verknüpft, kann dementsprechend verwendet werden:

$$\sigma = \mathbf{E} \epsilon^{\text{el}} \quad \text{Gl. A.4.1.2-1}$$

Für die kubisch-flächenzentrierten Kristalle ist \mathbf{E} aus drei voneinander unabhängigen Konstanten aufgebaut. In der Metallkunde werden sie oft mit c_{11} , c_{12} und c_{44} bezeichnet; Gleichung A.4.1.2-1 kann wie folgt geschrieben werden:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad \text{Gl. A.4.1.2-2}$$

Die Konstanten c_{ijkl} sind die Steifigkeitskonstanten. Die für eine bestimmte vorgegebene Spannung erhaltene elastische Dehnung kann ähnlich geschrieben werden (s_{ijkl} sind die elastischen Nachgiebigkeiten):

$$\epsilon_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} \quad \text{Gl. A.4.1.2-3}$$

Es gilt:

$$\begin{aligned} s_{11} &= \frac{c_{11} + c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \\ s_{44} &= \frac{1}{c_{44}} \\ s_{12} &= \frac{-c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \end{aligned} \quad \text{Gl. A.4.1.2-4}$$

Die elastischen Konstanten einiger kubischer Kristalle sind in Tabelle T.A.4.1.2-1 angegeben. Die Anisotropie eines kubischen Kristalls kann durch den Anisotropiefaktor A definiert werden:

$$A = \frac{2c_{44}}{c_{11} - c_{12}} \quad \text{Gl. A.4.1.2-5}$$

Dieser Parameter misst den relativen Widerstand des Kristalls gegen zwei unterschiedliche Schubdehnungen: c_{44} gibt den Widerstand gegen Schub in Richtung [001] in der Ebene (010) an; $\frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})$ gibt den Widerstand gegen Schub in Richtung [1-10] in der Ebene (110) an.

Werkstoff	c_{11}	c_{44}	c_{12}	s_{11}	s_{44}	s_{12}	Ref.
Ag	12,40	4,61	9,34	2,29	2,17	-0,983	a
Al	10,82	2,85	6,13	1,57	3,51	-0,568	a
Au	18,6	4,20	15,7	2,33	2,38	-1,065	a
Cu	16,84	7,54	12,14	1,498	1,326	-0,629	a
Ni	24,65	12,47	14,73	0,734	0,802	-0,274	a
Pb	4,95	1,49	4,23	9,51	6,72	-4,38	h
Fe	22,8	11,65	13,2	0,762	0,858	-0,279	b
Mo	46	11,0	17,6	0,28	0,91	-0,078	a
Na	0,732	0,419	0,625	64,0	23,9	-29,5	c
Nb (Cb)	24,55	2,93	13,90	0,690	3,42	-0,249	d
Ta	26,7	8,25	16,1	0,685	1,21	-0,258	e
V	22,8	4,26	11,9	0,683	2,35	-0,234	e
W	50,1	15,14	19,8	0,257	0,660	-0,073	a
C (Diamant)	107,6	57,58	12,50	0,0953	0,174	-0,0099	a
Ge	12,89	6,71	4,83	0,978	1,490	-0,266	a
Si	16,57	7,96	6,39	0,768	1,256	-0,214	a
NaCl	4,87	1,26	1,24	2,29	7,94	-0,465	a
LiF	11,12	6,28	4,20	1,135	1,59	-0,31	a
MgO	28,92	15,46	8,80	0,403	0,647	-0,094	f
TiC	50,0	17,5	11,3	0,218	0,572	-0,040	g

- H.B. Huntington, Solid State Phys., 7, 213 (1958)
- A. E. Lord and D. N. Beshers, J. app. Phys., 36, 1620 (1965)
- W. B. Daniels, Phys. Rev., 119, 1246 (1960)
- K. J. Carroll, Bull. Am. Phys. Soc., 7, 123 (1962)
- D. I. Bolef, J. app. Phys. 32, 100 (1961)
- D. H. Chung, Phil. Mag., 8, 833 (1963)
- J. J Gilman and B. W. Roberts, J. app. Phys., 32, 1405 (1961)
- D. L. Waldorf and G. A. Alers, J. app. Phys., 33, 3266 (1962)

Tabelle T.A.4.1.2-1: Elastische Konstanten einiger kubischer Kristalle (bei Raumtemperatur; $c_{11}=c_{22}=c_{33}$, $c_{44}=c_{55}=c_{66}$, $c_{12}=c_{23}=c_{13}$)

Man kann zeigen [Kel70], dass der E-Modul eines Einkristalls in eine besondere kristallographische Richtung berechnet werden kann. Wenn eine Zugspannung in dieser Richtung vorgegeben wird, wird der E-Modul durch die folgende Gleichung definiert:

$$\frac{1}{E} = s_{11} - 2 \left(s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2} s_{44} \right) \left(a_{11}^2 a_{12}^2 + a_{11}^2 a_{13}^2 + a_{12}^2 a_{13}^2 \right) \quad \text{Gl. A.4.1.2-6}$$

wobei a_{11} , bzw. a_{12} und a_{13} der Kosinus der Winkel zwischen der Zugrichtung und der Ox1-, bzw. Ox2- und Ox3-Achse ist. Die Anisotropie führt, abhängig von der kristallographischen Orientierung (d.h. der relativen Lage der Elementarzelle gegenüber den Probenachsen), zu unterschiedlichen makroskopischen Eigenschaften. Für $A > 1$ erhält man den maximalen E-Modul bei einer Belastung in Raumdiagonalenrichtung (Richtung $\langle 111 \rangle$) und den minimalen E-Modul bei einer Belastung in Kantenrichtung (Richtung $\langle 100 \rangle$).

Die elastischen Vorgänge sind reversibel. Überschreitet man jedoch eine gewisse Last, so kommt es zu bleibenden Verformungen: es ist das **plastische Verhalten**. Bei Einkristallen können zwei Mechanismen für solche plastischen Verformungen verantwortlich sein: Abgleitvorgänge in der Kristallstruktur und die mechanische Zwillingsbildung. Letztere tritt normalerweise dann auf, wenn Abgleitvorgänge erschwert stattfinden können, was vor allem bei hexagonalen Metallen der Fall ist. Kubische Metalle verformen sich im wesentlichen durch Gleitung. Die Abgleitvorgänge finden auf bestimmten kristallographischen Ebenen, den Gleitebenen, und in

bestimmten kristallographischen Richtungen, den Gleitrichtungen, statt. Die Gleitrichtung liegt parallel zum kleinsten Translationsvektor des Bravais-Gitters. Diese Ebene und Richtungen zeichnen sich also im allgemeinen durch eine dichtestmögliche Kugelpackung aus. Für kubisch-flächenzentrierte Kristalle sind dies die $\{111\}$ -Ebenen und die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen. Der Vektor $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$ ist nämlich der, der den kleinsten Betrag besitzt ($b=a\sqrt{2}/2$; a : Gitterkonstante). In jeder der vier unterschiedlichen $\{111\}$ -Ebenen liegen drei Gleitrichtungen, so dass insgesamt zwölf Gleitsysteme zur Verfügung stehen. Abhängig von der kristallographischen Orientierung und der Belastung können in einem Kristall ein oder aber mehrere Gleitsysteme aktiviert werden. Das schmidische Schubspannungsgesetz [Sch31] liefert eine Aussage darüber, ob es auf einem Gleitsystem zu Abgleitvorgängen kommt, bzw. welches Gleitsystem zuerst aktiviert wird. Nach diesem Gesetz beginnt ein System abzugleiten, wenn die dort wirkende schmidische Schubspannung τ einen kritischen Wert τ_y erreicht. Unter der kritischen Schubspannung τ_y (oder auch τ_0 bezeichnet) wird diejenige Schubspannung verstanden, die erstmals eine bleibende Verformung hervorruft. Die Schubspannung τ ist die Projektion des auf der Gleitebene wirkenden Spannungsvektors auf die Gleitrichtung. Die Fließbedingung für ein System ist also:

$$\tau = (\sigma n) m \geq \tau_y \quad \text{Gl. A.4.1.2-7}$$

\mathbf{n} ist dabei der Einheitsnormalenvektor der Gleitebene und \mathbf{m} der Einheitsgleitrichtungsvektor. Wenn man annimmt, dass alle Gleitsysteme anfänglich denselben kritischen Wert τ_y besitzen, fängt dasjenige System an zu gleiten, das am günstigsten bezüglich der äußeren Spannung σ orientiert ist. Für den Fall der einachsigen Zugbelastung eines Einkristalls lässt sich Gleichung Gl. A.4.1.2-7 wie folgt schreiben:

$$\tau = \sigma \cos \chi \cos \lambda \geq \tau_y \quad \text{Gl. A.4.1.2-8}$$

χ und λ bezeichnen die Winkel zwischen Zugachse und Gleitebenenormale bzw. Gleitrichtung (siehe Abbildung A.4.1.2-1). Der Faktor $\cos \chi \cos \lambda$ wird als schmidischer Faktor bezeichnet. Er ist maximal bei einer Winkelkombination von $\chi = \lambda = 45^\circ$ und beträgt dann 0,5.

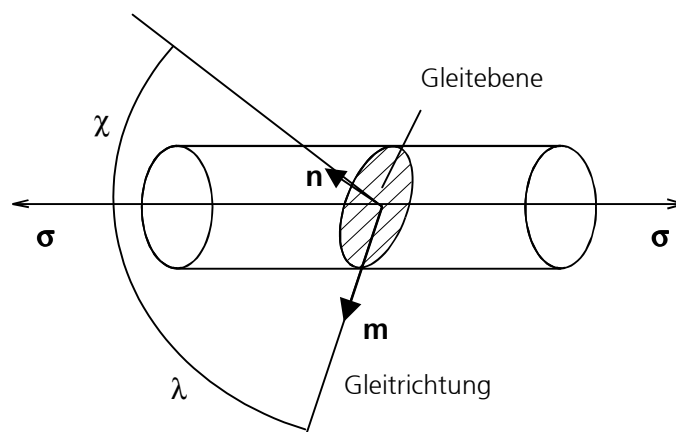


Abbildung A.4.1.2-1: Einachsiger Einkristall-Zugversuch

Der kritische Wert τ_y ist im wesentlichen abhängig vom Material, sowie von der Temperatur. In der Regel nimmt die Fließgrenze mit zunehmender Reinheit des Materials und zunehmender Temperatur ab. Dagegen steigt sie mit wachsender Konzentration von Legierungszusätzen, wobei die Stärke des Effekts von den zulegierten Elementen abhängt. Für eine erste Abschätzung von τ_y gibt Kovacs [Kov73] einen Richtwert von $\tau_y \approx 10^{-5}G$, wobei G den

Schubmodul bezeichnet. Als Fließspannung bezeichnet man die an jedem Punkt der Verfestigungskurve zur plastischen Weiterverformung benötigte Schubspannung.

Es wurde versucht, die gemessenen Fließspannungen mikrophysikalisch zu erklären. Es war aber festzustellen, dass ein starres Abgleiten der Gleitebenen gegeneinander nicht als Mechanismus in Frage kommen konnte. Abschätzungen hatten gezeigt, dass die dafür notwendigen Spannungen um Größenordnungen über den experimentell ermittelten Spannungen lagen. Die Frage nach dem elementaren Mechanismus der plastischen Verformung und der niedrigen experimentellen kritischen Schubspannung wurde im Jahre 1934 gleichzeitig und unabhängig von Orowan, Polanyi und Taylor in den Arbeiten [Oro34], [Pol34] und [Tay34] beantwortet. Es wurden eindimensionale Gitterfehler entdeckt, die sich im Material „konservativ“, d.h. ohne Materialtransport, fortbewegen. Sie werden als Versetzungen bezeichnet. Abbildung A.4.1.2-2, die der Arbeit von Taylor [Tay34] entnommen ist, zeigt (zweidimensional) links oben einen kubisch Idealkristall. In der Mitte oben sieht man, was nach Auswanderung einer Versetzung nach rechts übrig bleibt: Der Kristall ist um einen Atomabstand abgescher. Die untere Bildreihe zeigt den gleichen Vorgang, nur dass hier die Versetzung von rechts nach links wandert. Für die in Abbildung A.4.1.2-2 dargestellte Wanderung sind offenbar Schubkräfte verantwortlich. Natürlich ist das Gitter in der Umgebung der Versetzung merklich deformiert (Die Linie, die den abgeglittenen vom noch unverformten Bereich trennt, wird Versetzungslinie genannt). Die dabei gespeicherte elastische Energie wird beim Austritt der Versetzung aus dem Kristall abgegeben.

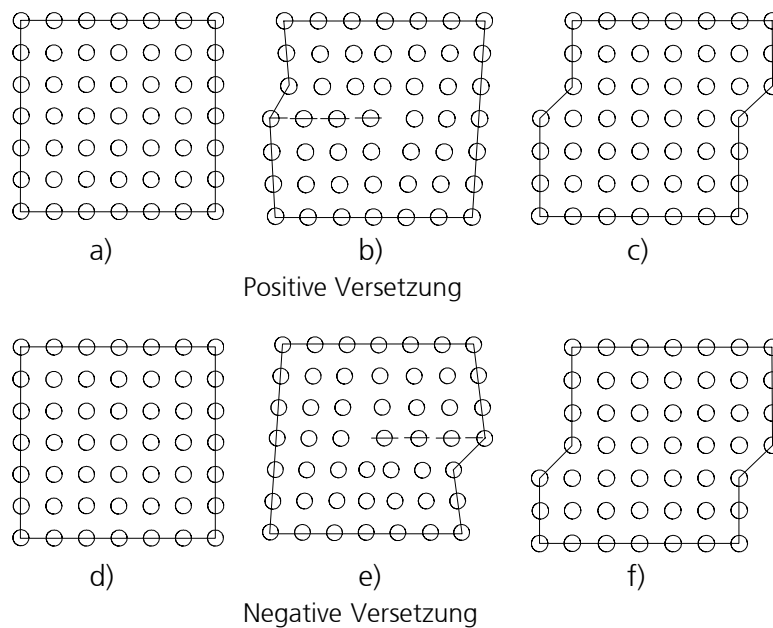


Abbildung A.4.1.2-2: Positionen der Atome während des Durchgangs einer Versetzung nach [Tay34]

Abbildung A.4.1.2-3 zeigt nebeneinander einen Idealkristall und einen Realkristall mit einer Stufenversetzung. In letzterem bezeichnet man als „schlechtes Gebiet“ die unmittelbare Umgebung der Versetzung, während die Bereiche in größerem Abstand „gutes Gebiet“ genannt werden. Man macht nun zwei vergleichende Umläufe, einen im guten Bereich des Realkristalls und einen im Idealkristall, indem man von zwei korrespondierenden Punkten ausgeht und in beiden Kristallen immer gleichzeitig die gleichen Schritte macht (etwa 3 Schritte nach rechts, 5 Schritte nach oben usw.). Der Schließungsfehler, der Vektor **b**, charakterisiert die vom Umlauf erfasste Versetzung und wird Burgers-Vektor genannt. Im Falle einer umlaufenen Schraubenversetzung erhält man ein entsprechendes Ergebnis. Im Falle eines kubisch-flächenzentrierten Metalls mit einer Gitterkonstante a hat der Burgers-Vektor die Indizierung $a/2\langle 1\ 0\ 1 \rangle$.

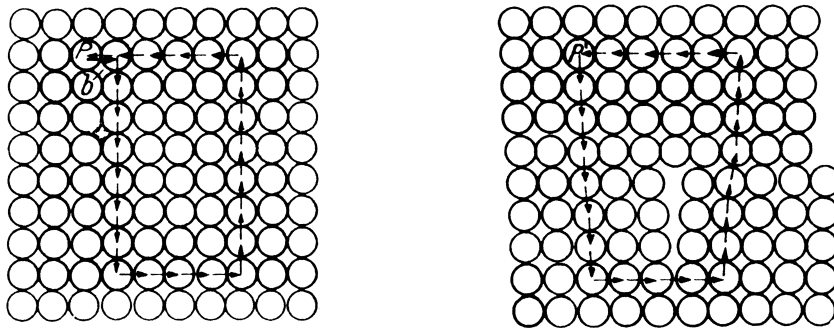


Abbildung A.4.1.2-3: Definition des Burgers-Vektors einer Stufenversetzung

Die Ebene, längs deren die Versetzung durch einen Kristall gewandert ist, wird als Gleitebene bezeichnet. Die Versetzung mit einem Linienvektor \mathbf{t} parallel zum Burgers-Vektor \mathbf{b} wurde erst im Jahre 1939 von Burgers entdeckt und heißt heute Schraubenversetzung. Dieser Name wird sofort verständlich, wenn man sich diese Gitterstörung aufzeichnet (Abbildung A.4.1.2-4). Die Schraubenversetzung bewirkt, dass die im idealen Kristall parallelen Netzebenen jetzt nach Art einer Schraubenfläche zusammenhängen, deren Achse definitionsgemäß Schraubenversetzung heißt. Entlang der Versetzungslinie kann sich der Charakter der Versetzung ändern. Beide Grenzfälle (Schrauben- und Stufenversetzungen) zeigen ganz typische Eigenschaften. Dies betrifft beispielsweise die Mechanismen, mit denen Hindernisse (z.B. Fremdatome, Teilchen einer zweiten Phase) überwunden werden können. Im Unterschied zur Stufenversetzung kann sich die Schraubenversetzung in zwei zueinander senkrechten Richtungen ohne Atomdiffusion (d.h. konservativ) bewegen. Jede Ebene, welche die Versetzungslinie enthält, kann Gleitebene sein. Die Schraubenversetzung kann also auf eine andere Gleitebene quergleiten, wobei der Burgers-Vektor erhalten bleibt. Stufenversetzungen haben aber unter Umständen (bei Temperatur, die eine Diffusion von Atomen erlauben) die Möglichkeit, in dem durch das Hindernis blockierten Abschnitt auf eine Gleitebene zu wechseln, die parallel zur ursprünglichen liegt. Dieser Vorgang wird als „Klettern der Versetzung“ bezeichnet und geschieht nichtkonservativ, d.h. das makroskopische Volumen der Probe wird verändert.

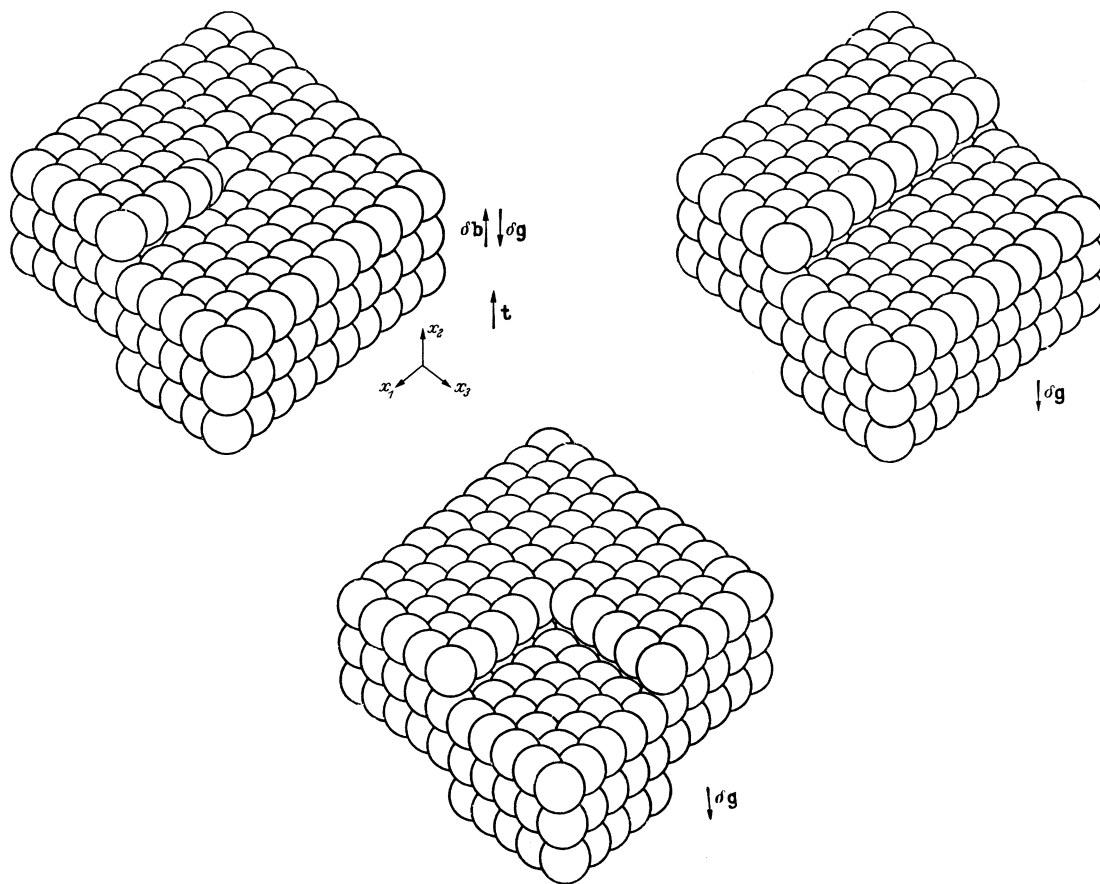


Abbildung A.4.1.2-4: Zur Schraubenversetzung

Bereits beim Wachstum der Kristalle entstehen Gitterfehler, insbesondere Versetzungen in größerer Zahl. Ein unverformter Kristall besitzt in der Regel eine Versetzungsdichte von etwa $10^{10}/\text{m}^3$ (Versetzungslinienlänge pro Volumen) bzw. $10^{10}/\text{m}^2$ (Durchstoßpunkte pro Fläche). Dabei sind die Versetzungen gleichmäßig auf die Gleitsysteme verteilt, so dass auf jedem Gleitsystem eine anfängliche Versetzungsdichte von ca. $8 \cdot 10^8/\text{m}^2$ vorliegt. Eine solche Versetzungszahl genügt nicht, um eine nennenswerte plastische Verformung zu bewirken. Infolgedessen müssen während des Verformungsvorgangs neue Versetzungen in großer Zahl erzeugt werden. Mit beginnender Deformation steigt die Versetzungsdichte stark an, wobei Gesamtversetzungsdichten bis zu $10^{15}/\text{m}^2$ erreicht werden ([Ess79]). Einen besonders wichtigen Mechanismus zur Erzeugung von Versetzungen haben Frank und Read [Fra50] vorgeschlagen. Er beruht auf dem Effekt der Linienspannung der Versetzung. Ein durch zwei Punkte A und B (z.B. Fremdatome oder Versetzungen anderer Gleitsysteme) an seinen Enden verankertes Stufenversetzungsstück der Länge l (siehe Abbildung A.4.1.2-5) beult sich unter der angelegten Spannung aus, wobei eine maximale Spannung von $\tau = Gb/l$ erforderlich ist, wenn das Segment Halbkreisform besitzt. Danach wird die Versetzung instabil und wickelt sich um A und B auf. In C treffen ein links- und ein rechtsdrehender Schraubenteil aufeinander und annihilieren sich. Übrig bleibt ein kompletter Versetzungsring und ein neues Versetzungssegment AB, das erneut ausgebaucht werden kann. Solch eine Quelle, für die es experimentelle Bestätigung gibt (z.B. [Mar62]), kann unter Umständen Tausende von Versetzungsringen emittieren.

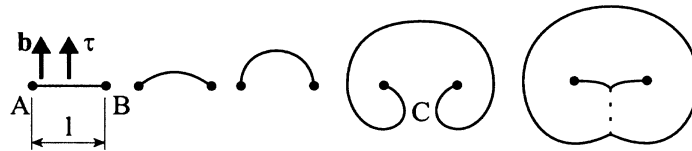


Abbildung A.4.1.2-5: Die Frank-Read-Quelle

Bleibt die vorderste dieser Versetzungen an einem Hindernis hängen, so können natürlich auch die folgenden Versetzungen nicht weiter. Sie werden von der Schubspannung, die sie erzeugt hat, vorwärts gepresst; wegen ihrer gegenseitigen Abstoßung müssen sie andererseits untereinander Abstand halten. So entsteht eine sog. Aufstauung von Versetzungen (Abbildung A.4.1.2-6), die schließlich so stark auf die Versetzungsquelle zurückwirkt, dass diese zum Erliegen kommt. Die Frank-Read-Quelle stellt nur einen Sonderfall der Versetzungsmultiplikation dar. Ein ähnlicher Prozess findet bei Versetzungen statt, die nur an einem Ende festgepinnt sind. Ebenfalls möglich ist es, dass ein Schraubenversetzungssegment nach doppelter Quergleitung als Quelle wirkt. Weitere Information findet man z.B. in [Hir68] oder in [Asa83a,b].

Mit zunehmender Versetzungsdichte steigt natürlich gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei Versetzungen unterschiedlichen Vorzeichens begegnen und annihilieren. Fremdatome, Teilchen einer zweiten Phase und vor allem Wechselwirkungen mit anderen Versetzungen sorgen dafür, dass die Versetzungen immer wieder lokal aufgehalten und manchmal immobilisiert werden.

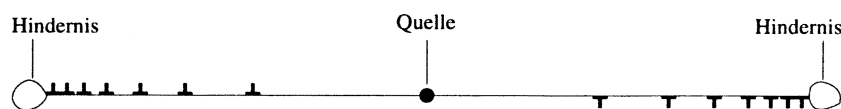


Abbildung A.4.1.2-6: Aufstau von Stufenversetzungen vor Hindernisse

Es ist festzustellen, dass das Ausmaß der Behinderung von Versetzung zu Versetzung, abhängig vom Aufenthaltsort, variiert. Die eingeführte Fließgrenze τ_f sollte also nicht zu absolut als Begrenzung eines rein elastischen Bereichs gesehen werden, sondern vielmehr als Schwellwert, ab dem eine merkliche plastische Verformung auftritt. Einzelne, wenige behinderte Versetzungen können bereits vorher zu Abgleitvorgängen beitragen, wobei es zu deutlichen inelastischen Deformationen jedoch erst beim Erreichen des Schwellwertes kommt. Die Versetzungsmultiplikation und -Immobilisierung gleichen sich relativ bald aus, so dass die Dichte der mobilen Versetzungen bei gleichen äußeren Bedingungen in etwa konstant bleibt. Die gesamte Versetzungsdichte steigt jedoch an. Das bedeutet, dass die Zahl der notwendigen Schneidprozesse ansteigt. Die Bewegung der mobilen Versetzungen wird also immer erschwert. Makroskopisch macht sich dies durch eine ansteigende Spannung bemerkbar, die zum Aufrechterhalten einer bestimmten Dehnrates erforderlich ist. Dieses Phänomen wird als Verfestigung bezeichnet.

Ein Kristall kann sich nicht bei der Abgleitung auf diskreten Ebenen kontinuierlich verformen. Vielmehr deformieren die aus dem Kristall austretenden Stufenversetzungsanteile die Oberfläche treppenförmig (siehe Abbildung A.4.1.2-7). Die entstehenden Absätze werden als sogenannte Gleitlinien erkennbar. Die jeder Gleitlinie entsprechende Abgleitung kann individuell unterschiedlich sein, wobei die Größe stets einem Vielfachen des Burgers-Vektors entspricht. Die Abstände der Gleitlinien sind auch nicht unbedingt äquidistant, besonders wenn es sich um Legierungen handelt. Die Versetzungen bewegen sich dabei in Gruppen auf wenigen, eng benachbarten Gleitebenen, was zur Entstehung von Gleitbändern an der Oberfläche führt. Weite Bereiche bleiben dagegen nahezu frei von Gleitung. Neuhäuser und Hampel [Neu93]

haben gezeigt, dass die Nachbargleitlinien und -bänder in charakteristischen Abständen angeordnet sind. Die Neigung zur heterogenen Abgleitung ist vor allem bei Legierungen ausgeprägt, die eine niedrige Stapelfehlerenergie besitzen.

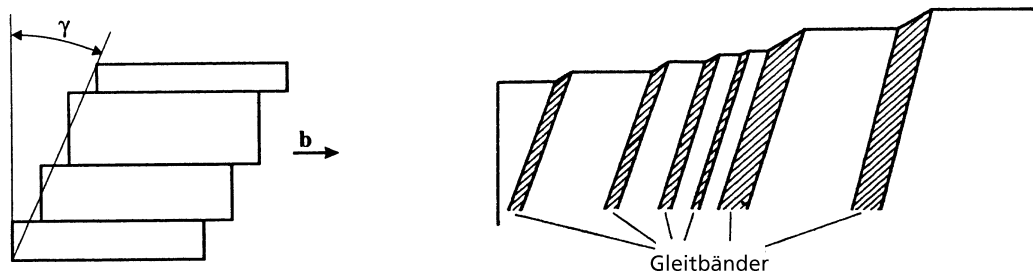


Abbildung A.4.1.2-7: Treppenförmige Abgleitung eines Kristalls (nach [Hul68])

Ein makroskopisches Maß für die bei der Versetzungsbewegung entstehende Abgleitung stellt der Gleitwinkel γ dar. Einen quantitativen Zusammenhang zwischen der zeitlichen Änderung des Gleitwinkels, der Gleitrate, und den Größen, welche die Versetzungsbewegung charakterisieren, liefert die Orowan-Gleichung:

$$\dot{\gamma} = \rho_m b \bar{v} \quad \text{Gl. A.4.1.2-9}$$

ρ_m :	Dichte der mobilen Versetzungen
b :	Betrag ihres Burgers-Vektors
\bar{v} :	Mittlerer Betrag ihrer Geschwindigkeit.

Die Größen auf der rechten Seite und damit die Gleitrate hängen von der Spannung ab. Frost und Ashby [Fro82] geben eine quadratische Abhängigkeit der mobilen Versetzungsdichte von der wirkenden Schubspannung gemäß

$$\rho_m \sim \tau^2 \quad \text{Gl. A.4.1.2-10}$$

an.

Polykristallverformung

Vielkristalline Werkstoffe lassen sich als Verband von Einkristallen unterschiedlicher kristallographischer Orientierung verstehen, die an den Korngrenzen miteinander verbunden sind. Deswegen stellen für das Verständnis ihres Verformungsverhaltens Untersuchungen an Einkristallen eine wichtige Grundlage dar. Polykristalle zeigen aber auch Eigenschaften, die nicht durch bloßes Überlagern oder Mitteln von Einkristalleigenschaften abzuleiten sind. Beim Übergang von einem Korn zum nächsten wechselt die Anordnung der Atome relativ sprunghaft von dem geordneten Zustand der einen Orientierung in den der Nächsten. Die eigentliche Korngrenze, auf der die Atome ungeordnet als eine Art Kompromiss zwischen den beiden geordneten Lagen vorliegen, ist nur wenige Atomlagen dick. Bei Temperaturen bis zur halben Schmelztemperatur des Metalls ist die Korngrenze fester als das Korninnere. Im Hochtemperaturbereich kehren sich die Verhältnisse um. Analysiert man das Verformungsverhalten eines Polykristalls, so hängt das Ergebnis stark von der Größenskala der

Untersuchung ab. Bei einer makroskopischen Betrachtung mitteln sich die anisotropen Eigenschaften der einzelnen Kristalle heraus. Der Werkstoff verhält sich quasiisotrop. Untersucht man auf der Ebene der Körner, so stellt man schon im elastischen Bereich eine deutlich inhomogene Verteilung von Verformung und Belastung fest, und zwar nicht nur von Korn zu Korn, sondern auch innerhalb einzelner Körner. Verantwortlich hierfür ist der Zwang zum Zusammenhalt des Kristallverbandes, dessen einzelne Bestandteile sich aufgrund ihrer Anisotropie und unterschiedlichen Orientierung eigentlich inkompatibel verformen. Bei zunehmender Verformung kann es, zunächst lokal begrenzt, zu plastischen Fließvorgängen kommen. Nach dem Schmid'schen Schubspannungsgesetz kommt es zuerst dort zu Abgleitvorgängen, wo das Zusammenspiel von Spannungszustand und Orientierung die größte Schmid'sche Schubspannung auf einem Gleitsystem liefert. Solche lokalen Fließvorgänge machen sich makroskopisch oft noch nicht bemerkbar, so dass die zugehörige Last-Verschiebungskurve noch nahezu linear verläuft. Im Laufe der weiteren Deformation tragen nach und nach alle Körner zur inelastischen Verformung bei. Die Gleitaktivität bleibt jedoch lokal unterschiedlich, so dass immer noch eine sehr inhomogene Dehnungsverteilung vorliegt.

Die Korngrenzen, die als Trennflächen zwischen unterschiedlich orientierten Gebieten interpretiert werden können, stellen Hindernisse für die Versetzungsbewegung dar. Trifft eine Versetzung auf eine Korngrenze, so findet sie im Nachbarkorn im allgemeinen keine unmittelbar für sie passende Gleitebene. Sie wird also an der Korngrenze aufgestaut, sowie nachfolgende Versetzungen. Das Spannungsfeld des Aufstaus erzeugt eine kinematische Rückspannung und Bildung und Bewegung nachfolgender Versetzungen werden behindert. Es kann aber an der Spitze des Aufstaus zu starken Spannungskonzentrationen kommen (vor allem wenn die Abgleitung auf wenige Gleitebenen beschränkt ist), die dafür sorgen können, dass es zu Gleitvorgängen im Nachbarkorn kommt. Zwei Mechanismen stehen zur Verfügung. Einerseits ist es möglich, dass eine im Nachbarkorn in der Nähe der Korngrenze liegende Versetzungsquelle aktiviert wird. Andererseits kann es zum Durchtritt der Versetzungen durch die Korngrenze und zur nachfolgenden Abgleitung in einem Gleitsystem des Nachbarkorns kommen. Die Korngrenzen können auch Quelle oder aber Senken von Versetzungen sein. Hirth [Hir72] gibt einen Überblick zu diesen Mechanismen.

Hall und Petch [Pet53] fanden eine Beziehung zwischen der Fließspannung und der Korngröße (nach Messungen an einem weichen Stahl):

$$\sigma = \sigma_0 + k_w d^{-\frac{1}{2}} \quad \text{Gl. A.4.1.2-11}$$

Dabei bezeichnet σ die äußere Spannung, σ_0 einen Spannungsanteil, der von der Korngröße unabhängig ist und d den mittleren Korndurchmesser. Die Größe k_w ist ein Maß für den Einfluss der Korngrenzen. Laut Thompson und Baskes gilt diese Beziehung aber nur für kleine plastische Verformungen.

Anhang A.4.1-3

Eulersche Winkel und kristallographische Projektionen

Eulersche Winkel

Zur Beschreibung der Lage des lokalen Kristallkoordinatensystems $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ gegenüber dem globalen Probenkoordinatensystem x, y, z werden die Eulerwinkel benutzt. Das globale System lässt sich durch drei aufeinanderfolgende Drehungen um definierte Achsen in das lokale System überführen (Abbildung A.4.1.3-1):

1. Drehung des globalen Systems mit dem Winkel ψ um die z -Achse liefert das System x', y', z' .
2. Drehung des x', y', z' -Systems mit dem Winkel ν um die x' -Achse liefert das System x'', y'', z'' .
3. Drehung des x'', y'', z'' -Systems mit dem Winkel φ um die z'' -Achse liefert das System $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$.

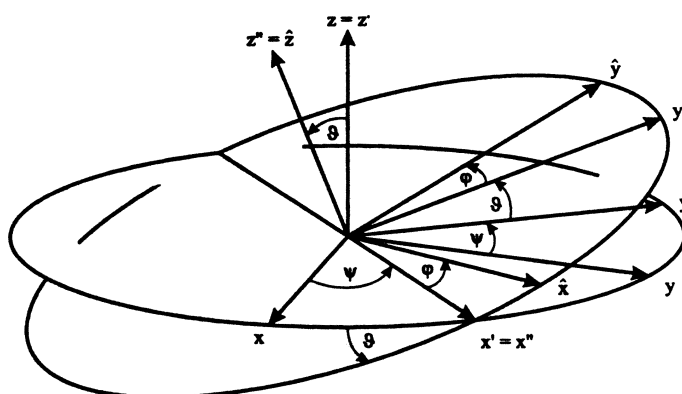


Abbildung A.4.1.3-1: Zu den Euler-Winkel

Die Transformationsmatrix A , welche die Transformation zwischen Darstellungen in lokalen und globalen Koordinaten ergibt, hat in Abhängigkeit der eulerschen Winkel die folgende Gestalt (siehe z.B. [Bun70]):

$$A = \begin{bmatrix} \cos \psi \cos \varphi - \sin \psi \cos \nu \sin \varphi & \sin \psi \cos \varphi + \cos \psi \cos \nu \sin \varphi & \sin \nu \sin \varphi \\ -\cos \psi \sin \varphi - \sin \psi \cos \nu \cos \varphi & -\sin \psi \sin \varphi + \cos \psi \cos \nu \cos \varphi & \sin \nu \cos \varphi \\ \sin \psi \sin \nu & -\cos \psi \sin \nu & \cos \nu \end{bmatrix}$$

Dabei beinhalten die A_{ij} die Kosinus-Werte der Winkel zwischen den lokalen und globalen Koordinatenachsen.

Stereographische Projektionen

Es ist oft sehr nützlich, Kristallebenen und Kristallrichtungen in einem zweidimensionalen Diagramm darzustellen, damit man Beziehungen zwischen den unterschiedlichen Winkeln des Kristalls sowie symmetrische Anordnungen der Kristallseiten auf einem Blatt Papier diskutieren kann. Stereographische Projektionen bieten die Möglichkeit, die kristallographische Orientierung, d.h. die relative Lage von Probe (bzw. Probenkoordinatensystem) und Elementarzelle (bzw. Kristallkoordinatensystem), auf eine anschauliche und gleichzeitig quantitativ aussagekräftige Art darzustellen. Bei einer solchen Projektion bleiben die Winkel erhalten.

Nehmen wir an, der Kristall liege im Mittelpunkt einer Kugel, die „Projektionskugel“ (Abbildung A.4.1.3-2). Die Normalen zu den Kristallebenen, die durch den Mittelpunkt laufen, schneiden die Kugeloberfläche in einem Punkt P. P ist der Pol der Ebene, die OP zur Normalen hat. Eine Kristallebene kann auch dargestellt werden, indem man die dazu parallele Ebene zeichnet, die den Mittelpunkt der Projektionskugel enthält. Diese wird „Diametral-Ebene“ genannt und die Schnittlinie zwischen Ebene und Projektionskugel „großer Kreis“. Ein „großer Kreis“ hat den gleichen Durchmesser, wie die Projektionskugel.

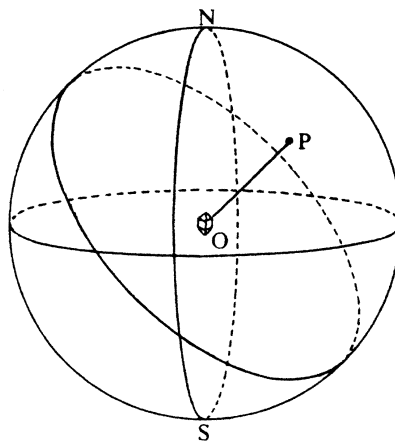


Abbildung A.4.1.3-2: Die Projektionskugel

Der Winkel zwischen zwei Ebenen mit den Normalen OP und OQ (Abbildung A.4.1.3-3) ist gleich dem Winkel ϕ zwischen diesen beiden Normalen. Um eine zweidimensionale Darstellung zu bekommen, müssen die Pole auf ein flaches Papier projiziert werden.

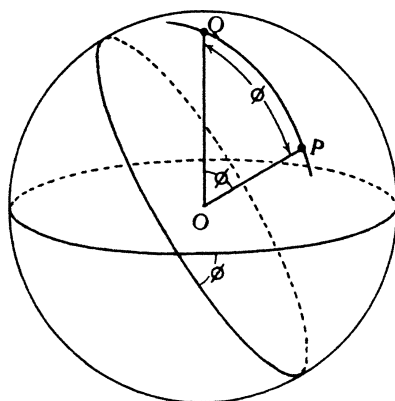


Abbildung A.4.1.3-3: Winkel zwischen zwei Ebenen

Grundsätzlich sind eigentlich zwei Darstellungsweisen möglich. Entweder wird die projizierte Lage der Elementarzelle gegenüber der Probe angegeben (man spricht dann von einer „stereographische Projektion“) oder die projizierte Lage der Probenachsen (und insbesondere der Zugachse) gegenüber der Elementarzelle („inverse stereographische Projektion“).
 Bei einer stereographischen Projektion (Abbildung A.4.1.3-4) ist der Pol P_1 auf eine Ebene senkrecht zur Normalen OS projiziert. S ist einer Punkt auf der Kugeloberfläche und wird Projektionspol genannt. Die praktischste Lösung resultiert, wenn man die zur SO senkrechte äquatoriale Ebene verwendet. Man erhält dann den Punkt P_1' , der „stereographische Projektion vom P_1 “ genannt wird. Liegt die zu projizierende Elementarzelle im Ursprung des globalen Probenkoordinatensystems x, y, z (Abbildung A.4.1.3-5a) und bringt man ihre in positive z-Richtung weisenden Flächennormalen mit einer Einheitskugel, deren Mittelpunkt im Ursprung des x, y, z -Systems liegt, zum Schnitt, so erhält man die drei Punkte D_1, D_2, D_3 . Diese werden mit dem Projektionspol (0/0/-1) verbunden. Die Durchstoßpunkte P_1, P_2, P_3 der Verbindungslinien durch die Ebene $z=0$ ergeben die Projektion. Sie kennzeichnen eindeutig die Lage der kubischen Elementarzelle gegenüber der Probe.

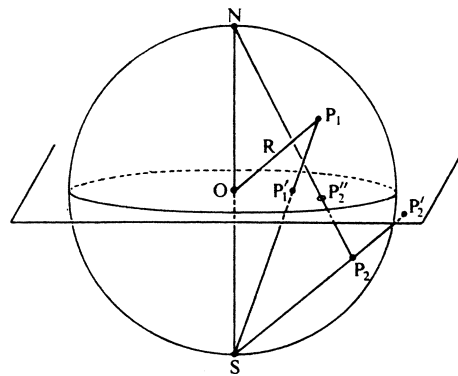


Abbildung A.4.1.3-4: Stereographische Projektion

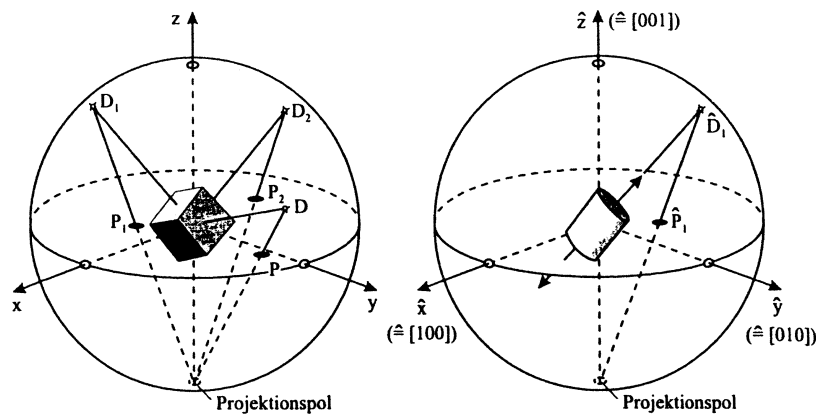


Abbildung A.4.1.3-5: a) stereographische Projektion; b) inverse stereographische Projektion

Bringt man die Zugachse mit einer Einheitskugel, deren Mittelpunkt im Ursprung liegt, zum Schnitt, so erhält man den Punkt \hat{D}_1 (Abbildung A.4.1.3-5b). Dieser wird mit dem Projektionspol (0/0/1) verbunden. Der Durchstoßpunkt \hat{P}_1 durch die Ebene $z=0$ kennzeichnet die projizierte Lage der Zugachse. Wählt man die Achsen des Kristallkoordinatensystems so, dass das (unter der Annahme einachsiger Zugbelastung) am stärksten belastete System die

Indizierung $(111) [\bar{1}01]$ erhält, so liegt die Projektion im Standardbereich B4 (Notation nach Schmid und Boas [Sch35]) der Abbildung A.4.1.3-6. Ändert sich die Lage der Zugachse gegenüber dem Kristall (z.B. durch Gitterdrehung oder durch einen Wechsel der Belastung), so gibt Abbildung A.4.1.3-6 an, welches der Gleitsysteme die stärkste Belastung erfährt.

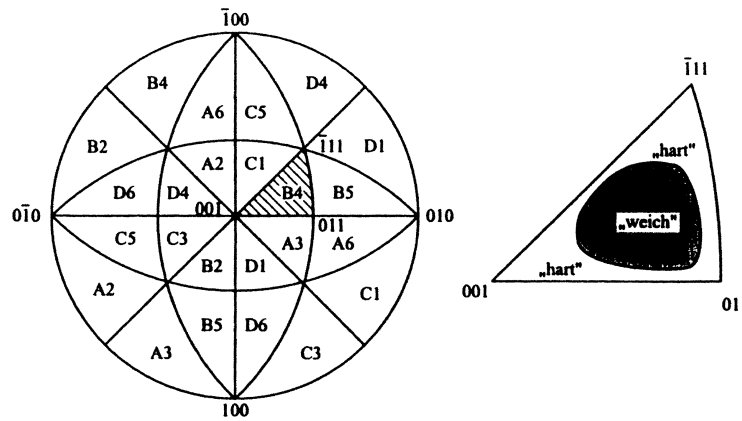


Abbildung A.4.1.3-6: Inverse stereographische Projektion; a) Kennzeichnung des jeweils am günstigsten orientierten Gleitsystems gemäß der Notation von [Sch35], b) Standardbereich B4 mit „harten“ und „weichen“ Regionen.

Die inverse stereographische Projektion wird vor allem bei Einkristallversuchen verwendet. Sie gibt an, ob die Probe eher für Einfach- oder eher für Mehrfachgleitung orientiert ist bzw. welche Gleitsysteme neben dem Primärsystem stark belastet sind.

Die stereographische Projektion wird vor allem bei Vielkristallen verwendet. Stellt man die Orientierungen mehrerer zu untersuchender Körner in einer Projektion dar, so erhält man auf einfache Weise einen Überblick über die relative Lage der Körner zueinander.

Bei den Rechnungen verwendete kristallographische Orientierungen

Bei den Rechnungen werden die folgenden Orientierungen verwendet:

	ψ	ν	ϕ		ψ	ν	ϕ
Orientierung 1	0	0	0	Orientierung 14	46	17	40
Orientierung 2	27	43	52	Orientierung 15	14	12	45
Orientierung 3	-45	-45	0	Orientierung 16	0	30	0
Orientierung 4	25	25	0	Orientierung 17	0	-45	45
Orientierung 5	90	0	0	Orientierung 18	5	55	20
Orientierung 6	87	20	15	Orientierung 19	0	-45	-45
Orientierung 7	-45	45	0	Orientierung 20	85	60	15
Orientierung 8	80	60	45	Orientierung 21	45	0	0
Orientierung 9	-45	45	45	Orientierung 22	0	0	45
Orientierung 10	180	0	0	Orientierung 23	0	20	15
Orientierung 11	20	0	0	Orientierung 24	45	30	0
Orientierung 12	45	45	45				
Orientierung 13	10	15	20				

Abbildung A.4.1.3-7 zeigt die inverse stereographische Projektion aller Orientierungen.

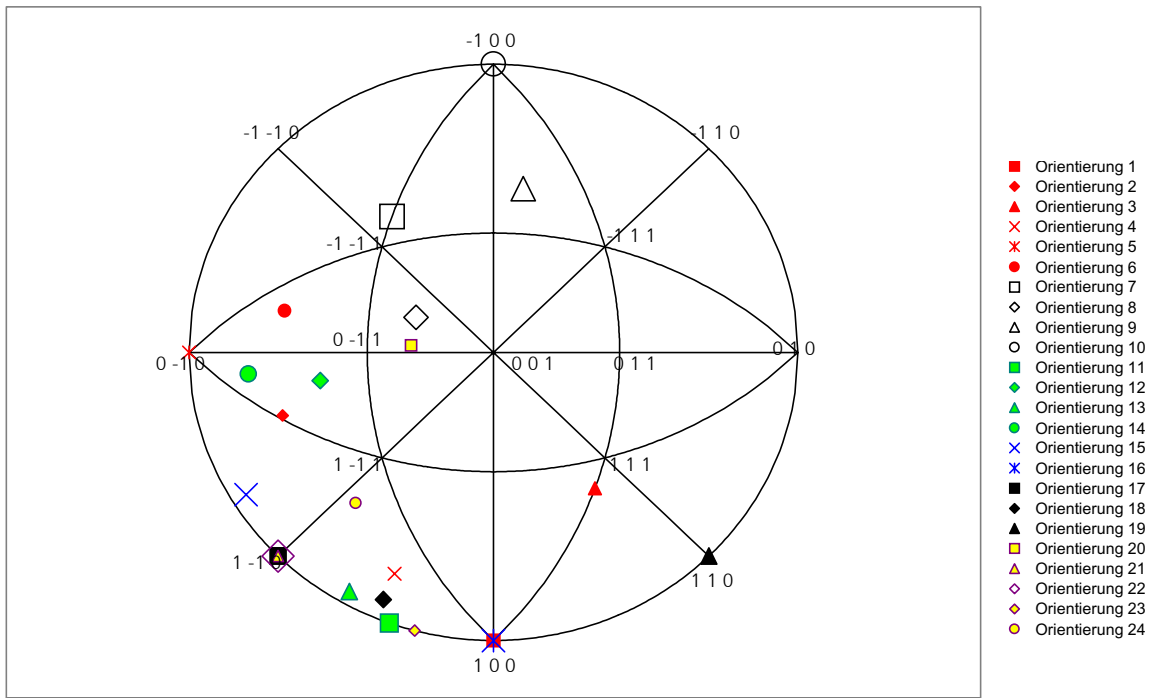


Abbildung A.4.1.3-7: Inverse stereographische Projektion aller Orientierungen

Liste der verwendeten Symbole

A	Materialparameter
A_5	Bruchdehnung
a	Risslänge
$\dot{a}^{(\alpha)}$	Bezugsdehnungsgeschwindigkeit auf dem System mit dem Index (α)
α	Materialparameter
α	Rotationswinkel
b, B	Werkstoffabhängiger Parameter
b	Burgervektor
c, C	Werkstoffabhängiger Parameter
C_1, C_2	An Wöhlerlinien angepasster Parameter
c	Risslänge
c_i	Länge eines Risskeimes
c_{11}, c_{12}, c_{44}	Elastische Modulen
$\cos\chi\cos\lambda$	Schmid-Faktor
D	Abstand von Hindernis zu Hindernis
D	Schädigungsvariable
d	Korngröße
d	Charakteristische Länge
d	Abstand zwischen freie Oberfläche und Hindernis entlang des Gleitbandes
d	Abstand zur nächsten Barriere
da/dN	Rissfortschritt
δ (COD)	Rissspitzenaufweitung
δ_{th}	Zum Rissfortschritt notwendige minimale Rissspitzenaufweitung
ΔCTSD	Lokaler Scherversatz der gegenüberliegenden Rissflanken (Rissspitzenabgleitung)
ΔCTOD	Lokale Rissöffnung der gegenüberliegenden Rissflanken (Rissspitzenöffnung)
$\Delta\epsilon_n$	Schwingbreite der Normaldehnung
$\Delta\epsilon_{pl}$	Schwingbreite der plastischen Dehnung
ΔG	Freie gibbsche Energie
$\Delta\gamma$	Schwingbreite der Schubdehnung
ΔJ	Zyklisches J-Integral
ΔK	Schwingbreite der Spannungsintensitätsfaktor
ΔK_c	Oberer Grenzwert im Bereich III der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors
ΔK_{eff}	Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktor modifiziert um Riss schließen
ΔK_0	Unterer Grenzwert im Bereich I der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors
ΔK_{th}	Schwellwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors
$\Delta\sigma$	Spannungsschwingbreite
$\Delta\tau$	Schwingbreite der angelegten Schubspannung
$\Delta\tau_{fl}$	Dauerschubfestigkeit
ΔU	Gespeicherte Dehnungsenergie
$\Delta\omega$	Breite der wechselplastischen Zone
E	Elastizitätsmodul
E_{mittel}	Arithmetischer Mittelwert der E-Modulen
ϵ_a	Dehnungsamplitude
$\epsilon_{a,e}$	Amplitude des elastischen Dehnungsanteils
$\epsilon_{a,p}$	Amplitude des plastischen Dehnungsanteils
ϵ_α	Dehnungsamplitude
ϵ_i	Lokale Dehnung im Element i

ϵ_{ij}	Komponenten des Dehnungstensors
ϵ^o	Oberdehnung
ϵ_{pl}	Plastische Dehnung
ϵ_{techn}	Technische Dehnung
ϵ^u	Unterdehnung
ϵ_{wahr}	Wahre Dehnung
ϵ_z	Werkstoffabhängige Konstante
f	Reversibilitätsfaktor
f	Anzahl der Versetzungen, die im Gleitband am Wachstumsprozess des Risses teilnehmen
f	Proportionalitätsfaktor zwischen Rissfortschritt pro Zyklus und Verschiebung entlang des Gleitbandes
$f^{(\alpha)}$	Funktion zur Beschreibung der Abhängigkeit der Dehnungsgeschwindigkeit von der Spannung
G	Schubmodul
$g^{(\alpha)}$	Aktuelle Fließgrenze
γ	Makroskopische Abgleitung (Summe der Schubdehnungen auf allen Gleitsystemen)
γ	Neigung des Gleitbands
γ_s	Oberflächenenergie einer neu gebildeten Fläche
$\dot{\gamma}^{(\alpha)}$	Gleitgeschwindigkeit auf einem System (α)
\dot{G}	Energiefreisetzungsrate
$h_{\alpha\beta}$	Verfestigungsmodulen
h_0	Anfänglicher Verfestigungsmodul
K_I, K_{II}, K_{III}	K-Faktoren
k	Reibungsspannung
k_s	Verfestigungsmodul
m, m', n	Werkstoffabhängige Exponenten
N	Zyklenzahl
n	Anzahl der Elemente
n	Geschwindigkeitsexponent
N_B	Lebensdauer
n_i oder ΔN_i	Zyklenzahl bei der Rissinitiierung
\bar{N}	Normalisierte Anzahl von diskreten Versetzungen in Aufstauung
ν	Querkontraktionszahl
p	Druck
ϕ	Plastische Verschiebung an der Risspitze
Φ	Funktion zur Definition der relativen kristallographischen Orientierung zwischen zwei Körnern
Ψ, ν, ϕ	Euler-Winkel
q, q_1	Verfestigungsparameter
R	Effektive Gleitbandlänge
R_e	Dehnungsverhältnis
$R_{p0,2}$	0.2%-Streckgrenze
$R_{p1,0}$	1.0%-Streckgrenze
R_m	Zugfestigkeit
R_σ	Spannungsverhältnis
s	Zyklischer Verfestigungsexponent
s	Fit-Parameter
s	Von der Geometrie und vom Verformungsverhalten abhängiger Parameter
r_p	Ausdehnung der plastischen Zone
σ	Angelegte Spannung

σ_a	Spannungsamplitude
σ_{comp}	Vergleichsspannung
σ_{FL}	Schwellwert für das Wachstum eines Risses durch das erste Korn
σ_i	Spannung in einem Element
σ_{ij}	Komponenten des Spannungstensors
σ^n	Nennspannung
σ^o	Oberspannung
σ_{techn}	Technische Spannung
σ^u	Unterspannung
σ_{wahr}	Wahre Spannung
σ^y	Fließspannung
σ_i^y	Fließgrenze des Elementes i
σ_{mittel}^y	Arithmetischer Mittelwert der Fließspannungen
σ_Z	Werkstoffabhängige Konstante
T	Temperatur
T	Spannungsvektor
τ	Schubspannung
$\tau^{(\alpha)}$	Schmid-Schubspannung auf einer Gleitsystem (α)
τ_A	Resultierende Schubspannung entlang der Gleitbandes des Korns A
τ_B	Resultierende Schubspannung entlang der Gleitbandes des Korns B
$\tau_0 = g^{(\alpha)}(0)$	Anfängliche Fließgrenze
τ_s	Sättigungsspannung
u_i	Verschiebung in Richtung i
W	Energie pro Volumen, $W = \int \sigma_{ij} \cdot d\epsilon_{ij}$
W_{eff}^e	Effektive elastische Energie
W^p	Plastische Energie
W_1	Durch Versetzungen gespeicherte Energie
W_2	Wegen der Öffnung eines Risses freigesetzte mechanische Energie
ω_s	Spezifische Bruchenergie
X	Abstand von der Risspitze zum nächsten Hindernis in der Rissebene
ξ_1, ξ_2	Beiträge an W_1 und W_2 , numerisch berechnet
Y_I, Y_{II}	Geometriefaktoren
Z	Brucheinschnürung
Z	Zyklisches J-Integral
Z_D	Z_D -Parameter
Z_{eff}	Effektives Z-Integral
Z_{HAD}	Z-Integral mit Korrektur nach El Haddad

Glossar

Ausscheidung	Eine Phasenumwandlung in einem mehrkomponentigen festen Körper mit begrenzter Mischbarkeit, bei der sich in einem übersättigten Mischkristall durch Entmischung eine neue Phase bildet. Während der Ausscheidung entstehen in der homogenen Phase des Mischkristalls lokale Bereiche mit erhöhter Konzentration eines gelösten Stoffes, so dass die Konzentration im übrigen Mischkristall auf einen Wert unterhalb der Löslichkeitsgrenze verringert wird.
Austenit	Mischkristalle aus γ -Eisen und Kohlenstoff. Das γ -Eisen existiert im Temperaturbereich (1184-1665 K) und hat kubisch-flächenzentriertes Gitter
Bauschinger-Effekt	Ein bei Metallen beobachteter Effekt, der darin besteht, dass bei einer mechanischen Wechselbeanspruchung nach der ersten Spannungsumkehr die Fließspannung bei der plastischen Verformung in Vorwärtsrichtung größer als in umgekehrter Richtung ist. Die Verfestigung in Vorwärtsrichtung kommt durch die abstoßende Wirkung der in einer Gleitebene aufgestauten Versetzungen zustande. Bei Lastumkehr ist ein Gleiten der Versetzungen viel leichter möglich, weil dann die äußere Belastung und die innere Spannung in derselben Richtung wirken.
Dauerfestigkeit	Sie liefert einen Beanspruchungsgrenzwert, bis zu dessen Höhe eine schwingende Beanspruchung beliebig oft ohne Bruch ertragbar ist.
Dehnungsverhältnis	Das Dehnungsverhältnis R_ϵ ist definiert als Verhältnis von Oberdehnung ϵ^u zu Unterdehnung ϵ^o
Euler-Winkel	Drei Winkel, welche die Lage zweier rechtwinkliger Koordinatensysteme mit gemeinsamem Ursprung zueinander beschreiben (siehe Anhang A.4.1-3)
Fließgrenze	Beginn der plastischen Formänderung (auch Streckgrenze genannt)
Fließspannung	(auch kritische Schubspannung genannt) Diejenige Spannung auf einem Festkörper, ab welcher der Körper anfängt, auch plastisch zu reagieren. Im Spannungs-Dehnungs-Diagramm ist die Fließspannung die zur Fließ- oder auch Streckgrenze gehörige Spannung unterhalb derer das Material nur elastisch deformiert wird, d.h. nach Wegnahme der Spannung stellt sich der unverformte Zustand von selbst wieder ein. Werkstoffe mit konstanter Fließspannung heißen ideal-plastisch.
Gleitband	Elementarstruktur der Gleitlinien. Die feinen Gleitlinien von 20 nm und weniger, wie sie besonders bei kleinen Abgleitungen gefunden werden, werden in der Literatur häufig als Gleitbänder bezeichnet.
Gleitebenen	Dichtbesetzte kristallographische Ebenen eines Kristalls, entlang derer infolge von Schubspannung Kristallschichten gegeneinander verschoben werden, so dass entlang ihnen das Gleiten erfolgt. Gleitebene sind demzufolge Ebenen mit kleinen millerschen Indizes, so z.B. bei Kfz-Metallen in dem {111}-Ebenen.
Gleitlinien	Die bei der Verformung von Kristallen an der Oberfläche sichtbaren Gleitspuren entlang der Gleitebenen.

Gleitung	Der Verformungsvorgang bei der plastischen Verformung von Kristallen, die auf einer gegenseitigen Verschiebung von Kristallschichten parallel zu einer kristallographisch bestimmten Richtung beruht.
Hall-Petch-Beziehung	$\Delta\sigma_s = \frac{C}{\sqrt{L_3}}$ <p>mit $\Delta\sigma_s$: Streckgrenze, L_3: mittlerer Sehlänge der Kristallite, C: korngrenzenstrukturabhängige Konstante In einphasigen polykristallinen Werkstoffen ist die Abhängigkeit der Streckgrenze von der Größe und Orientierung der Kristallite nachgewiesen. Nimmt die Kristallitgröße ab, so weist das Gefüge eines Werkstoffes mehr Korngrenzen auf. Da diese die Versetzungsdichte stark erhöhen (Kaltverfestigung) und Bewegungshindernisse für Versetzungen darstellen (Korngrenzenverfestigung), steigt die Streckgrenze einphasiger Werkstoffe mit abnehmender Korngröße.</p>
Korngrenze	Zweidimensionaler Baufehler; Grenzfläche, die entsteht, weil in einem einphasigen polykristallinen Werkstoff Kristallite (Körner) unterschiedlicher Orientierung aneinander stoßen. Die Korngrenze ist geometrisch ein Gebiet, in dem sich die Orientierung des Gitters innerhalb eines kleinen räumlichen Gebietes sehr plötzlich ändert. Es entsteht also ein Bereich gestörter Besetzungsdichte.
Korngröße	Durchschnittliche Größe der Kristallite eines polykristallinen Materials.
Langer Riss	Lange Risse erstrecken sich über vielen Körnern ($a > 100d$, a : Risslänge, d : Korngröße) und wachsen unter Mode I. Die Ausdehnung der plastischen Zone ist klein im Verhältnis zur Risslänge und zu anderen Abmessungen der Struktur ($a/r_p \gg 1$) und die elastische Bruchmechanik kann das Wachstumsverhalten gut beschreiben.
Lebensdauer	Die bis zum Bruch ertragene Einwirkungszeit der Schwingbeanspruchung wird als die Lebensdauer des Bauteils bezeichnet.
Masing-Modell	siehe Kapitel 4
Masing-Verhalten	Metallische Werkstoffe zeigen näherungsweise das Masing-Verhalten, d.h. der Spannungs-Dehnungs-Pfad folgt bei Belastungsumkehr einer Kurve, die in Spannungen und Dehnungen der verdoppelten zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve (Erstbelastungskurve) entspricht. Mit dem Masing- und Memory-Verhalten wird (auf der Seite des Werkstoffes) gewährleistet, dass bei wiederholter Beanspruchungsumkehr geschlossene Hysterese entstehen, die bei Schwingfestigkeitsuntersuchungen ein Schädigungsereignis darstellen.
Memory-Verhalten	Die Werkstoffe zeigen bei nicht einstufigen Belastungen näherungsweise drei Arten des Werkstoffgedächtnisses: <ul style="list-style-type: none"> - Nach Schließen einer Hysterese, die auf der zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve begonnen hat, folgt der Spannungs-Dehnungs-Pfad wieder der zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve. - Nach Schließen einer Hysterese, die auf einem Hystereseast begonnen wurde, folgt der Spannungs-Dehnungs-Pfad dem ursprünglichen Hystereseast.

	- Ein auf der zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve begonnener Hystereseast endet, sobald der Betrag der Spannung oder Dehnung seines Startpunktes im gegenüberliegenden Quadranten wieder erreicht wird. Der Spannungs-Dehnungs-Pfad folgt anschließend weiter der zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve.
Mikrostrukturell kurzer Riss	Mikrostrukturell kurze Risse sind Risse von einer Länge im Bereich eines Korndurchmessers. Sie wachsen unter Mixed-Modus II und III. Die plastische Zone ist groß. Bei der Modellierung des Wachstumsverhalten muss die Mikrostruktur betrachtet werden.
Physikalisch kurzer Riss	Physikalische kurze Risse haben eine Länge von weniger als zehn Korngrößen. Das Verhältnis a/r_p hat einen Zwischenwert und die elastisch plastische Bruchmechanik muss zur Beschreibung des Wachstums eingesetzt werden.
Plastische Verformung	Unter Krafteinwirkung auf einem Festkörper auftretende irreversible Formänderung. Speziell bei kristallinen Stoffen tritt bei plastischer Verformung meist eine Verschiebung der Kristallebenen entlang von Gleitebenen auf.
Plastische Zone	
Ramberg-Osgood-Beziehung	$\varepsilon_a = \varepsilon_a^e + \varepsilon_a^p = \frac{\sigma_a}{E} + \left(\frac{\sigma_a}{K} \right)^{1/s}$
	<p>ε_a: Amplitude der lokalen Dehnungen, $\varepsilon_{a,e}$: Amplitude des elastischen Dehnungsanteils $\varepsilon_{a,p}$: Amplitude des plastischen Dehnungsanteils σ_a: Spannungsamplitude K': zyklischer Verfestigungskoeffizient n': zyklischer Verfestigungsexponent</p>
Spannungsverhältnis	$R = \frac{\sigma_u}{\sigma_o}$; σ_u : Unterspannung, σ_o : Oberspannung
Stadium 1	Stadium des Risswachstum des Risses, bei dem der Riss unter Schub (Modus II) wächst
Stadium 2	Stadium des Risswachstum des Risses, bei dem der Riss senkrecht zur größten Normalspannung (Modus I) wächst
Stereographische Projektion	siehe Anhang A.4.1-3
Streckgrenze	siehe Fließgrenze
Versetzung	Eindimensionaler Baufehler, die durch das Fehlen oder zusätzliche Auftreten von Netzebenenabschnitten entstehen. Es gibt zwei Arten von Versetzungen: die Stufenversetzung und die Schraubenversetzung. Für weitere Informationen, siehe Anhang A.4.1-2 .
Zwillingskorngrenze	Sonderfall der Korngrenzen. In ihr treffen zwei Kristallite unter einem Winkel aufeinander, bei dem Gitterverzerrungen nicht auftreten. Die beiden Kristallite sind spiegelsymmetrisch zur Zwillingskorngrenze angeordnet.
Zyklische Entfestigung	Abnehmende Spannungsamplituden bei konstanter Dehnungsamplitude
Zyklisches Kriechen	Unter spannungskontrollierter unsymmetrischer Belastung (Mittelspannung ungleich Null) können gerichtete plastische Verformungen auftreten, so dass die Mitteldehnung mit der Zyklenzahl immer weiter zunimmt. Dieser Effekt wird oft als „zyklisches Kriechen“ bezeichnet. Der in der englischsprachigen Literatur üblichen Begriff „Ratcheting“ wird oft verwendet.

Zyklische σ - ϵ -Kurve	Die Umkehrpunkte der für jede Dehnungsamplitude aus dem stabilisierten Bereich entnommenen Hystereseschleifen bilden die sogenannte Spannungs-Dehnungs-Kurve.
Zyklische Verfestigung	Zunehmende Spannungsamplituden bei konstanter Dehnungsamplitude.

Literaturverzeichnis

- [Asa83a]
Asaro R. J.
Micromechanics of Crystal and Polycrystals
Adv. Appl. Mech., v. 23, 1983, p. 1
- [Asa83b]
Asaro R. J.
Crystal Plasticity
Adv. Appl. Mech., v. 50, 1983, p. 921
- [ASTM77]
ASTM Standard E399
Annual Book of ASTM Standards, Philadelphia, 1977
- [ASTM81]
ASTM Standard E647-78T, in „Fatigue Crack Growth Measurements and Data Analysis“
ASTM STP 738, 1981, pp. 321-339
- [Ban88]
Bannantine J.A. and Socie D.F.
Observations of Cracking Behavior in Tension and Torsion Low Cycle Fatigue
Low Cycle Fatigue, ASTM STP 942, H.D. Solomon, G.R. Halford, L.R. Kaisand and B.N. Leis, Eds.,
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1988, pp. 899-921
- [Bil63]
Bilby B.A., Cotrell A.H., and Swinden K.H.
Proceedings of the Royal Society A272, 1963, pp. 304-314
- [Bös97]
Bösch R.
X6 CrNiNb 18-10: Grundcharakterisierung
Interner IWM-Bericht, 1997
- [Bös98]
Bösch R.
REM-Untersuchungen der Rißinitiierung nach Icf-Beanspruchung an Probe LRCx10
Interner IWM-Bericht, 1998
- [Bro77]
Brown L.M.
Dislocation Substructures and the Initiation of Cracks by Fatigue
Metal Science, Vol. 11, 1977, pp. 315-320
- [Bun70]
Bunge H. J.
Some Applications of the Taylor Theory of Polycrystal Plasticity,
Kristall und Technik 5, 1970, pp. 145-175

- [Cai92]
Cailletaud G.
A Micromechanical Approach to inelastic Behaviour of Metals
International Journal of Plasticity, Vol. 8, 1992, pp. 55-73
- [Chr90]
Christ H.-J.
Wechselverformung von Metallen
Werkstoff-Forschung und-Technik Band 9, 1990
Springer-Verlag
- [Cof54]
Coffin L.F.
A study of the effects of cyclic thermal stresses on a ductile metal
Transactions of ASME, 76, 1954, pp. 931-950
- [Del96]
Delobelle P. and Bocher L.
Experimental Study and Phenomenological Modelling of One-Dimensional and Two-Dimensional Ratchetting Effect
Multiaxial Fatigue and Design, ESIS 21, Mechanical Engineering Publications, London, 1996, pp. 115-137
- [DIR85]
De los Rios E.R., Mohamed H.J. and Miller K.J.
A Micro-Mechanics Analysis for Short Fatigue Crack Growth
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct. Vol.8, No. 11, 1985, pp. 49-63
- [DIR89]
De los Rios E.R., Andrews R.M., Brown M.W. and Miller K.J.
Out-of-Phase Cyclic Deformation and Fatigue Fracture Studies on 316 Stainless Steel
Biaxial and Multiaxial Fatigue, EGF3, Mechanical Engineering Publications, London, 1989, pp. 659-682
- [Doo91]
Doong S.H., and Socie D.F.
Deformation Mechanisms of Metals Under Complex Non-Proportional Cyclic Loading
Fatigue under Biaxial and Multiaxial Loading, ESIS 10, 1991, pp. 305-320
- [Doq98]
Micromechanical Simulations of Stage I Fatigue Crack Growth under Multiaxial Loading.
In Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behaviour of Materials.
K.T. Rie and P.D. Portella (Eds.), 1998, pp. 193-197
- [Dow76]
Dowling N.E., Begley J.A.
In "Mechanics of Crack Growth"
ASTM STP 590, 1976, pp. 82-103
- [Ebi87]
Ebi G.
Ausbreitung von Mikrorissen in duktilen Stählen
Dissertation RWTH Aachen, 1987

[ElH80]

El Haddad M.H., Dowling N.E., Topper T.H. and Smith K.N.
Integral applications for short fatigue cracks at notches
Int. J. of Fracture, Vol. 16, No. 1, 1980, pp. 15-30

[Elb71]

The Significance of Fatigue Crack Closure
In "Damage Tolerance in Aircraft Structures", ASTM STP 486, 1971, pp. 230-242

[Ess79]

Essmann U. und Mughrabi H.
Annihilation of dislocations during tensile and cyclic deformation and limits of dislocation densities
Phil. Mag. A 40, No. 6, 1979, pp. 731-736

[Fra50]

Frank F.C. und Read W.T.
Multiplication Processes for Slow Moving Dislocations
Phys. Rev. 79, 1950, pp. 722-723

[Fro82]

Frost H.J. und Ashby M.F.
Deformation-Mechanism-Maps, The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics
Pergamon Press, Oxford, 1982

[Ger95]

Gerdes R.
Ein stochastisches Werkstoffmodell für das inelastische Materialverhalten metallischer Werkstoffe im Hoch- und Tieftemperaturbereich
Braunschweiger Schriften zur Mechanik, Mechanik-Zentrum, TU Braunschweig, 1995

[Hai78]

Haigh J.R. Skelton R.P.
Mat. Science Engng., 47, 1978, pp. 623-628

[Hal51]

Hall E.O.
The Deformation and Ageing of Mild Steel: III. Discussion of Results
Proc. Phys. Soc. (London) 64B, 747, 1951

[Har97]

Harder Jörg
Simulation lokaler Fließvorgänge in Polykristallen
Braunschweiger Schriften zur Mechanik, No. 28-1997

[He81]

He M.Y., Hutchinson J.W.
J. Appl. Mech., 48, 1981, pp. 830-840

[Hei83]

Heitmann H.
Betriebsfestigkeit von Stahl: Vorhersage der technischen Anrisslebensdauer unter Berücksichtigung des Verhaltens von Mikrorissen
Dissertation RWTH Aachen, 1983

[Hil66]

Hill R.

Generalized Constitutive Relations for Incremental Deformation of Metal Crystals by Multislip
J. Mech. Phys. Solids, v. 14, 1966, p. 95

[Hil72]

Hill R. and Rice J.R.

Constitutive Analysis of Elastic-Plastic Crystals at Arbitrary Strain
J. Mech. Phys. Solids, v. 20, 1972, p. 401

[Hir68]

Hirth J.P. und Lothe J.

Theory of Dislocations

McGraw-Hill, New-York, 1968

[Hir72]

Hirth J.P.

The Influence of Grain Boundaries on Mechanical Properties
Metallurgical Transactions 3, 1972, pp. 3047-3067

[Hob85]

Hobson P.D.

The growth of short fatigue cracks in a medium carbon steel
Ph.D. thesis, Univ. of Sheffield, U.K., 1985

[Hob86]

Hobson P.D., Brown M.W. and de los Rios E.R.

Two phases of short crack growth in a medium carbon steel
In The Behaviour of Short Fatigue Cracks, EGF Pub 1

Edited by Miller K.J. and de los Rios E.R., Mech. Engng Publs, London, 1986, pp. 441-459,

[Hor73]

Hornbogen E.

Werkstoffe

Springer-Verlag, 1973

[Hua91]

Huang Y.

A User-Material Subroutine incorporating Single Crystal Plasticity in the ABAQUS Finite Element Program

Division of Applied Sciences, Harvard University, 1991

[Hul68]

Hull D.

Introduction to dislocations

Permagon Press, 1968

[Hut76]

Hutchinson J.W.

Bounds and Self-Consistent Estimates for Creep of Polycrystalline Materials

Proc. Roy. Soc. Series, A, v. 348, 1976, p. 101

[Kai79]

Kaisand L.R. Mowbray D.F.

J. Test. Eval., JTEVA, 7, 1979, pp. 270-280

[Kel70]

Kelly a. and Groves G.W.
Crystallography and Crystal Defects
Longman Group Limited, 1970

[Kov73]

Kovács I. und Zsoldos L.
Dislocations in Crystals
Akadémiai Kiadó, Budapest, Pergamon Press, Oxford, 1973

[Kuh77]

Kuhlmann-Wilsdorf D.
Dislocation Behavior in Fatigue
Materials Science and Engineering, Vol. 27, 1977, pp. 137-156

[Kru00]

Krupp U. Floer W. Hu Y.M., Christ H.-J., Schick A., Fritzen C.-P.
Experimentelle Erfassung und modellmäßige Beschreibung der Rissbildung und des
Kursrisswachstums zur Vorhersage der Ermüdungslebensdauer einer β -Titanlegierung
DFG-Kolloquium 2000 "Mechanismenorientierte Lebensdauervorhersage für zyklisch
beanspruchte metallische Werkstoffe, 2000, pp. 165-178

[Lai72]

Laird C. and Duquette D.J.
Mechanisms of Fatigue Crack Nucleation
Corrosion Fatigue, Devereux O. F., McEvily A. J. and Staehle R. W., eds., NACE 2, 1972, pp. 88-
117

[Lam75]

Lamba H.S.
Engng. Fract. Mech. 7, 1975, pp. 693-703

[Lem85]

J. Lemaitre, J.-L. Chaboche
Mécanique des matériaux solides
Dunod, 1985

[Man65]

Manson S.S.
Fatigue. A complex subject – some approximations
Experimental Mechanics, 5, 1965, pp. 193-226

[Mar62]

Marchin J.M and Wym G.
Acta Met. 10, 1965, p. 915

[Mar91]

Marsch/Smith/Ritchie, Editors
Fatigue Crack Measurement: Techniques and Applications
EMAS, 1991

[Mil86]

Miller K.J., Mohamed H.J. and de los Rios E.R.
Fatigue Damage Accumulation Above and Below the Fatigue Limit
The Behaviour of Short Fatigue Cracks, EGF1, Mechanical Engineering Publications, London, 1986, pp. 491-511

- [Mil93]
Miller K.J.
The Two Threshold of Fatigue Behaviour
Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. Vol. 16, No. 9, 1993, pp. 931-939
- [Mor65]
Morrow J.D.
Cyclic plastic strain energy and fatigue of metals
Internal friction, damping, and cyclic plasticity, 1965, pp. 45-87, ASTM
- [Mug80]
Mughrabi H.
Microscopic Mechanisms of Metal Fatigue
Strength of Metals and Alloys, Haasen P., Gerold V. and Kostroz G., eds., Pergamon Press, Vol. 3, 1980, pp. 1615-1638
- [Mur86]
Murakami Y. and Endo M.
Effects of Hardness and Crack Geometries on ΔK_{th} of Small Cracks Emanating from Small Defects
The Behaviour of Short Fatigue Cracks, EGF1, 1986, Mechanical Engineering Publications, London, 1986, pp. 275-293
- [Mur87]
Mura T.
Micromechanics of Defects in Solids
Mechanics of elastic and inelastic solids, Martiners Nijhoff Publishers, 1987
- [Mut81]
Mutoh Y. and Radhakrishnan V.M.
An analysis of grain size and yield stress effects on stress at fatigue limit and threshold stress intensity factor
J. Engng mater. Technol., 103, 1981, pp. 229-233
- [Nav88]
Navarro A. and de los Rios E.R.
A Microstructurally-short Fatigue Crack Growth Equation
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct. Vol. 11, No. 5, 1988, pp.383-396
- [Neu87]
Neumann P. and Tönnessen A.
Cyclic deformation and crack initiation
Fatigue 87, 1987, pp. 3-22
- [Neu93]
Neuhäuser H. und Hampel A.
Observation of Lüders-Bands in Single Crystals
Scripta Metall. Mater. 29, 1993, pp. 273-266
- [Oga91]
Ogata T., Nitta A., and Kuwabara K.
Biaxial Low-Cycle Fatigue Failure of Type 304 Stainless Steel under In-Phase and Out-of-Phase Straining Conditions
Fatigue under Biaxial and Multiaxial Loading, ESIS 10, 1991, pp. 377-392

[Olf00]

Olfe J., Zimmermann A., Rie K.-T.

Simulation der Mikrorissentwicklung bei zyklischer Belastung unter besonderer Berücksichtigung mikrostruktureller Vorgänge

DFG-Kolloquium 2000 "Mechanismenorientierte Lebensdauervorhersage für zyklisch beanspruchte metallische Werkstoffe, 2000, pp. 97-105

[Oro34]

Orowan E.

Z. Physik 89, 660

[Oro52]

Orowan E.

Fundamentals of brittle behavior in metals

Fatigue and Fracture of Metals, pp. 139-167

MIT Press and John Wiley and Sons, Inc., NY, 1952

[Par63]

Paris P.C., Erdogan F.

A Critical Analysis of Crack Propagation Law

Trans. ASME, J. Basic Engng. 85, 1963, pp. 528-539

[Pei82]

Peirce D., Asaro R.J. and Needleman A.

An Analysis of Nonuniform and Localized Deformation in Ductile Single Crystals

Acta Metall., v. 30, 1982, p. 1087

[Pei83]

Peirce D., Asaro R.J. and Needleman A.

Material Rate Dependence and Localized Deformation in Crystalline Solids

Acta Metall., v.31, 1983, p. 1951

[Pei89]

Pei H.X., Brown M.W., and Miller K.J

Fatigue Crack Propagation under Complex Biaxial Stress Cycling

Biaxial and Multiaxial Fatigue, EGF3 (Edited by Brown M.W. and Miller K. J.), 1989, Mechanical Engineering Publications, London, 1989, pp. 587-603

[Pet53]

Petch N.J.

The cleavage strength of polycrystals

Journal of the Iron and Steel Institute 174, 1953, pp. 25

[Pol34]

Polanyi M.

Z. Physik 89, 660

[Pro91]

Prochotta J.

Verhalten kurzer Risse in Stählen bei biaxialen Betriebsbelastungen

Dissertation RWTH Aachen, 1991

[Rad86]

Radhakrishnan V.M. and Mutoh Y.
On Fatigue Crack Growth in Stage I
The Behaviour of Short Fatigue Cracks, EGF Pub. 1 (Edited by K.J. Miller and E.R. de los Rios),
Mechanical Engineering Publications, London, 1986, pp. 87-99

[Ric71]

Rice J.R.
Inelastic Constitutive Relations for Solids: An Internal-Variable Theory and its Application to
Metal Plasticity
J. Mech. Phys. Solids, v. 19, 1971, p. 307

[Rie97]

Riemelmoser O.
Simulation der Versetzungsbewegung bei zyklisch belasteten Rissen
Dissertation Montanuniversität Leoben, 1997

[Roo76]

Rooke D.P., Cartwright D.J.
Compendium of Stress Intensity Factors
Her Majesty's Stationary Office, London, 1976

[Sch31]

Schmid E.
Z. Elektrochem. 37, 1931, p. 447

[Sch35]

Schmid E. und Boas W.
Kristallplastizität mit besonderer Berücksichtigung der Metalle
Springer, Berlin, 1935

[See65]

Seeger A.
Moderne Probleme der Metallphysik, Erster Band
Springer-Verlag, 1965

[See96]

Seeger T.
Grundlagen für Betriebsfestigkeitsnachweise
Stahlbau Handbuch Band 1 Teil B
Stahlbau-Verlagsgesellschaft mbH, Köln, 1996

[She88]

Shen Z., Wagoner R.H. and Clark W.A.T.
Dislocation and Grain Boundary Interactions in Metals
Acta metall. Vol. 36, No. 12, 1988, pp. 3231-3242

[Soc96]

Socie D.F. and Furman S.
Fatigue Damage Simulation Models for Multiaxial Loading
Fatigue'96, 1996

[Sun93]

Sun Y., Beltz G., Rice J.R.
Mat. Sci. Eng. A170, 67, 1993

[Sur91]

Suresh S.

Fatigue of Materials

Cambridge University Press, 1991

[Tah96]

Taheri S.

Low-Cycle Fatigue Damage Cumulation Rule for Nonproportional Loading

Multiaxial and Fatigue Design, ESIS 21, Mechanical Engineering Publications, London, 1996, pp. 283-299

[Tan81]

Tanaka K. and Mura T.

A Dislocation Model for Fatigue Crack Initiation

Journal of Applied Mechanics, Vol. 48, 1981, pp. 97-103

[Tan85]

Tanaka E., Murakami S. and Ooka M.

Effects of strain path shapes on nonproportional cyclic plasticity

J. Mech. Phys. Solids Vol. 32, No. 6, 1985, pp. 559-575

[Tan86]

Tanaka K., Akiniwa Y., Nakai Y., Wei R.P.

Modelling of small fatigue crack growth interaction with grain boundary

Engineering Fracture Mechanics Vol. 24, No. 6, 1986, pp. 803-819

[Tay34]

Taylor G.I.

The Mechanism of Plastic Deformation of Crystals

Proc. Roy. Soc. (London) A 145, 363, 1934

[Tay38]

Taylor G.I.

Plastic Strain in Metals

J. Inst. Metals, v. 62, 1938, p. 307

[Tay81]

Taylor D. und Knott J.F.

Fatigue crack propagation behavior of short cracks: the effects of microstructure

Fatigue of Engineering Materials and Structures 4, 1981, pp. 147-155

[Try97]

Tryon R.G. and Cruse T.A.

Probabilistic Mesomechanical Fatigue Crack Nucleation Model

J. of Engineering Materials and Technology, Vol. 119, 1997, pp. 65-70

[Ven90]

Venkataraman G., Chung Y-W., Nakasone Y., Murat T.

Free energy formulation of fatigue crack initiation along persistent slip bands:

Calculation of S-N curves and crack depths

Acta metall. Mater. Vol. 38, No. 1, 1990, pp.31-40

[Vor89]

Vormwald M.

Anrißlebensdauervorhersage auf der Basis der Schwingbruchmechanik für kurze Risse
Veröffentlichungen des Instituts für Stahlbau und Werkstoffmechanik der TH Darmstadt, Heft
47, 1989

[Vor91]

Vormwald M.

The Consequences of Short Crack Closure on Fatigue Crack Growth under Variable Amplitude
Loading
Fatigue Fract. Engng. Struct. Vol. 14, No. 213, 1991, pp 205-225

[Wüt82]

Wüthrich C.

The extension of the J-integral concept to fatigue
Int. J. Fract., 20, 1982, pp. R35-R37

[Zac89]

Zacher P., Amstutz A., Seeger T.

Kerbwirkungen bei zusammengesetzter Betriebsbelastung
In: Kerben und Betriebsfestigkeit, 15. Vortagsveranstaltung des DVM-Arbeitskreises
Betriebsfestigkeit, Ingolstadt, 1989

[Zha97]

Zhang W. and et Akid R.

Mechanisms and fatigue performance of two steels in cyclic torsion with axial static
tension/compression
Fatigue Fract. Engng Mater. Struct. Vol. 20, No. 4, 1997, pp. 547-55

Lebenslauf

Name: Carine Chauvot
geboren: am 06.05.1973 in Joigny
Eltern: Daniel Chauvot, Annie Chauvot, geb. Massé
Ehemann: Denis Burgmeier, seit 15.07.2000

1979 – 1984 Grundschule in Saint Julien du Sault (Frankreich)

1984 – 1988 Gymnasium (Collège Chateaubriand) in Villeneuve sur Yonne (Frankreich)

1988 – 1991 Gymnasium (Lycée d’Enseignement Général et Technique) in Joigny (Frankreich)

WS 1991/92 Immatrikulation an der Technischen Universität Compiègne (Frankreich)
Fachrichtung Maschinenbau

SS 1996 Anfertigung der Diplomarbeit bei der Volkswagen AG in Wolfsburg
Thema: Rechnerische Abbildung eines gefalteten Fahrerairbags für den Fahrzeug T4

Nov. 1996 Ingenieur-Diplom in Maschinenbau

Dez. 96 – Juni 97 Wissenschaftliche Hilfskraft bei dem Fraunhofer Wilhelm-Klauditz-Institut für Holzforschung (WKI) in Braunschweig

seit Juli 1997 Doktorarbeit bei dem Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik (IWM) in Freiburg