

# Ermüdungsmechanismen eines Duplexstahls bei niedrigen Spannungsamplituden – Experimentelle Charakterisierung und modellmäßige Beschreibung des Einflusses der Mikrostruktur auf die Lebensdauer

BENJAMIN DÖNGES



SIEGENER WERKSTOFFKUNDLICHE BERICHTE | BAND 16/2017  
HERAUSGEBER: PROF. DR.-ING. HABIL. H.-J. CHRIST



## **Benjamin Dönges**

Ermüdungsmechanismen eines Duplexstahls bei niedrigen Spannungsamplituden –  
Experimentelle Charakterisierung und modellmäßige Beschreibung des Einflusses  
der Mikrostruktur auf die Lebensdauer

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek  
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen  
Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über  
<http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Siegen, Univ., Diss., 2017

Herausgeber:  
Prof. Dr.-Ing. habil. H.-J. Christ  
Lehrstuhl für Materialkunde und Werkstoffprüfung  
Institut für Werkstofftechnik  
Paul-Bonatz-Str. 9-11  
Universität Siegen  
D-57068 Siegen

© Copyright Benjamin Dönges 2017

© Copyright Lehrstuhl für Materialkunde und Werkstoffprüfung,  
Universität Siegen 2017

Alle Rechte vorbehalten, auch das des auszugsweisen Nachdruckes,  
der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung  
in Datenverarbeitungsanlagen und das der Übersetzung.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

urn:nbn:de:hbz:467-12100  
ISSN 2193-5114

**Ermüdungsmechanismen eines Duplexstahls bei  
niedrigen Spannungsamplituden – Experimentelle  
Charakterisierung und modellmäßige Beschreibung  
des Einflusses der Mikrostruktur auf die Lebensdauer**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von

M.Eng. Dipl.-Ing. (FH) Benjamin Dönges

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
der Universität Siegen

Siegen 2017

Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Hans-Jürgen Christ

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen

Tag der mündlichen Prüfung: 07.07.2017

## **Eidesstattliche Erklärung**

„Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer, nicht angegebener Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Es wurden keine Dienste eines Promotionsvermittlungsinstituts oder einer ähnlichen Organisation in Anspruch genommen.“

Benjamin Dönges

## Vorwort und Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Materialkunde und Werkstoffprüfung sowie in der Arbeitsgruppe Technische Mechanik der Universität Siegen, die im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1466 „Life<sup>∞</sup> – Unendliche Lebensdauer für zyklisch beanspruchte Hochleistungswerkstoffe“ von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell gefördert wurde. Den Lehrstuhl- bzw. Arbeitsgruppenleitern Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Hans-Jürgen Christ und Herrn Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen danke ich für die Ermöglichung der Arbeit, die Bereitstellung der hervorragenden Forschungs- und Arbeitsbedingungen sowie die kritische Durchsicht der im Rahmen meiner Tätigkeit entstandenen Manuskripte. Bei der Ausgestaltung der wissenschaftlichen Arbeit wurde mir größtmögliche Freiheit gewährt. Für die im Prüfungsausschuss übernommenen Aufgaben sei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Ulrich Krupp vom Laborbereich Materialdesign und Werkstoffzuverlässigkeit der Hochschule Osnabrück und Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Ullrich Pietsch von der Arbeitsgruppe Festkörperphysik der Universität Siegen gedankt.

„Mache die Dinge so einfach wie möglich – aber nicht einfacher.“ Diese Worte von Albert Einstein habe ich während meiner Tätigkeit stets versucht zu berücksichtigen, um plausible und dennoch greifbare Erklärungen für die beobachteten physikalischen Phänomene zu finden. Dank gilt den vielen Personen, die mir immer wieder durch Diskussionen und kritische Betrachtungen die oben genannten Worte ins Gedächtnis gerufen haben. Besonders sind hierbei meine Kollegen Andrei Grigorescu, Anton Kolyshkin und Ken Wackermann aus der Arbeitsgruppe Materialermüdung des Lehrstuhls für Materialkunde und Werkstoffprüfung sowie Philipp Köster aus der Arbeitsgruppe Technische Mechanik zu nennen.

Den Studienabsolventen Cem Levebt Daimatgüler und Pengfei Hu sowie den studentischen Hilfskräften Elvira Stolz und Lukas Oster möchte ich für ihre Arbeiten danken, welche in die vorliegende Dissertation mit eingeflossen sind. Die direkte Zusammenarbeit mit den Projektpartner(innen/n) Anne Hüsecken, Melanie Syha, Hongwang Fu, Alexander Giertler, Konstantin Istomin sowie Marcus Söker habe ich aufgrund ihrer Kollegialität und fachlichen Kompetenz als sehr angenehm empfunden. Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Materialkunde und Werkstoffprüfung danke ich für ihre Kollegialität, ihre Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima. Besonders sei hier Wolfgang Kramer aufgrund seiner außergewöhnlich großen Hilfsbereitschaft und fachlichen Kompetenz erwähnt.

Dank gebührt auch den Mitarbeitern der Fachbereichswerkstatt für die Anfertigung der Proben und der für verschiedene Umbaumaßnahmen benötigten Teile.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Meine Eltern Margot und Helmut haben mich nicht nur im Rahmen meines beruflichen Werdegangs sehr motiviert und unterstützt. Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Michaela sowie meinen Söhnen Jonas und Lukas für ihre Unterstützung, ihr Verständnis und Vertrauen trotz der zahlreichen Entbehrungen während meiner Tätigkeit in Siegen. Ihnen möchte ich diese Arbeit widmen.

Biedenkopf, im August 2017

Benjamin Dönges

# Inhaltsverzeichnis

<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b> .....	VII
<b>Kurzfassung</b> .....	XV
<b>Abstract</b> .....	XVI
<b>1 Einleitung</b> .....	1
1.1 Problemstellung und Motivation .....	1
1.2 Ziele und Aufbau der Arbeit .....	5
<b>2 Grundlagen und Stand der Forschung</b> .....	7
2.1 Mechanische Grundlagen .....	7
2.1.1 Elastisches Materialverhalten .....	7
2.1.2 Plastisches Materialverhalten .....	12
2.2 Ermüdung metallischer Werkstoffe .....	15
2.2.1 Phänomenologische Beschreibung der Ermüdung metallischer Werkstoffe .....	16
2.2.2 Phasen der Ermüdungsschädigungsentwicklung .....	18
2.2.3 Risskeimbildung .....	20
2.2.4 Kurzrisswachstum .....	27
2.2.5 Langrisswachstum .....	33
2.3 Numerische Methoden und deren Anwendung zur Simulation von Kristallplastizität und Ermüdungsmechanismen .....	37
2.3.1 Grundzüge der Finite-Elemente-Methode .....	37
2.3.2 Simulation von Kristallplastizität .....	38
2.3.3 Simulation von Ermüdungsmechanismen .....	40
<b>3 Werkstoff, Probenherstellung und experimentelle Methoden</b> .....	44
3.1 Werkstoff .....	44
3.2 Probenherstellung .....	51
3.3 Experimentelle Methoden .....	53
3.3.1 Verwendete Ermüdungsprüftechniken .....	53
3.3.2 Elektronenmikroskopie .....	55
3.3.3 Konfokale Laser-Rastermikroskopie .....	59
3.3.4 Hochenergetische Röntgenbeugungsanalyse .....	60
3.3.5 Diffraktions- und Phasenkontrasttomografie .....	62



---

<b>4 Experimentelle Ergebnisse</b> .....	65
4.1 Phänomenologische Untersuchung der Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit .....	65
4.1.1 Wöhlerdiagramm des untersuchten Duplexstahls – Referenzversuchsreihe ..	65
4.1.2 Dehnratenabhängigkeit .....	66
4.1.3 Atmosphäreneinfluss .....	67
4.1.4 Einfluss der Festigkeit der Ferritphase .....	68
4.1.5 Einfluss oberflächennaher Eigenspannungen I. Art .....	69
4.2 Wechselverformungsbedingte Entwicklung von plastischen Verformungen und Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene .....	70
4.2.1 Entwicklung der Versetzungsdichte .....	71
4.2.2 Versetzungsanordnungen im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen .....	72
4.2.3 Entwicklung von Gleitbändern und Gleitspuren .....	74
4.2.4 Entwicklung von Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene .....	79
4.3 Riskeimbildung .....	81
4.3.1 Mechanismen der Riskeimbildung .....	81
4.3.2 Einfluss von Korn- und Phasengrenzen auf die Riskeimbildung .....	86
4.4 Kurzrisswachstum .....	89
4.4.1 Wechselwirkung zwischen kurzen Rissen und Korn- bzw. Phasengrenzen ..	90
4.4.2 Rissstopp inmitten eines Kornes .....	98
4.5 Langrisswachstum .....	99
<b>5 Ein dreidimensionales Modell zur Beschreibung der Riskeimbildung und des   Kurzrisswachstums</b> .....	100
<b>6 Simulationsergebnisse</b> .....	104
6.1 Parameterbestimmung .....	104
6.1.1 Verhältnis der kritischen Ermüdungsschädigungsparameter .....	104
6.1.2 Verfestigungsparameter .....	105
6.2 Simulation der wechselverformungsbedingten Entwicklung von Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene .....	107
6.3 Simulation der Riskeimbildung .....	109
6.4 Simulation des Kurzrisswachstums .....	113
6.5 Einfluss der Walztextur auf die Riskeimbildung und das Kurzrisswachstum .....	119
<b>7 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick</b> .....	122
7.1 Riskeimbildung .....	122

---

7.1.1 Einfluss der Austenitphase .....	122
7.1.2 Einfluss der Ferritphase .....	123
7.1.3 Einfluss von Korn- und Phasengrenzen .....	124
7.2 Kurzrisswachstum .....	125
7.3 Ausgewählte Einflüsse auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit .....	128
<b>8 Zusammenfassung .....</b>	<b>133</b>
<b>9 Literatur .....</b>	<b>137</b>
<b>Lebenslauf</b>	

## Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

### Lateinische Symbole

$a$	[m]	halbe Risslänge
$a_0$	[m]	halbe Anfangsrisslänge
$a_{KRW-LRW}$	[m]	halbe Übergangsrisslänge zwischen Kurz- und Langrisswachstum
$A$	[%]	Bruchdehnung
$A$	[-]	natürliche Zahl
$b$	[-]	Ermüdungsfestigkeitsexponent
$\vec{b}$	[m]	Burgersvektor
$b_{GSA}$	[m]	Breite einer Gleitspuranhäufung
$B$	[-]	natürliche Zahl
$c$	[-]	Ermüdungsduktilitätsexponent
$c_L$	[%]	Leerstellenkonzentration
$C$	[-]	Platzhalter für $(1+\nu)(1-2\nu)$
$C_B$	[MPa]	Platzhalter für $(G\varepsilon_f)/(2\pi[1-\nu])$ (Brown)
$C_P$	[-]	Koeffizient in Gesetz für Langrisswachstum (Paris)
$C_T$	[-]	Koeffizient in Gesetz für Kurzrisswachstum (Tanaka)
$CTOD$	[m]	Risspitzen-Öffnungsverschiebung
$\Delta CTSD$	[m]	Schwingweite der Risspitzenabgleitung
$d$	[m]	Gitterebenenabstand
$d_0$	[m]	Gitterebenenabstand im unermüdeten Zustand
$d_K$	[m]	Korndurchmesser
$d_{PGB}$	[m]	senkrechter Abstand zwischen den Versetzungswänden in einem persistenten Gleitband
$E$	[MPa]	Elastizitätsmodul
$\mathbf{E}$	[MPa]	Elastizitätstensor

$E_{11}, E_{12}, E_{44}$	[MPa]	richtungsabhängige elastische Konstanten
$E_{AB}$	[MPa]	Komponenten des Elastizitätstensor unter Berücksichtigung der Voigtschen Notation
$E_{ijkl}$	[MPa]	Komponenten des Elastizitätstensors
$ESP$	[-]	Ermüdungsschädigungsparameter
$ESP_{krit}$	[-]	kritischer Wert des Ermüdungsschädigungsparameters
$ESP_{krit,\alpha}$	[-]	kritischer Wert des Ermüdungsschädigungsparameters der Ferritphase
$ESP_{krit,\gamma}$	[-]	kritischer Wert des Ermüdungsschädigungsparameters der Austenitphase
$ESP_{max}$	[-]	maximaler Ermüdungsschädigungsparameter aller Gleitsysteme
$f$	[s <sup>-1</sup> ]	Frequenz
$FWHM$	[°]	Halbwertsbreite (engl.: Full width at half maximum)
$g$	[m]	Abstand zwischen Ermüdungsprobe und Halbleiter-Flächendetektor
$G$	[MPa]	Schubmodul
$\Delta G$	[J]	Änderung der Gibbsschen freien Energie
$h$	[m]	senkrechter Abstand zwischen zwei aktiven Gleitebenen
$h_{EI}$	[m]	Höhe eines Extrusions-Intrusions-Paars
$h_n$	[%]	relative Häufigkeit
$i$	[-]	natürliche Zahl
$i_N$	[-]	Anzahl an Körnern, über die sich die plastische Zone an der Risspitze erstreckt (Navarro)
$I_a$	[-]	normierte azimuthal integrierte Intensität
$I_{ar}$	[-]	normierte azimuthal und radial integrierte Intensität
$j$	[-]	natürliche Zahl
$k$	[-]	natürliche Zahl

$K_I, K_{II}, K_{III}$	[MPa m <sup>1/2</sup> ]	Spannungsintensitätsfaktor der drei Rissöffnungsarten
$K_{Ic}$	[MPa m <sup>1/2</sup> ]	Bruchzähigkeit
$\Delta K$	[MPa m <sup>1/2</sup> ]	Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors
$\Delta K_{eff}$	[MPa m <sup>1/2</sup> ]	effektive Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors
$\Delta K_{th}$	[MPa m <sup>1/2</sup> ]	Schwellenwert der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors
$l$	[-]	natürliche Zahl
$l_{GB}$	[m]	halbe Gleitbandlänge
$L$	[m]	halber Abstand zwischen zwei Fixpunkten einer Versetzung
$m$	[-]	Exponent in geschwindigkeitsabhängigem Fließgesetz
$\vec{m}$	[m]	Gleitebenen-Normalenvektor
$m_P$	[-]	Exponent in Gesetz für Langrisswachstum (Paris)
$m_T$	[-]	Exponent in Gesetz für Kurzrisswachstum (Tanaka)
$n$	[-]	natürliche Zahl
$n_N$	[-]	Verhältnis zwischen Risslänge und Länge der plastischen Zone an der Rissspitze (Navarro)
$n_{Nc}$	[-]	kritisches Verhältnis zwischen Risslänge und Länge der plastischen Zone an der Rissspitze (Navarro)
$N$	[-]	Lastzyklenzahl
$N_B$	[-]	Lastzyklenzahl bis zum Bruch
$N_i$	[-]	Lastzyklenzahl bis zur Riskeimbildung
$p$	[mbar]	Gasdruck
$q$	[-]	impliziter Integrationsparameter
$r$	[m]	Abstand von der Rissspitze
$\vec{r}$	[m]	Gleitrichtungsvektor
$r_0$	[m]	Abstand zwischen Versetzungsquelle und Korngrenze
$r_p$	[m]	Radius der Ausdehnung der plastischen Zone an der Rissspitze

$R$	[-]	Lastverhältnis
$R_{FR}$	[m]	Radius einer gekrümmten Versetzungslinie einer Frank-Read-Quelle
$R_m$	[MPa]	Zugfestigkeit
$R_{p0,01}$	[MPa]	0,01%-Dehngrenze
$R_{p0,2}$	[MPa]	0,2%-Dehngrenze
$R_\sigma$	[m]	äußerer Wirkradius des Spannungsfeldes um eine Versetzung
$S$	[-]	Schmidfaktor
$S_{max}$	[-]	maximaler Schmidfaktor eines Kornes
$\overline{S_{max}}$	[-]	Mittelwert der maximalen Schmidfaktoren mehrerer Körner
$\Delta t$	[s]	Länge eines Zeitinkrements
$\vec{u}$	[m]	Verschiebungsvektor
$u_i$	[m]	Komponenten des Verschiebungsvektors
$w$	[m]	Dicke eines persistenten Gleitbandes
WR	[-]	Walzrichtung
$w_s$	[J/m <sup>2</sup> ]	spezifische Bruchflächenenergie
$x, y, z$	[m]	kartesische Koordinaten
$x_1, x_2, x_3$	[m]	Ausgangskoordinatensystem
$x_i$	[m]	kartesische Koordinaten in Indexschreibweise
$x'_1, x'_2, x'_3$	[m]	gedrehtes Koordinatensystem
$Y$	[-]	Geometriefaktor

### Griechische Symbole

$\alpha$	[-]	ferritische Phase
$\underline{\underline{\alpha_1}}, \underline{\underline{\alpha_2}}$	[-]	Drehmatrizen zwischen einem Ausgangskoordinatensystem und einem gedrehten Koordinatensystem
$\alpha'$	[-]	$\alpha'$ -Phase

$\alpha_{ki}, \alpha_{lj}$	[-]	Komponenten der Drehmatrizen
$\alpha_T$	[K <sup>-1</sup> ]	Wärmeausdehnungskoeffizient
$\gamma$	[-]	austenitische Phase
$\gamma_{ij}$	[-]	elastische Scherungen
$\gamma_{pl}$	[-]	plastische Scherung
$\dot{\gamma}_{pl}$	[s <sup>-1</sup> ]	plastische Scherrate
$\dot{\gamma}_{pl,ref}$	[s <sup>-1</sup> ]	Referenzwert der plastischen Scherrate
$\Delta\gamma_{pl}$	[-]	Schwingweite der plastischen Scherung
$\Delta\gamma_{pl,error}$	[-]	Abbruchkriterium für Iteration zur Bestimmung der plastischen Scherung
$\varepsilon$	[-]	Gesamtdehnung
$\underline{\underline{\varepsilon}}$	[-]	Verzerrungstensor
$\varepsilon_{el}$	[-]	elastische Dehnung
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$	[-]	elastischer Anteil des Verzerrungstensors
$\varepsilon_f$	[-]	Faserdehnung
$\varepsilon_f'$	[-]	Ermüdungsduktilitätskoeffizient
$\varepsilon_{ij}$	[-]	Komponenten des Verzerrungstensors
$\varepsilon_{ij}^{el}$	[-]	Komponenten des elastischen Anteils des Verzerrungstensors
$\varepsilon_{ij}^{pl}$	[-]	Komponenten des plastischen Anteils des Verzerrungstensors
$\varepsilon_{pl}$	[-]	plastische Dehnung
$\underline{\underline{\varepsilon}}^{pl}$	[-]	plastischer Anteil des Verzerrungstensors
$\Delta\varepsilon/2$	[-]	Amplitude der Gesamtdehnung
$\Delta\varepsilon_{el}/2$	[-]	Amplitude der elastischen Dehnung
$\Delta\varepsilon_{pl}/2$	[-]	Amplitude der plastischen Dehnung
$\vartheta$	[°C]	Temperatur nach Celsius
$\theta$	[°]	Einfallswinkel bzw. Braggwinkel

$\Delta\theta$	[°]	Änderung des Einfallswinkels bzw. Braggwinkels gegenüber der Ausgangsposition
$\lambda$	[m]	Wellenlänge
$\lambda_G$	[-]	Gleitirreversibilität
$\lambda_S$	[°]	Winkel zwischen Gleitrichtungsvektor und Zugachse (Schmid)
$\nu$	[-]	Querkontraktionszahl
$\rho$	[m <sup>-2</sup> ]	Versetzungsdichte
$\rho_0$	[m <sup>-2</sup> ]	Versetzungsdichte im unermüdeten Zustand
$\sigma$	[-]	$\sigma$ -Phase
$\sigma$	[MPa]	Normalspannung
$\underline{\underline{\sigma}}$	[MPa]	Spannungstensor
$\underline{\underline{\sigma'}}$	[MPa]	Spannungstensor bezogen auf ein gedrehtes Koordinatensystem
$\sigma_{comp}$	[MPa]	Vergleichsspannung (Navarro)
$\sigma_D$	[MPa]	Dauerfestigkeit
$\sigma_f'$	[MPa]	Ermüdungsfestigkeitskoeffizient
$\sigma_{F,zykl}$	[MPa]	zyklische Fließspannung
$\sigma_{ij}$	[MPa]	Komponenten des Spannungstensors
$\sigma_S$	[-]	Standardabweichung
$\sigma_v$	[MPa]	Vergleichsspannung nach von Mises
$\sigma_x$	[MPa]	Normalspannung in $x$ -Richtung
$\sigma_{yy}$	[MPa]	Faserspannung
$\sigma^I, \sigma^{II}, \sigma^{III}$	[MPa]	Eigenspannung I., II. und III. Art
$\Delta\sigma/2$	[MPa]	Amplitude der Normalspannung
$\tau$	[MPa]	Schubspannung
$\Delta\tau$	[MPa]	Schwingweite der Schubspannung
$\tau_F$	[MPa]	mikrostrukturelle Fließschubspannung
$\tau_{F\alpha}$	[MPa]	mikrostrukturelle Fließschubspannung der ferritischen Phase



$\tau_{F\gamma}$	[MPa]	mikrostrukturelle Fließschubspannung der austenitischen Phase
$\tau_Q$	[MPa]	Schubspannung in einer Versetzungsquelle
$\tau_\infty$	[MPa]	globale Schubspannung
$\phi$	[°]	Winkel zwischen Gleitebenen-Normalenvektor und Zugachse
$\chi_Z$	[°]	Kippwinkel (Zhai)
$\chi$	[-]	$\chi$ -Phase
$\psi$	[°]	Drehwinkel
$\psi_Z$	[°]	Drehwinkel (Zhai)

### Abkürzungen

BEM	Randelementemethode (engl.: Boundary element method)
BSE	Rückstreuungselektronen (engl.: Back scattered electrons)
CTOD	Risspitzen-Öffnungsverschiebung (engl.: Crack tip opening displacement)
CTSD	Risspitzenabgleitung (engl.: Crack tip slide displacement)
DCT	Diffractionskontrasttomografie (engl.: Diffraction contrast tomography)
EBS	Elektronen-Rückstreuung (engl.: Electron back scatter diffraction)
EGM	Essmann, Gösele und Mughrabi
EPBM	elastisch-plastische Bruchmechanik
ESP	Ermüdungsschädigungsparameter
FE	Finite Elemente
FEM	Finite-Elemente-Methode
FIB	fokussierter Ionenstrahl (engl.: Focussed ion beam)
FWHM	Halbwertsbreite (engl.: Full width at half maximum)
HCF	Zeitfestigkeit (engl.: High cycle fatigue)
kfz	kubisch flächenzentriert
krz	kubisch raumzentriert
LCF	Kurzzeitfestigkeit (engl.: Low cycle fatigue)

---

LEBM	linear-elastische Bruchmechanik
LZ	Lieferzustand
PCT	Phasenkontrasttomografie (engl.: Phase contrast tomography)
REM	Rasterelektronenmikroskop
PG	Phasengrenze
PGB	persistentes Gleitband bzw. persistente Gleitbänder
SE	Sekundärelektronen (engl.: Secondary electrons)
STATEV	Zustandsvariablen (engl.: State variables)
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
TP	Tripelpunkt
UMAT	Unterprogramm zur Beschreibung eines benutzerdefinierten Materialmodells (engl.: User material)
VHCF	sehr hochzyklische Ermüdung (engl.: Very high cycle fatigue)
WR	Walzrichtung
WZ	wärmebehandelter Zustand
ZKG	Zwillingskorngrenze

## Kurzfassung

Diese Dissertationsschrift leistet einen Beitrag zur Aufklärung der Ermüdungsmechanismen in zweiphasigen metallischen Werkstoffen bei niedrigen Spannungsamplituden bis in den Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen. Die am Beispiel eines austenitisch-ferritischen Duplex-Edelstahls durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass plastische Verformung, die sich in Form von Gleitbändern und -spuren äußert, bei niedrigen Spannungsamplituden überwiegend in der austenitischen Phase auftritt. Häufig werden an Kreuzungspunkten zwischen derartigen Austenit-Gleitspuren und Phasengrenzen, infolge des Aufstaus von Versetzungen gegen die Phasengrenze, Spannungskonzentrationen hervorgerufen, die zur Bildung von Riskeimen führen können. Daraus resultierende kurze Ermüdungsrissse bleiben oft inmitten des ersten Kornes dauerhaft stehen, ohne dass sie mit einer mikrostrukturellen Barriere, wie beispielsweise einer Korn- oder Phasengrenze, wechselwirken. Der Grund hierfür liegt in der inhomogenen Spannungsverteilung in den Körnern aufgrund von anisotropen elastischen Eigenschaften und Eigenspannungen. Hierdurch kann die Schubspannung an der Rissspitze entlang des potenziellen Risspfades stärker absinken, als sie durch das Wachsen des Risses ansteigt. Dies kann zu einem vollständigen Abbau des irreversiblen Anteils der zyklischen Versetzungsbewegung an der Rissspitze führen, wobei dieser irreversible Anteil die treibende Kraft für das Kurzrisswachstum darstellt. Darüber hinaus können kurze Ermüdungsrissse durch Korn- oder Phasengrenzen (i) abgebremst, (ii) temporär aufgehalten oder gar (iii) dauerhaft gestoppt werden, was von den kristallografischen Orientierungsunterschieden zwischen dem Korn vor und hinter der Korn- bzw. Phasengrenze abhängt. Unter Berücksichtigung von anisotroper Elastizität, Kristallplastizität sowie fertigungs- und wärmebehandlungsbedingten Eigenspannungen wurden die experimentell aufgedeckten Mechanismen der Riskeimbildung und des mikrostrukturdominierten Kurzrisswachstums numerisch nachgebildet. Mit Hilfe des entwickelten Simulationsmodells konnte gezeigt werden, dass neben der anisotropen Elastizität der Körner und eventuell vorliegenden Eigenspannungen, insbesondere die dreidimensionale Geometrie der Mikrostruktur einen signifikanten Einfluss auf die Ermüdungsschädigungsentwicklung hat.

## Abstract

This work contributes to the elucidation of those fatigue mechanisms in two phase metallic materials which are relevant for low stress amplitudes up to very high numbers of load cycles. The investigations were carried out on an austenitic-ferritic duplex stainless steel and revealed that plastic deformation occurs in form of dislocation glide along slip bands mainly in the austenitic phase leading to slip traces at the surface. Frequently, stress concentrations are induced by dislocations piling up in such slip bands against phase boundaries, possibly causing the formation of fatigue crack nuclei at intersection points between austenite slip traces and phase boundaries. Resulting short fatigue cracks often permanently stop in the middle of the first grain without interacting with microstructural barriers, such as a grain or phase boundary. The reason for this crack stop lies in the inhomogeneous stress distribution in the grains due to anisotropic elastic properties and residual stresses. Obviously, the shear stress at the crack tip decreases stronger along the anticipated crack path than the stress field in front of the crack increases with crack extension. Under these conditions, the irreversible fraction of cyclic dislocation motion at the crack tip vanishes and, hence, the driving force for the short fatigue crack propagation no longer exists. In addition, grain or phase boundaries (i) retard short fatigue cracks, (ii) block them temporarily or even (iii) stop them permanently. The obstacle strength against crack growth depends on the crystallographic orientation difference between the grain before and behind the grain or phase boundary. The experimentally revealed mechanisms of fatigue crack nucleation and microstructure-governed short fatigue crack growth were simulated taking into account crystal plasticity, anisotropic elasticity as well as residual stresses due to the heat treatment and manufacturing process of the material. It was clearly shown by means of the developed simulation model that in addition to the anisotropic elasticity of the grains and the residual stresses, the three-dimensional geometry of the microstructure has a significant impact on the fatigue damage development.

# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung und Motivation

Das Versagen sicherheitsrelevanter Bauteile durch Materialermüdung in Form von Rissbildung und -ausbreitung aufgrund periodischer Lastaufbringung weit unterhalb der statischen Festigkeit eines Materials führt immer wieder zu unerwarteten Schadensfällen mit oft dramatischen Folgen für beteiligte Personen. Tragische Unfälle mit zahlreichen Toten und Verletzten gaben bereits im neunzehnten Jahrhundert den Anlass für die Untersuchung der Zusammenhänge zwischen zyklischer Belastung und dem dadurch bedingten Versagen von Bauteilen. Ein häufig zitiertes Beispiel für einen derartigen Schadensfall ist ein Eisenbahnunglück im Jahre 1842, welches sich in der Nähe von Versailles ereignete und bei dem mehr als 50 Menschen ums Leben kamen (Smith 1990). Hierdurch motiviert erlangte Wöhler (1860) erste bedeutende Erkenntnisse auf dem Gebiet der Materialermüdung im Rahmen seiner Untersuchungen an Stählen für Eisenbahnwagenachsen. Er stellte dabei fest, dass die ertragbare zyklische Beanspruchung der von ihm untersuchten Werkstoffe deutlich unterhalb der statischen Kennwerte liegt und dass unterhalb eines gewissen Schwellenwertes keine Materialschädigung auftritt.

Jedoch äußerte sich Wöhler bereits damals skeptisch hinsichtlich einer technischen Dauerfestigkeit, was aufgrund jüngster Schadensfälle im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen (engl.: Very high cycle fatigue, kurz: VHCF) hoch aktuell erscheint: *„Eisenbahnwagen-Achsen machen in einem Jahre 20.000.000 Umdrehungen, sie werden also, sofern bei niedrigen Spannungen überhaupt eine Zerstörung des Gefüges eintritt, die Bruchgrenze noch erreichen, wo ein nothwendig in gewisse Zeitgrenzen eingeschränktes Experiment längst aufgegeben werden mußte.“* (Wöhler 1860). Ein tragisches Beispiel für einen Schadensfall im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen stellt das Unglück des Hochgeschwindigkeitszugs „Wilhelm Conrad Röntgen“ im Jahre 1998 in der Gemeinde Eschede in Niedersachsen dar, bei dem 101 Menschen ums Leben kamen und 88 teils schwer verletzt wurden (Hüls und Oestern 1999). Das aus derartigen Unfällen resultierende Streben nach mehr Bauteilsicherheit rückte in den vergangenen Jahren die Untersuchung der Ermüdungsmechanismen im VHCF-Bereich in den Blickpunkt der aktuellen Forschung. Die bisherigen Untersuchungen zeigen, dass die klassische Unterscheidung hinsichtlich der Existenz einer Dauerfestigkeit basierend auf der Gitterstruktur der Werkstoffe, d.h. kubisch raumzentriert (kurz: krz) bzw. kubisch flächenzentriert (kurz: kfz), nicht zulässig ist. Einerseits wurde beobachtet, dass bislang als dauerhaft betrachtete krz-Werkstoffe auch noch nach zehn Millionen Lastzyklen durch Rissbildung an z.B. inneren

Einschlüssen versagen können (z.B. Sakai 2009 sowie Murakami und Endo 1994). Andererseits können kfz bzw. kfz/krz-Werkstoffe trotz der geringen Peierlsspannung durch das zum Erliegen kommen plastischer Verformung aufgrund Verfestigung und mikrostruktureller Barrieren (Krupp et al. 2010) oder verformungsinduzierter Phasenumwandlung (Müller-Bollenhagen et al. 2010) eine Dauerfestigkeit aufweisen, was den bisherigen Annahmen widerspricht. Diese Tatsache erfordert ein Umdenken bei der betriebsfesten Bauteildimensionierung. Es bedarf daher Konzepte zur Lebensdauervorhersage bzw. -abschätzung, welche die Ermüdungsmechanismen während VHCF-Beanspruchung mit der Mikrostruktur der Werkstoffe korrelieren.

Der Fokus der sich an Wöhlers Untersuchungen anschließenden Forschungen lag bis zu Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts auf der ermüdungsfesten Auslegung von Maschinenkomponenten mit dem Ziel einer zeitlich unbegrenzten Bauteilnutzung. Motiviert durch die stetig steigenden Forderungen der Kraftfahrzeug- und Luftfahrtindustrie nach einer effizienteren Werkstoffausnutzung zwecks Gewichtsreduzierung und Ressourcenschonung wurden anschließend Auslegungskonzepte entwickelt, die eine Abstimmung zwischen Bauteildimensionierung und der für den Anwendungsfall erforderlichen Lebensdauer ermöglichen, wie beispielsweise die lineare Schadensakkumulationshypothese nach Palmgren (1924) und Miner (1945). Diese Auslegungskonzepte stützen sich auf experimentell erhobene Ermüdungsdaten, welche die Gesamtlebensdauer betrachten (total live approach). Darüber hinaus finden seither insbesondere in der Luftfahrt zunehmend bruchmechanische Auslegungskonzepte Anwendung, wie beispielsweise die linear-elastische Bruchmechanik (kurz: LEBM). Hiermit können Materialschädigungen in Form von Rissen bis zu einer kritischen Länge toleriert werden (defect tolerant approach) um somit ein Optimum an Werkstoffausnutzung zu erzielen. Mit solchen Konzepten lassen sich Inspektionsintervalle festlegen, innerhalb derer das weitere Risswachstum unkritisch bleibt, wodurch die Bauteilsicherheit gewahrt wird.

Obwohl sich die beschriebenen Auslegungskonzepte in vielen technischen Anwendungen bewährt haben, bilden sie die tatsächlich bei der Ermüdung auftretenden Mechanismen nicht physikalisch korrekt ab, da sie phänomenologischer Natur sind bzw. die Werkstoffmikrostruktur nicht berücksichtigen. Die Mikrostruktur kann jedoch auf die ersten Phasen der Materialermüdung, d.h. auf die Phase der Risskeimbildung und des Kurzrischwachstums, einen erheblichen Einfluss haben. In defektfreien Materialien entstehen Ermüdungsrisse häufig in Bereichen mit lokalen Spannungsüberhöhungen, die durch mikrostrukturelle Gegebenheiten unter äußerer Lastaufbringung hervorgerufen werden. In solchen Bereichen kann es auf Gleitebenen und -richtungen mit günstiger kristallografischer Orientierung zur Bildung von Riss-

keimen kommen. In der Literatur finden sich eine Reihe mechanismenorientierter Modelle zur Beschreibung der Risskeimbildung an der Proben- bzw. Bauteiloberfläche. Diese führen die Risskeimbildung auf eine sich durch Wechselverformung sukzessiv entwickelnde Oberflächenaufrauung (z.B. Essmann et al. 1981 und Polák 1987) bzw. Dehnungslokalisierung (z.B. Tanaka und Mura 1981 sowie Chan 2003) zurück. Die sich an die Risskeimbildung anschließende Kurzrissausbreitung erfolgt häufig weiterhin auf kristallografisch günstig orientierten Ebenen und unterliegt dabei starken Wechselwirkungen mit der Werkstoffmikrostruktur. Dies äußert sich in erheblichen Schwankungen der Rissausbreitungsrate, wobei die Rissausbreitung insgesamt sehr viel schneller erfolgen kann als dies mit Hilfe der LEBM zu erwarten wäre (Suresh und Ritchie 1984). In Bild 1.1 ist dargestellt, dass dies zu einer signifikanten Überschätzung der Ermüdungslebensdauer führen kann.

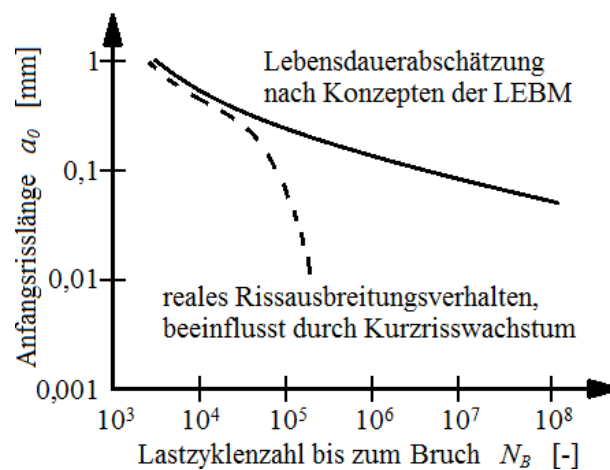


Bild 1.1: Lebensdauerabschätzung auf Basis der LEBM und tatsächliche Lebensdauer in Abhängigkeit von der Anfangsrisslänge nach Hudak et al. (1988)

Aufgrund der Tatsache, dass die Phasen der Risskeimbildung und der Kurzrissausbreitung zusammen einen Anteil von mehr als 90% der gesamten Ermüdungslebensdauer einnehmen können (Shiozawa und Matsushita 1996) und ihre Beschreibung mit Hilfe der LEBM die Gefahr einer nicht-konservativen Bauteildimensionierung birgt, wurden seit Ende des zwanzigsten Jahrhunderts Modelle zur Beschreibung der Kurzrissausbreitung entwickelt, welche die komplexen Wechselwirkungen zwischen Riss und Korngrenzen berücksichtigen. Viele dieser Modelle sind jedoch entweder verhältnismäßig komplex, da sie Mechanismen in atomarer Größenordnung berücksichtigen (z.B. Wilkinson und Roberts 1996 sowie Riemelmoser et al. 2001), oder sie bilden die Wechselwirkungen zwischen Riss und Mikrostruktur mit Hilfe empirischer Gesetzmäßigkeiten und damit nicht physikalisch korrekt ab (Hobson 1982). Die Modelle von Tanaka et al. (1986) sowie de los Rios und Navarro (1990) stellen hingegen ei-

nen guten Kompromiss zwischen numerischer Handhabbarkeit und physikalischer Richtigkeit dar, wobei sie die Wechselwirkungen zwischen Riss und Mikrostruktur mechanismenbasiert abbilden. Jedoch stellt die ihnen zugrunde liegende eindimensionale Betrachtungsweise eine zu starke Vereinfachung dar. Dies ist auf die Auswirkung des tatsächlich zu beobachtenden zweidimensionalen Zickzackverlaufes mikrostrukturell kurzer Ermüdungsrisse auf deren Risswachstumsrate zurückzuführen.

Am Institut für Werkstofftechnik und dem Institut für Mechanik und Regelungstechnik – Mechatronik der Universität Siegen wurden daher ab 1997 im Rahmen einer Reihe interdisziplinärer Forschungsprojekte Konzepte zur Abschätzung der Ermüdungslebensdauer entwickelt, die auf der Basis der eindimensionalen Modellvorstellungen von Tanaka et al. (1986) sowie de los Rios und Navarro (1990) das Ausbreitungsverhalten kurzer Ermüdungsrisse mechanismenbasiert in zweidimensionalen Mikrostrukturen nachbilden. Die experimentellen Untersuchungen sowie Modellentwicklungen wurden an einer  $\beta$ -Titanlegierung (Floer 2003 und Schick 2004), einem austenitisch-ferritischen Duplexstahl (Düber 2007 und Künkler 2007), einer  $\alpha+\beta$ -Titanlegierung (Köster 2015 und Knobbe 2017) sowie einem metastabilen Austenitstahl (Roth 2012 und Kübbeler 2016) durchgeführt. Mit Hilfe der entwickelten Modelle konnten die experimentell beobachteten Auswirkungen des zweidimensionalen Zickzackpfades mikrostrukturell kurzer Ermüdungsrisse auf deren Rissausbreitungsverhalten mechanismenbasiert nachgebildet werden. Künkler (2007) konnte durch eine Erweiterung des ursprünglich von Schick (2004) entwickelten Modells den allmählichen Übergang vom mikrostrukturgeprägten Kurzrissswachstum zum mikrostrukturunabhängigen Langrissswachstum darstellen. Darüber hinaus zeigte Köster (2015) mit Hilfe einer Erweiterung des Modells in die dritte Dimension die Bedeutung einer dreidimensionalen Betrachtung des Risspfades gegenüber einer zweidimensionalen Betrachtung für die Wechselwirkung zwischen Riss und Mikrostruktur.

Obwohl in den beschriebenen Modellen eine Vielzahl mikrostruktureller Aspekte berücksichtigt werden, weisen sie dennoch einige zu starke Vereinfachungen auf. Beispielsweise wird die dreidimensionale Geometrie von realen Mikrostrukturen und Ermüdungsrisen – wenn überhaupt – nur sehr vereinfacht berücksichtigt. Darüber hinaus werden die Spannungsverteilungen innerhalb der Mikrostrukturen größtenteils auf Basis einer isotrop-elastischen Betrachtung bestimmt, weshalb sie nicht korrekt abgebildet werden können. Dies führt zwangsläufig zu einer erheblichen Ungenauigkeit bei der Bestimmung von Rissausbreitungsdaten und damit auch der abgeschätzten Ermüdungslebensdauer. Die im Zeitfestigkeitsbereich (engl.: High cycle fatigue, kurz: HCF) vertretbare Vernachlässigung der Phase der Riskeimbildung ver-



liert mit abnehmender Beanspruchungsamplitude stark an Rechtfertigung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Anteil, den die Phase der Kurzrisssausbreitung an der Gesamtlebensdauer einnimmt, stark abnimmt, währenddessen die Phase der Riskeimbildung erheblich an Bedeutung gewinnt.

## 1.2 Ziele und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es die Ermüdungsmechanismen eines austenitisch-ferritischen Duplexstahls bei niedrigen Beanspruchungsamplituden bis in den Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen hinein experimentell aufzudecken und diese in Form eines neuen Konzepts zur Abschätzung der Ermüdungslebensdauer unter Berücksichtigung der dreidimensionalen Mikrostruktur numerisch nachzubilden. Hierbei steht neben der Phase der Kurzrisssausbreitung besonders die Phase der Riskeimbildung im Vordergrund. Aufgrund der erheblichen Bedeutung lokaler Spannungsüberhöhungen für die Riskeimbildung kommt der möglichst realitätsnahen Nachbildung der unter äußerer Lastaufbringung in der Mikrostruktur hervorgerufenen heterogenen Spannungsverteilung eine besondere Rolle zu. Daher hat die Berücksichtigung der in den bisherigen Modellen weitgehend vernachlässigten Richtungsabhängigkeit des elastischen Materialverhaltens, der realen dreidimensionalen Geometrie der Mikrostruktur sowie der fertigungsbedingten Eigenspannungen eine sehr große Relevanz. Des Weiteren ist eine dreidimensionale Betrachtung des Kurzrissswachstums erforderlich, um die Wechselwirkung zwischen Ermüdungsrissen und Mikrostruktur korrekt beschreiben zu können. Über die Abschätzung der Ermüdungslebensdauer realer Mikrostrukturen hinaus bietet ein solches Konzept die Möglichkeit einer systematischen Analyse einzelner Mikrostrukturparameter und damit einer Gefügeoptimierung hinsichtlich einer verbesserten Ermüdungsresistenz bzw. einer erhöhten Ermüdungslebensdauer.

In Kapitel 2 werden zunächst die für diese Arbeit relevanten mechanischen Grundlagen dargestellt. Darauf folgt eine Beschreibung der grundlegenden Mechanismen der rein mechanischen Ermüdung metallischer Werkstoffe, wobei der Schwerpunkt auf mechanismenorientierten Modellierungsansätzen zur Beschreibung der Riskeimbildung sowie des Kurz- und Langrissswachstums liegt. Darüber hinaus wird das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Unterprogramm von Huang (1991) für das Finite-Elemente-Programm Abaqus zur Simulation von Kristallplastizität sowie die Grundzüge der Finite-Elemente-Methode (kurz: FEM) dargestellt. Abschließend wird ein Literaturüberblick über Simulationen von Ermüdungsmechanismen gegeben. Im dritten Kapitel wird zunächst der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte

austenitisch-ferritische Duplexstahl charakterisiert. Hierbei werden die wesentlichen, für diese Arbeit relevanten Kennwerte des Werkstoffs aufgeführt. Anschließend wird die Herstellung der Proben detailliert beschrieben. Das Kapitel endet mit der Erläuterung der angewendeten experimentellen Methoden. In Kapitel 4 werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten experimentellen Ergebnisse dargestellt. Dabei werden zunächst phänomenologische Untersuchungsergebnisse in Form von Wöhlerdiagrammen abgebildet. Daran schließen sich mikrostrukturelle Untersuchungsergebnisse an, welche die Mechanismen der Riskeimbildung und des mikrostrukturdominierten Kurzrisswachstums offenlegen sollen. In Kapitel 5 wird ein neues, dreidimensionales Modell zur Beschreibung der Riskeimbildung und des Kurzrisswachstums vorgestellt und erläutert. Die mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Modell erzielten Simulationsergebnisse werden in Kapitel 6 dargestellt und anhand experimenteller Ergebnisse verifiziert. Darüber hinaus werden Lebensdauervorhersagen synthetischer Mikrostrukturen wiedergegeben, anhand derer sich der Einfluss einzelner mikrostruktureller Parameter auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit untersuchen lässt. Darauf folgen in Kapitel 7 eine zusammenfassende Diskussion der in Kapitel 4 dargestellten experimentellen Ergebnisse und der in Kapitel 6 aufgeführten Simulationsergebnisse sowie ein Ausblick. Abschließend werden in Kapitel 8 die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit nochmals zusammengefasst.

## 2 Grundlagen und Stand der Forschung

In diesem Kapitel werden zunächst die für das Verständnis der vorliegenden Arbeit relevanten mechanischen und metallphysikalischen Grundlagen der elastischen und plastischen Verformung erläutert. Auf Basis des aktuellen Stands der Forschung werden dann die Grundlagen der rein mechanischen Ermüdung metallischer Werkstoffe beschrieben. Neben den phänomenologischen Betrachtungsweisen der gesamten Lebensdauer (total life approach) werden mechanismenorientierte Beschreibungen der einzelnen Phasen der Materialermüdung, beginnend mit der Entstehung und Bewegung erster Versetzungen bis hin zu bruchmechanischen Konzepten, mit deren Hilfe Lebensdauerabschätzungen defektbehafteter Strukturen möglich sind (defect tolerant approach), vorgestellt und erläutert. Das Kapitel endet mit einer Zusammenstellung der wichtigsten in der Literatur verfügbaren Modelle zur numerischen Beschreibung von Kristallplastizität und rein mechanischen Ermüdungsmechanismen.

### 2.1 Mechanische Grundlagen

In diesem Abschnitt werden zunächst die Beziehungen zwischen den mechanischen Spannungen und den damit verbundenen Verzerrungen erläutert, die sich bei linear-elastischem Materialverhalten mit Hilfe der Elastizitätstheorie beschreiben lassen. Hierbei wird die Indexnotation, bei der die kartesischen Koordinaten  $x, y, z$  durch  $x_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) ausgedrückt werden, sowie die Einsteinsche Summenkonvention (über in einem Term doppelt auftretenden Indizes ist zu summieren) zwecks einer kompakten Schreibweise verwendet. Für eine detailliertere Betrachtung sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen, wie beispielsweise Gross et al. (2009), Kienzler und Schröder (2009) oder Suresh (1998). Anschließend werden die Einteilung von Eigenspannungen und die für diese Arbeit relevanten Zusammenhänge zwischen der plastischen Verformung metallischer Werkstoffe und der Bewegung von Versetzungen erläutert.

#### 2.1.1 Elastisches Materialverhalten

##### Spannungen

Wenn ein Körper durch Kräfte und/oder Momente belastet wird, so führt dies zu Spannungen in dessen Inneren. Diese Spannungen werden in Bild 2.1 an einem infinitesimal kleinen Volumenelement dargestellt. Die hier aufgeführten neun skalaren Größen sind die Elemente des Cauchyschen Spannungstensors:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

Die Komponenten  $\sigma_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) des Spannungstensors  $\underline{\underline{\sigma}}$  mit zwei identischen Indizes ( $i = j$ ) werden als Normalspannungen und die Einträge  $\sigma_{ij}$  mit zwei unterschiedlichen Indizes ( $i \neq j$ ) als Schubspannungen bezeichnet.

Betrachtet man den auf ein  $x_1, x_2, x_3$ -Ausgangskoordinatensystem bezogenen Spannungstensor in einem hierzu gedrehten  $x'_1, x'_2, x'_3$ -Koordinatensystem, so ist dieser mit Hilfe der folgenden Beziehung zu transformieren:

$$\underline{\underline{\sigma'}} = \underline{\underline{\alpha}}_1 \underline{\underline{\alpha}}_2 \underline{\underline{\sigma}}. \quad (2.2)$$

Die Komponenten  $\alpha_{ki}$  ( $k, i = 1, 2, 3$ ) der Drehmatrix  $\underline{\underline{\alpha}}_1$  ergeben sich aus dem Kosinus des Winkels zwischen der  $x'_k$ -Achse und der  $x_i$ -Achse:  $\alpha_{ki} = \cos(x'_k, x_i)$ . Für die Komponenten  $\alpha_{ij}$  der Drehmatrix  $\underline{\underline{\alpha}}_2$  gilt eine analoge Beziehung.

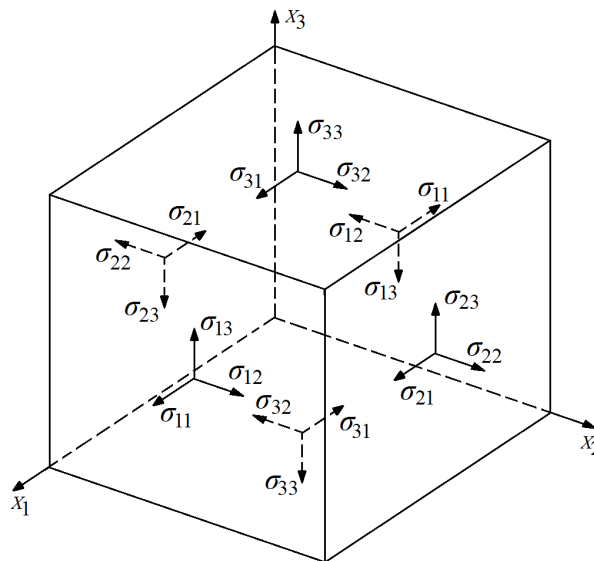


Bild 2.1: Spannungskomponenten an einem infinitesimal kleinen Volumenelement nach Gross et al. (2009)

Da sich jedes Volumenelement im Kräftegleichgewicht befinden muss, ergeben sich unter Vernachlässigung von Volumenkräften folgende Gleichgewichtsbedingungen:

$$\frac{\partial \sigma_{1i}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{2i}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{3i}}{\partial x_3} = 0 \quad \text{mit } i = 1, 2, 3. \quad (2.3)$$

Des Weiteren ergibt sich aus der Forderung, dass die an einem Volumenelement angreifenden Kräfte ein Momentengleichgewicht bilden müssen, die Symmetrie des Spannungstensors ( $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ ).

### Verschiebungen und Verzerrungen

Mit Hilfe des Verschiebungsvektors  $\vec{u}$  und des Verzerrungstensors  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  kann die Kinematik deformierbarer Körper ausgedrückt werden. Die Komponenten  $\varepsilon_{ij}$  des Verzerrungstensors  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  lassen sich wie folgt aus dem Verschiebungsvektor  $\vec{u}$  bestimmen:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) . \quad (2.4)$$

Entsprechend Gleichung 2.4 ergeben sich aus drei Verschiebungskomponenten sechs Verzerrungen, die jedoch nicht unabhängig voneinander sind. Da es nicht zu Materialdurchdringung oder Fehlstellen kommen darf, müssen die folgenden Kompatibilitätsbedingungen erfüllt sein:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{ii}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{jj}}{\partial x_i^2} - \frac{2 \partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = 0 . \quad (2.5)$$

Die Schubverzerrungen  $\varepsilon_{ij}$  ( $i \neq j$ ) sind doppelt so groß wie die im Ingenieurbereich gebräuchlicheren Gleitungen oder Scherungen  $\gamma_{ij}$ .

### Stoffgesetz

Unter der Annahme von linear-elastischem Materialverhalten ist der Zusammenhang zwischen den Spannungen und Verschiebungen über das Hookesche Gesetz (Stoffgesetz) mit Hilfe der Komponenten  $E_{ijkl}$  ( $i, j, k, l = 1, 2, 3$ ) des Elastizitätstensors  $\mathbf{E}$  wie folgt beschreibbar:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \mathbf{E} \underline{\underline{\varepsilon}} . \quad (2.6)$$

Wenn keinerlei Symmetrien hinsichtlich des elastischen Materialverhaltens vorliegen (allgemeiner anisotroper Fall), besteht der Elastizitätstensor aus 21 unabhängigen Elastizitätskonstanten. Zur Vereinfachung der Darstellung wird im Folgenden die Voigtsche Notation verwendet ( $\sigma_1 = \sigma_{11}$ ,  $\sigma_2 = \sigma_{22}$ ,  $\sigma_3 = \sigma_{33}$ ,  $\sigma_4 = \sigma_{23}$ ,  $\sigma_5 = \sigma_{31}$ ,  $\sigma_6 = \sigma_{12}$  und  $\varepsilon_1 = \varepsilon_{11}$ ,  $\varepsilon_2 = \varepsilon_{22}$ ,  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{33}$ ,  $\varepsilon_4 = 2 \cdot \varepsilon_{23}$ ,  $\varepsilon_5 = 2 \cdot \varepsilon_{31}$ ,  $\varepsilon_6 = 2 \cdot \varepsilon_{12}$ ).

Für den Fall eines isotropen, d.h. richtungsunabhängigen Materialverhaltens, lassen sich die Komponenten des Elastizitätstensors unter Berücksichtigung der Voigtschen Notation  $E_{AB}$  ( $A, B = 1, 2, \dots, 6$ ) durch zwei unabhängige Konstanten, z.B. dem Elastizitätsmodul  $E$  und der Querkontraktionszahl  $\nu$  ( $-1 < \nu < 0,5$ ), mit  $C = (1+\nu)(1-2\nu)$  wie folgt ausdrücken:

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{(1-\nu)E}{C} & \frac{\nu E}{C} & \frac{\nu E}{C} & 0 & 0 & 0 \\ & \frac{(1-\nu)E}{C} & \frac{\nu E}{C} & 0 & 0 & 0 \\ & & \frac{(1-\nu)E}{C} & 0 & 0 & 0 \\ & & & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{E}{2(1+\nu)} & 0 \\ & \text{sym.} & & & & \frac{E}{2(1+\nu)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Bei kubischen Kristallen enthält der Elastizitätstensor aus Symmetriegründen drei unabhängige elastische Konstanten ( $E_{11}$ ,  $E_{12}$  und  $E_{44}$ ). Er wird in diesem Fall wie folgt geschrieben:

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{11} & E_{12} & E_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & E_{11} & E_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & E_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & E_{44} & 0 & 0 \\ & \text{sym.} & & & E_{44} & 0 \\ & & & & & E_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Die elastischen Konstanten  $E_{11}$ ,  $E_{12}$  und  $E_{44}$  werden für die austenitische und ferritische Phase des untersuchten Duplexstahls in Tabelle 2.1 zahlenmäßig aufgeführt. Die sich hieraus ergebenden Anisotropiekörper sind in Bild 2.2 dargestellt.

*Tabelle 2.1: Richtungsabhängige elastische Konstanten der austenitischen (Ledbetter 1981) und ferritischen Phase (Grimvall 1999)*

	$E_{11}$ [GPa]	$E_{12}$ [GPa]	$E_{44}$ [GPa]
Austenit	206	133	119
Ferrit	230	135	117

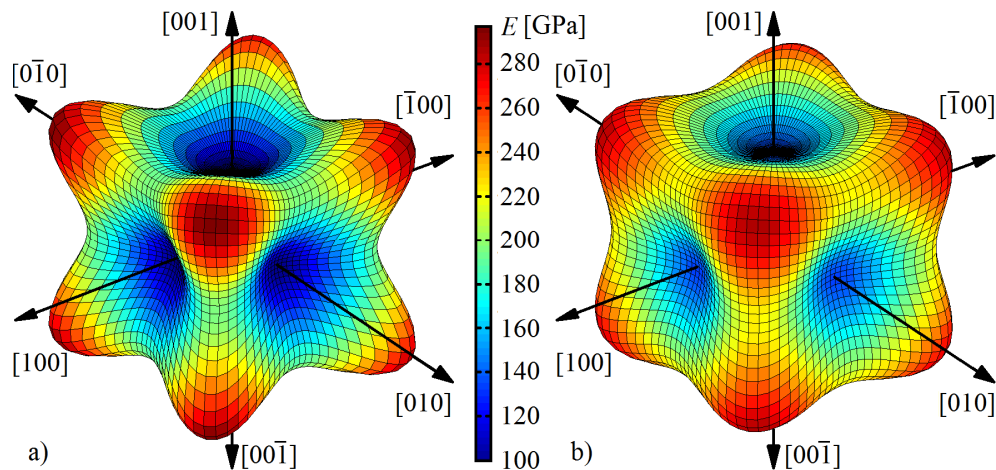


Bild 2.2: Elastische Anisotropiekörper der a) austenitischen und b) ferritischen Phase

### Eigenspannungen

Spannungen, die in einem Körper auftreten ohne dass dieser durch von außen angreifende Kräfte und/oder Momente belastet wird, werden als Eigenspannungen bezeichnet. Die mit den Eigenspannungen verknüpften Kräfte und Momente im Inneren des Körpers stehen im mechanischen Gleichgewicht. Nach Macherauch und Zoch (2014) können Eigenspannungen in drei Arten unterteilt werden. Die sogenannten Eigenspannungen I. Art  $\sigma^I$  zeichnen sich dadurch aus, dass sie über größere Werkstoffbereiche, wie beispielsweise mehrere Körner, in etwa homogen sind (Bild 2.3). Hingegen sind Eigenspannungen II. Art  $\sigma^{II}$  nur über kleine Werkstoffbereiche, wie beispielsweise ein Korn, annähernd homogen verteilt. Die mit den Eigenspannungen II. Art verbundenen Kräfte und Momente im Inneren des Körpers stehen über einen Bereich von mehreren Körnern im Gleichgewicht. Charakteristisch für Eigenspannungen III. Art  $\sigma^{III}$  ist, dass diese über sehr kleine Werkstoffbereiche, wie beispielsweise mehrere Atomabstände, inhomogen sind. Die mit ihnen verbundenen Kräfte und Momente im Inneren des Körpers stehen in ausreichend großen Bereichen eines einzelnen Korns im Gleichgewicht. In Bild 2.3 ist im unteren Teilbild schematisch die Oberfläche eines polykristallinen Werkstoffs abgebildet. Im oberen Teilbild ist die y-Komponente der „wahren örtlichen Eigenspannungen“ entlang der in beiden Teilbildern abgebildeten x-Achse dargestellt.

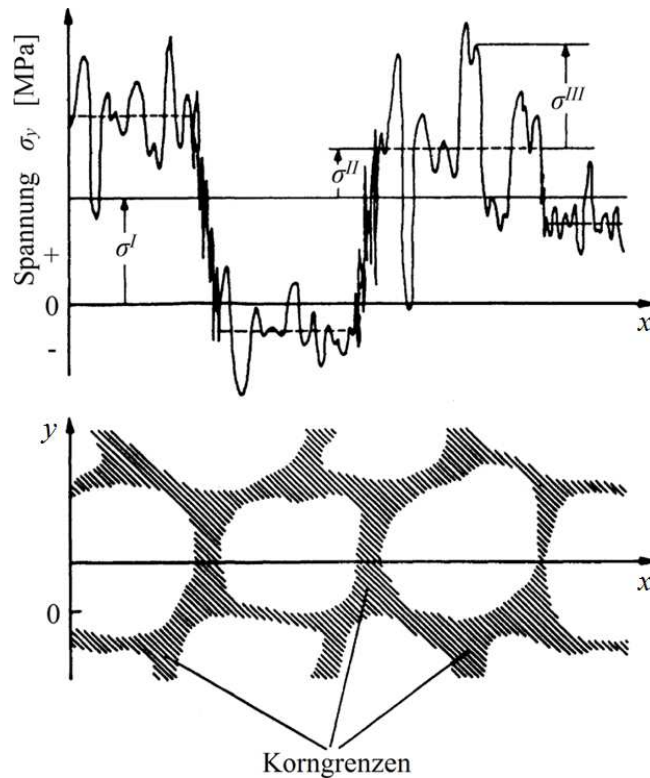


Bild 2.3: Mögliche Überlagerung von Eigenspannungen I., II. und III. Art in mehreren Körnern nach Macherauch und Zoch (2014)

### 2.1.2 Plastisches Materialverhalten

Im Gegensatz zu elastischen Verformungen bleiben plastische Verformungen nach einer Entlastung bestehen, d.h. sie sind irreversibel. Plastische Verformungen werden hervorgerufen, wenn ein duktiler Material über seine Elastizitätsgrenze hinaus belastet wird. Der Verzerrungstensor  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  setzt sich dann additiv aus einem elastischen Anteil  $\underline{\underline{\varepsilon}}^{el}$  mit den Komponenten  $\varepsilon_{ij}^{el}$  und einem plastischen Anteil  $\underline{\underline{\varepsilon}}^{pl}$  mit den Komponenten  $\varepsilon_{ij}^{pl}$  zusammen.

Die plastische Verformung eines Kristalls erfolgt durch das Abgleiten von Atomlagen gegenüber direkt benachbarten Atomlagen. Hierdurch kommt es zu dem makroskopisch beobachteten Fließen des Werkstoffs. Die Abgleitung findet dabei bevorzugt auf atomar dichtbelegten Kristallebenen entlang von atomar dichtbelegten Kristallrichtungen statt, da hier der Widerstand am geringsten ist. Die Gleitrichtungen bilden gemeinsam mit den Gleitebenen, in denen sie liegen, Gleitsysteme. Diese werden in Bild 2.4 für das kfz- und krz-Kristallgitter dargestellt und in Tabelle 2.2 in Form von Millerschen Indizes aufgeführt. Für das Abgleiten auf Gleitsystemen sind hierauf wirkende Schubspannungen  $\tau$  erforderlich, die aufgrund äußerer Lastaufbringung hervorgerufen werden (Bild 2.5). Die Abgleitung erfolgt, wenn ein materialspezifischer kritischer Wert der Schubspannung erreicht wird, der im Folgenden als mikro-



strukturelle Fließschubspannung  $\tau_F$  bezeichnet wird. Die Schubspannungen lassen sich bei einer einachsigen belasteten Zugprobe mit dem Schmid'schen Schubspannungsgesetz wie folgt aus der Zugspannung  $\sigma$  ermitteln:

$$\tau = \sigma \cos(\phi) \cos(\lambda_S) = \sigma S \quad . \quad (2.9)$$

Hierbei ergibt sich der Schmidfaktor  $S$  aus dem Winkel  $\phi$  zwischen dem Gleitebenen-Normalenvektor  $\vec{m}$  und der Zugachse sowie dem Winkel  $\lambda_S$  zwischen dem Gleitrichtungsvektor  $\vec{r}$  und der Zugachse. Der Schmidfaktor kann dabei Werte zwischen 0 und 0,5 annehmen. Der Maximalwert wird bei Winkeln von  $\phi = \lambda_S = 45^\circ$  erreicht.

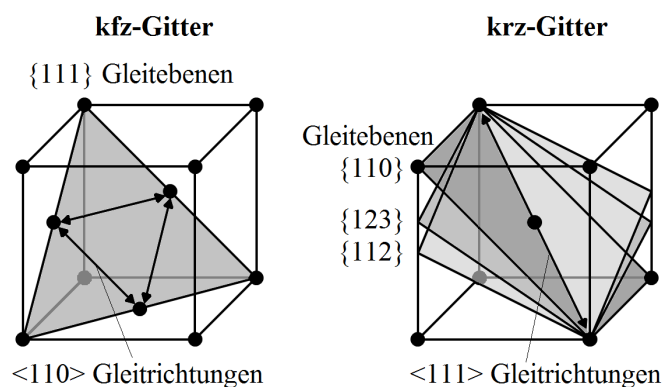


Bild 2.4: Gleitebenen und -richtungen des kubisch flächenzentrierten (kfz) und des kubisch raumzentrierten (krz) Kristallgitters nach Gottstein (2007)

Tabelle 2.2: Gleitebenen, -richtungen und -systeme im kfz- und krz-Gitter nach Gottstein (2007)

	Kfz	Krz		
Gleitebenen	4 $\{111\}$	6 $\{110\}$	12 $\{112\}$	24 $\{123\}$
Gleitrichtungen	3 $\langle 110 \rangle$	2 $\langle 111 \rangle$	1 $\langle 111 \rangle$	1 $\langle 111 \rangle$
Gleitsysteme	12 $\langle 110 \rangle \{111\}$	12 $\langle 111 \rangle \{110\}$ 12 $\langle 111 \rangle \{112\}$ 24 $\langle 111 \rangle \{123\}$		
Summe der Gleitsysteme	12	48		

Das aufeinander Abgleiten von Gitterbereichen erfolgt durch eine sukzessive Verschiebung einer Atomebene auf einer anderen durch Bewegung einzelner Versetzungen (Bild 2.6) und nicht durch Bewegung kompletter Atomebenen, da letzteres zu weitaus höheren mikrostrukturellen Fließschubspannungen führen würde als tatsächlich beobachtet wird. Die Bewegung

von Versetzungen erfolgt durch das Wechseln atomarer Bindungspartner. Beim Erreichen der Kristalloberfläche bildet die Versetzung eine atomare Gleitstufe. Gottstein (2007) definiert die mikrostrukturelle Fließschubspannung bzw. Reibungsspannung als Vereinigung aller Hinderiswirkungen die ein Material der Bewegung einer Versetzung entgegenstellt, wie beispielsweise das Peierlspotenzial, die Wechselwirkung mit anderen Versetzungen (Passierspannung, Schneidspannung) und Effekte durch Fremdatome (Mischkristallhärtung). Die Wirkung von Korngrenzen findet hierbei jedoch keine Berücksichtigung.

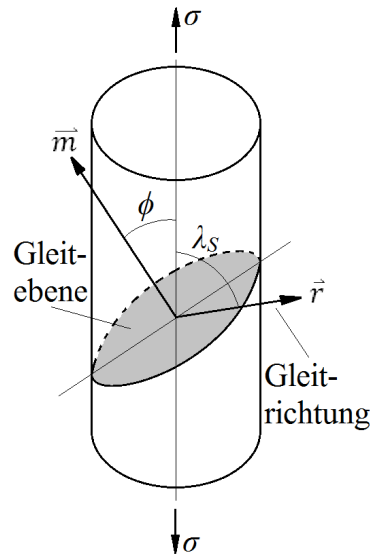


Bild 2.5: Schematische Darstellung von Gleitebene und -richtung in einem Einkristall nach Suresh (1998)

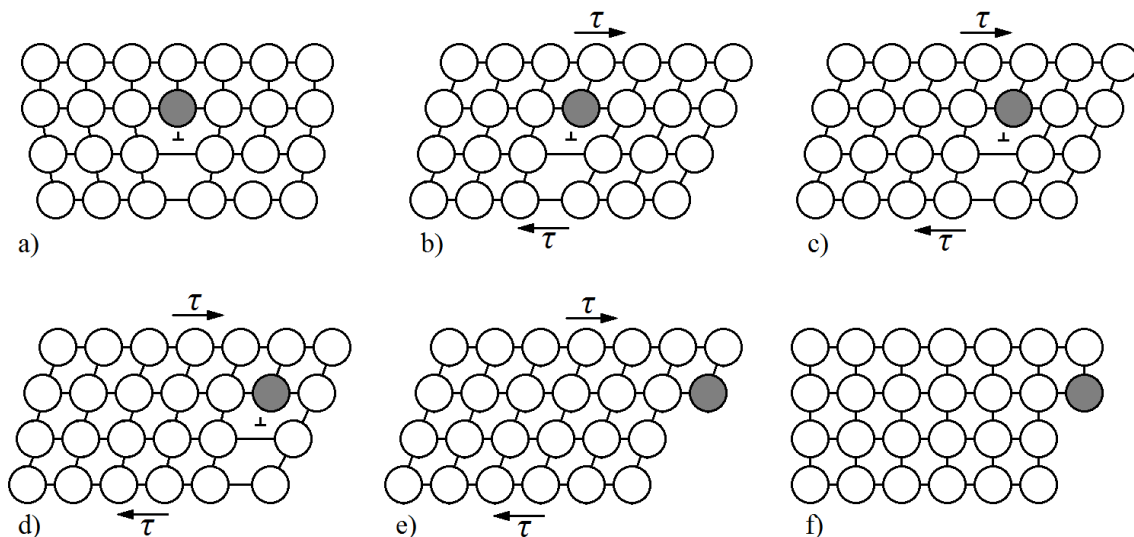


Bild 2.6: Bewegung einer Stufenversetzung und Bildung einer Gleitstufe an der Oberfläche nach Bargel und Schulze (2012)

Versetzungen entstehen während der plastischen Verformung u.a. in sogenannten Versetzungsquellen, die auch als Frank-Read-Quellen bekannt sind (Bild 2.7). Der Mechanismus einer solchen Versetzungsquelle kann vereinfacht wie folgt beschrieben werden: Durch eine ausreichend große Schubspannung wird eine an den Punkten A und B fixierte Versetzungslinie ausgezogen, wobei der Radius der Versetzungslinie zunächst geringer wird. Ist die anliegende Schubspannung genügend groß, um die Versetzungslinie auf den Radius  $R_{FR} = L$  ausziehen, wird die Versetzungsanordnung instabil und der Versetzungsring dehnt sich solange weiter aus, bis sich die unteren Versetzungssegmente gegenseitig auslöschen (Bild 2.7 c bis e). Auf diese Weise wird ein Versetzungsring um die ursprüngliche Versetzungslinie gebildet. Anschließend kann sich der Prozess wiederholen.

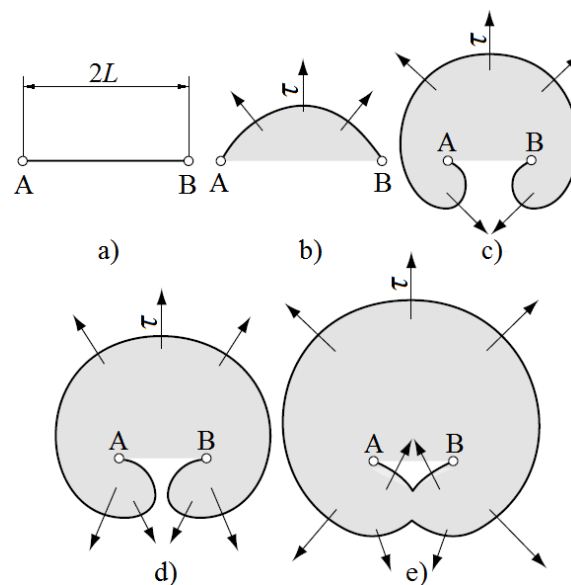


Bild 2.7: Frank-Read-Quelle zur Versetzungsgenerierung nach Bargel und Schulze (2012)

## 2.2 Ermüdung metallischer Werkstoffe

Unter Materialermüdung versteht man die durch wiederholte Aufbringung von Spannungen und Dehnungen hervorgerufenen Eigenschaftsänderungen eines Werkstoffs, die meist zur Rissbildung und zum Versagen führen. Die Beanspruchung kann dabei weit unterhalb der Elastizitätsgrenze des Werkstoffs liegen. Durch mikrostrukturbedingte Spannungskonzentrationen können lokale plastische Verformungen durch Entstehung und Bewegung von Versetzungen hervorgerufen werden, die selbst bei symmetrischer zyklischer Belastung nicht komplett reversibel sind. Der irreversible Anteil der zyklischen Versetzungsbewegung  $\lambda_G$  ( $0 < \lambda_G < 1$ ) wird von einer Vielzahl von Autoren, wie beispielsweise Essmann et al. (1981) sowie Wilkinson und Roberts (1996), als Ursache für die Ermüdungsschädigung in Form von Rissbildung und Risswachstum betrachtet. Besonders kritisch ist, dass das Versagen infolge

Wechselverformung scheinbar plötzlich und ohne eine makroskopische Vorankündigung auftritt, wie beispielsweise eine Einschnürung vor dem Bruch bei einer quasistatischen Überlast.

Die Materialermüdung wird in die Bereiche mechanische Ermüdung, Kriechermüdung, Korrosionsermüdung und thermomechanische Ermüdung untergliedert. In dieser Arbeit wird jedoch nur die rein mechanische Ermüdung behandelt. In diesem Abschnitt werden zunächst phänomenologische Konzepte zur Beschreibung der gesamten Ermüdungslebensdauer vorgestellt, welche die einzelnen Stadien der Materialermüdung nicht getrennt voneinander betrachten (total life approach). Anschließend wird erläutert, wie die gesamte Ermüdungslebensdauer in einzelne Phasen, beginnend mit der Entstehung und Bewegung erster Versetzungen bis hin zu bruchmechanischen Konzepten, mit deren Hilfe Lebensdauerabschätzungen defektbehafteter Strukturen möglich sind (defect tolerant approach), untergliedert werden kann. In diesem Zusammenhang wird der Literaturkenntnisstand der mechanismenorientierten Modelle für die einzelnen Phasen dargestellt.

### 2.2.1 Phänomenologische Beschreibung der Ermüdung metallischer Werkstoffe

Ein etabliertes Verfahren zur Untersuchung des Ermüdungsverhaltens von Werkstoffen ist die Erhebung von Lebensdauerdaten mit Hilfe von Wöhlerversuchen. Hierzu werden bei einer Reihe identisch hergestellter Proben die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch  $N_B$  bei konstanter Amplitude der Spannung  $\Delta\sigma/2$ , der plastischen Dehnung  $\Delta\varepsilon_{pl}/2$  oder der Gesamtdehnung  $\Delta\varepsilon/2$  auf verschiedenen Beanspruchungsniveaus ermittelt. Die grafische Auftragung der Beanspruchungsamplituden gegenüber der Lastzyklenzahlen bis zum Bruch ist als Wöhlerdiagramm bekannt. Die Ausgleichsgerade der hier eingetragenen Datenpunkte für eine definierte Überlebenswahrscheinlichkeit wird als Wöhlerlinie bzw. Wöhlerkurve bezeichnet. Basquin (1910) fand für den Zeitfestigkeitsbereich (HCF-Bereich) heraus, dass die Lastzyklenzahl bis zum Bruch mit der Amplitude der elastischen Dehnung  $\Delta\varepsilon_{el}/2$  bzw. der Amplitude der Spannung  $\Delta\sigma/2$  korreliert. Manson (1953) und Coffin (1954) hingegen erkannten, dass bei sehr geringen Lastzyklenzahlen (engl.: Low cycle fatigue, kurz: LCF) ein Zusammenhang zwischen der Amplitude der plastischen Dehnung  $\Delta\varepsilon_{pl}/2$  und der Lastzyklenzahl bis zum Bruch besteht. In Bild 2.8 ist dargestellt, wie eine Wöhlerlinie durch Überlagerung der von Basquin sowie Manson und Coffin entdeckten Beziehungen konstruiert werden kann.

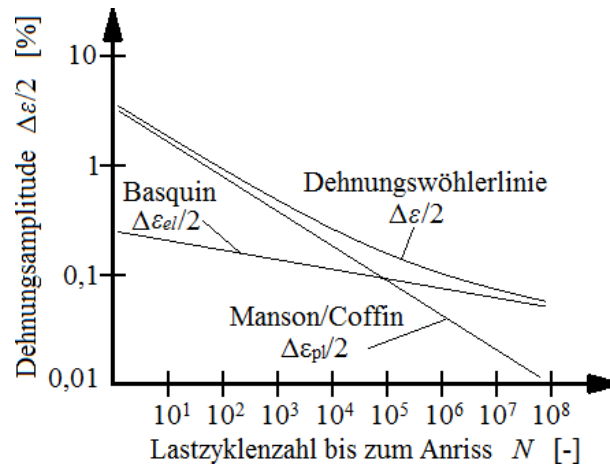


Bild 2.8: Schematische Darstellung zur Konstruktion einer Dehnungswöhlerlinie nach Radaj und Vormwald (2007)

Der Zusammenhang zwischen der Amplitude der Gesamtdehnung und der Lastzyklenzahl bis zum Bruch lässt sich wie folgt mathematisch beschreiben:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{2} = \frac{\sigma_f'}{E} \cdot (2 \cdot N_B)^b + \varepsilon_f' \cdot (2 \cdot N_B)^c. \quad (2.10)$$

Die Größen  $\sigma_f'$  und  $b$  bezeichnen hierbei den Ermüdungsfestigkeitskoeffizienten bzw. -exponenten und die Größen  $\varepsilon_f'$  und  $c$  den Ermüdungsduktilitätskoeffizienten bzw. -exponenten.

Jüngste Ermüdungsexperimente im VHCF-Bereich haben gezeigt, dass die traditionelle Annahme, krz-Werkstoffe weisen eine Dauerfestigkeit auf (Bild 2.9 a), währenddessen dies für kfz-Werkstoffe aufgrund der geringen Peierlsspannung nicht zutrifft (Bild 2.9 b), nicht aufrecht erhalten werden kann. Einerseits konnte beispielsweise von Sakai (2009) für krz-Werkstoffe gezeigt werden, dass diese auch nach zehn Millionen Lastzyklen durch Rissbildung aufgrund von Spannungskonzentrationen an z.B. inneren Einschlüssen versagen können, was sich in einer zweistufigen Wöhlerlinie äußert (Bild 2.9 c). Andererseits können kfz bzw. kfz/krz-Werkstoffe durch das zum Erliegenkommen von plastischer Verformung aufgrund Verfestigung und mikrostruktureller Barrieren (Krupp et al. 2010) oder verformungsinduzierter Phasenumwandlung (Müller-Bollenhagen et al. 2010) eine Dauerfestigkeit aufweisen.

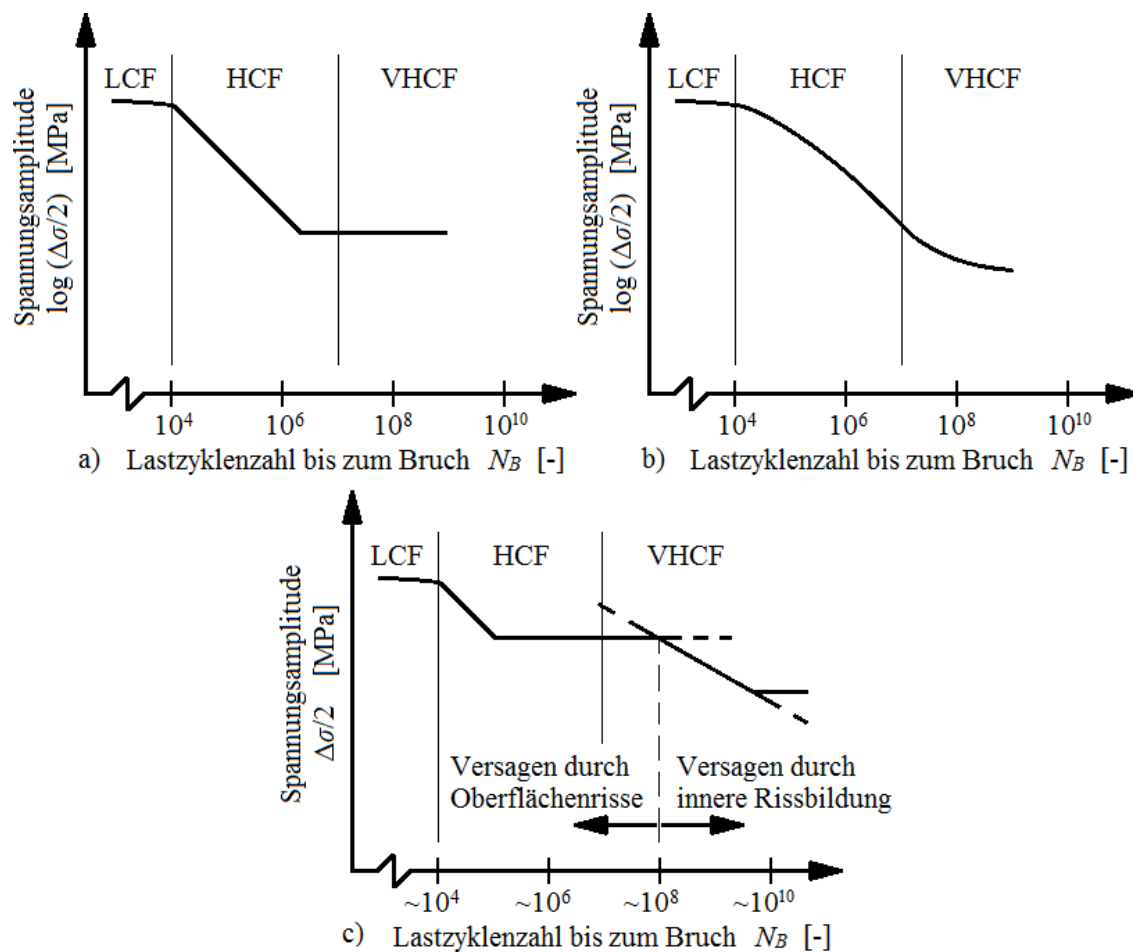


Bild 2.9: Schematische Darstellung von Wöhlerlinien a) mit Dauerfestigkeit und b) ohne Dauerfestigkeit nach Macherauch und Zoch (2014) sowie c) zweistufige Wöhlerlinie nach Mughrabi (2006)

Die Abschätzung des Einflusses der Mittelspannung auf die Dauerfestigkeit entsprechend empirischer Ansätze, wie beispielsweise von Smith (1910) oder Haigh (1915), sowie die Abschätzung des Einflusses variabler Beanspruchungsamplituden auf die Ermüdungslebensdauer mit Hilfe der linearen Schadensakkumulationshypothese nach Palmgren (1924) und Miner (1945) seien der Vollständigkeit halber an dieser Stelle erwähnt, sie werden jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht näher thematisiert.

## 2.2.2 Phasen der Ermüdungsschädigungsentwicklung

Unter rein mechanischer Beanspruchung lässt sich die Ermüdungsschädigungsentwicklung nach Radaj und Vormwald (2007) in fünf Phasen unterteilen (Bild 2.10). Zunächst führt der irreversible Anteil der zyklischen Versetzungsbewegung zur Bildung von Riskeimen. Anschließend breitet sich der Ermüdungsriss als Mikro- bzw. Kurzriss meist entlang einzelner Gleitebenen bei einer Kombination aus den Rissöffnungsmoden I und II (Bild 2.11) aus, was

auch als Stadium-I-Risswachstum bezeichnet wird. Hierbei ist das Wachstum von starken Wechselwirkungen zwischen Ermüdungsriss und Mikrostruktur geprägt. Das sich daran anschließende Makro- bzw. Langrisswachstum, das auch als Stadium-II-Risswachstum bekannt ist, ist von der Werkstoffmikrostruktur weitgehend unbeeinflusst und erfolgt meist unter etwa  $90^\circ$  zur Lastrichtung bei Rissöffnungsmodus I (Bild 2.11). Beim Erreichen einer kritischen Risslänge kommt es zur instabilen Rissausbreitung in Form eines Restbruchs.

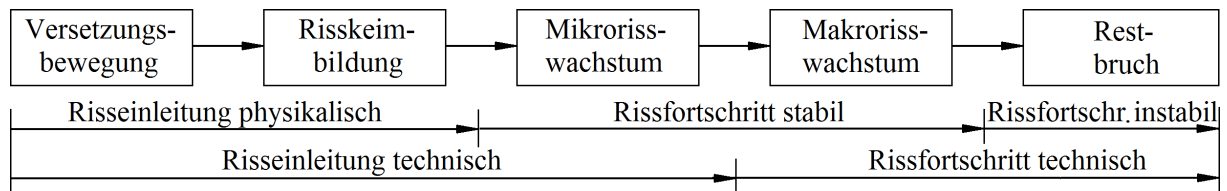


Bild 2.10: Phasen der Ermüdungsschädigungsentwicklung nach Radaj und Vormwald (2007)

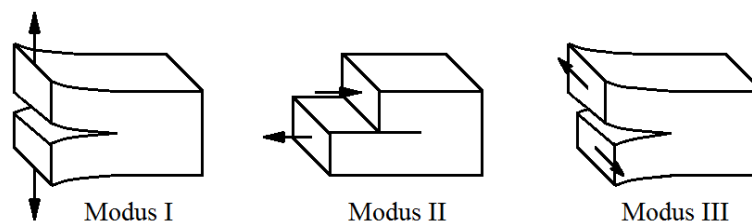


Bild 2.11: Grundbeanspruchungsarten der Rissfront nach Gross und Seelig (2007)

In Bild 2.12 sind die Phasen des Ermüdungsrisswachstums nach Künkler (2007) schematisch dargestellt. Hier wird die Phase des Mikro- bzw. Kurzrisswachstums nochmals untergliedert. Im Stadium-Ia breitet sich der Riss auf einer einzelnen Gleitebene durch Einfachgleitung aus. Hingegen erfolgt das Risswachstum im Stadium-Ib durch Aktivierung weiterer Gleitebenen, was als Wechselgleiten bezeichnet wird. Hierdurch ändert der Riss seine Wachstumsrichtung allmählich von ursprünglich etwa  $45^\circ$  zur Zugachse in etwa  $90^\circ$  zur Zugachse.

Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Modellierung der ersten drei Phasen der Ermüdungsschädigungsentwicklung, da diese zusammen betrachtet einen wesentlichen Anteil der gesamten Ermüdungslebensdauer bei niedrigen Beanspruchungsamplituden betragen können. Im Folgenden werden die Mechanismen der einzelnen Phasen des Ermüdungsrisswachstums näher erläutert, wobei hinsichtlich der Phase der Versetzungsentstehung und -bewegung auf Kapitel 2.1.2 verwiesen sei.

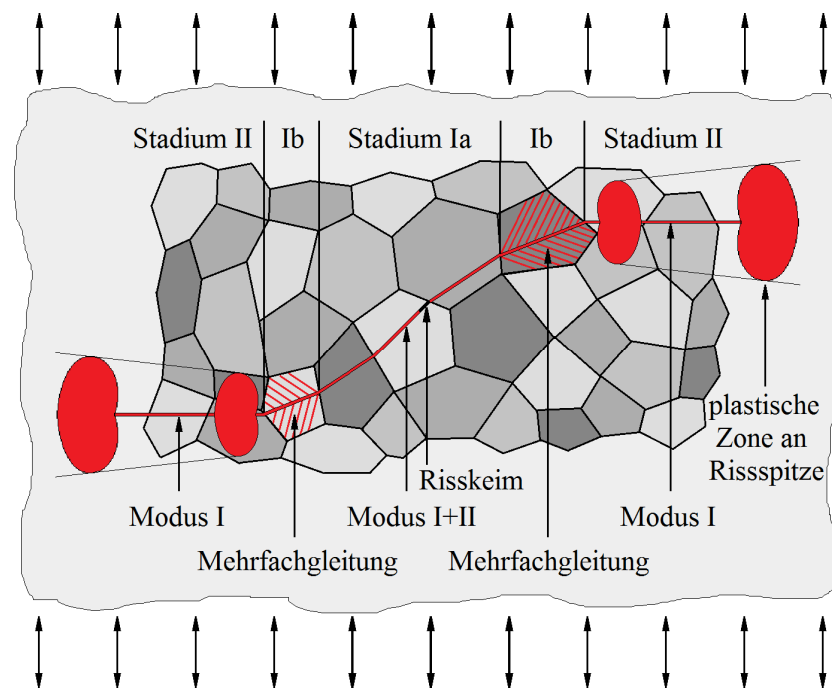


Bild 2.12: Phasen des Ermüdungsrisswachstums nach Künkler (2007)

### 2.2.3 Risskeimbildung

In diesem Abschnitt werden für diese Arbeit relevante, mechanismenorientierte Modelle zur Bildung von trans- und interkristallinen Ermüdungsrisskeimen vorgestellt und erläutert. Die Länge dieser Risskeime ist geringer als ein Korndurchmesser, d.h. in der Größenordnung von wenigen  $\mu\text{m}$ . Die vorgestellten Modelle beziehen sich auf defektfreie, duktile Metalle mit einem hohen Reinheitsgrad. In solchen Werkstoffen wird die Ermüdungsschädigung in der Regel durch eine lokalisierte Versetzungsbewegung auf einzelnen Gleitebenen an der Oberfläche hervorgerufen, da hier häufig die höchsten Spannungen auftreten und außerdem die Dehnungsbehinderung senkrecht zur Oberfläche fehlt (ebener Spannungszustand). Wäre die Versetzungsbewegung unter zyklischer Belastung vollständig reversibel, so würde keine Materialschädigung entstehen. Tatsächlich sind die Gleitvorgänge jedoch zu einem gewissen Teil irreversibel. Dies ist beispielsweise auf die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Versetzungen, die Zufälligkeit der Gleitung, oder eine lokale Versprödung durch Reaktion mit Sauerstoff zurückzuführen (Suresh 1998).

#### Transkristalline Risskeimbildung

Die im Folgenden vorgestellten Modelle zur mechanismenorientierten Beschreibung der transkristallinen Risskeimbildung basieren auf dem bereits Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts von Ewing und Humfrey (1903) entdeckten Zusammenhang zwischen der durch Wech-



selverformung hervorgerufenen Oberflächenaufrauung in Form von Gleitspuren (lokaler Materialaustritt und/oder -eintritt an den Schnittlinien zwischen aktivierten Gleitebenen und der Oberfläche) und Ermüdungsrisssbildung. Thompson et al. (1956) erkannten bereits Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts, dass die Aufrauungen nach einem Polieren der Oberfläche nach weiterer Wechselverformung an den selben Stellen erneut entstehen, weshalb sie als persistent bezeichnet werden, und dass durch wiederholtes Abpolieren der Oberfläche das Versagen der untersuchten Proben unterdrückt werden kann. Letzteres verdeutlichte bereits damals die Relevanz der Gleitspuren für die Rissbildung. Um den Mechanismus der Risskeimbildung besser verstehen zu können, wurden seit Mitte des zwanzigsten Jahrhunderts mit Hilfe der Elektronenmikroskopie die Versetzungsanordnungen der die Gleitspuren hervorruhenden persistenten Gleitbänder (kurz: PGB) intensiv erforscht (z.B. Laufer und Roberts 1964 sowie 1966). Insbesondere in ermüdeten reinen kfz-Einkristallen wurden charakteristische Anordnungen entdeckt, bei denen in einer von Adern aus Stufenversetzungen durchzogenen Matrix, Leiterstrukturen eingebettet sind, die aus versetzungsarmen Kanälen und Wänden mit einer hohen Dichte von Stufenversetzungsdipolen bestehen (Bild 2.13). Es wurde beobachtet, dass die PGB durch Wechselverformung eine wesentlich höhere plastische Verformung (Mughrabi 1978) sowie Leerstellendichte (Polák 1987) aufweisen als die umgebende Matrix. Die leiterartige Versetzungsanordnung ist zwar die in der Literatur am häufigsten beschriebene, jedoch nicht einzige charakteristische Versetzungsanordnung für PGB (Man et al. 2009).

Im Modell von Essmann, Gösele und Mughrabi (1981) (kurz: EGM-Modell) wird die Entstehung der nach bereits relativ wenigen Lastzyklen zu beobachtenden Extrusionen (lokaler Materialaustritt an den Schnittlinien zwischen aktivierten Gleitebenen und der Oberfläche) und der sich anschließend hierauf allmählich durch zufällige, irreversible Gleitung bildenden Aufrauung (Differt et al. 1986) beschrieben (Bild 2.13). Im Rahmen dieses Modells führt die Annihilation von Stufenversetzungen innerhalb der Versetzungswände der PGB zur Bildung von Leerstellen in den PGB, was durch elektrische Widerstandsmessungen von Polák (1969) belegt wurde. Darüber hinaus werden Stufenversetzungen an den PGB-Matrix-Grenzflächen gebildet, was zusammen mit der Volumenzunahme durch die Leerstellenbildung zu inneren Druckeigenstressungen im PGB in Richtung des aktiven Gleitvektors führt. Der lokale Materialaustritt und damit die Bildung einer Extrusion werden auf das Gleiten der an den PGB-Matrix-Grenzflächen entstehenden Stufenversetzungen aus der Oberfläche aufgrund äußerer Lastaufbringung zurückgeführt. Die an der Extrusion entstehenden Mikrokerben rufen unter äußerer Lastaufbringung Spannungskonzentrationen hervor, die zur Bildung von Risskeimen führen können.

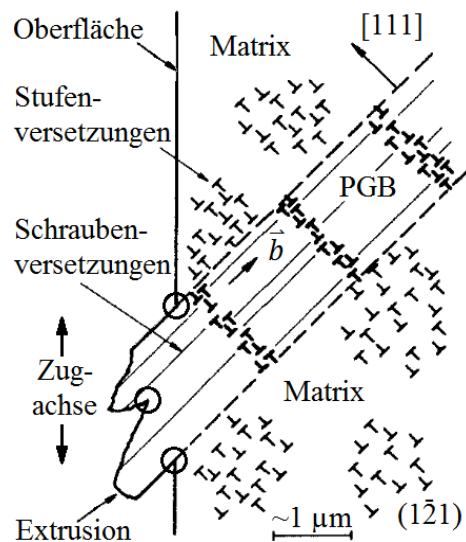


Bild 2.13: EGM-Modell zur transkristallinen Risskeimbildung nach Essmann et al. (1981)

Polák (1987) hingegen geht von einer gleichmäßig verteilten Leerstellengenerierung in dem gesamten PGB aus, d.h. auch in den versetzungsarmen Kanälen. Entsprechend seinen Modellvorstellungen ist die Häufigkeit des Auslöschens von Leerstellen durch eine Wanderung der entstandenen Leerstellen zu Dipolen aus Stufenversetzungen und Reaktion mit diesen im Bereich der Versetzungswände und Matrix wesentlich größer als inmitten der Kanäle, da in letzteren die Dichte an Versetzungsdipolen erheblich geringer ist (Bild 2.14 a). Während kontinuierlicher Wechselverformung kommt es zu einem dynamischen Gleichgewicht zwischen der Bildung und Annihilation von Leerstellen. Dies führt in Längsrichtung des PGB zu dem in Schnitt B-B' und senkrecht zum PGB auf Höhe eines Kanals zu dem in Schnitt A-A' dargestellten Profil der Leerstellenkonzentration  $c_L$ . Die Leerstellenwanderung in die eine Richtung ist mit einem Atomfluss in die entgegengesetzte Richtung verbunden, wodurch sich im PGB eine Volumenzunahme und in der Matrix an der PGB-Matrix-Grenzfläche eine Volumenreduktion ergibt. Hieraus resultieren die in Bild 2.14 b dargestellten Extrusionen und Intrusionen (lokaler Materialeintritt). An den Intrusionen werden unter äußerer Lastaufbringung Spannungskonzentrationen hervorgerufen, die zur Bildung von Risskeimen führen können.

Entsprechend dem von Brown und Koautoren entwickelten Modell, welches ursprünglich von Antonopoulos et al. (1976) stammt und wiederholt modifiziert wurde, wird in einem PGB der Dicke  $w$  mit einem senkrechten Leitersprossenabstand von  $d_{PGB}$  sukzessiv durch Wechselverformung eine innere Zugspannung  $\sigma_{yy}$  bzw. Faserdehnung  $\epsilon_f$  in Richtung des Burgersvektors  $\vec{b}$  generiert (Bild 2.15 a). Diese innere Spannung wird auf die experimentelle Beobachtung zurückgeführt, dass die Leerstellendichte in den PGB sehr viel größer ist als in der Matrix. In Bild 2.15 b dienen die großen, imaginären Versetzungsdipole der Veranschaulichung von



Hierbei bewegen sich Stufenversetzungen mit entgegengesetztem Vorzeichen abwechselnd im Druck- und Zughalbzyklus irreversibel auf einer der beiden Gleitebenen (Bild 2.16). Im Zughalbzyklus erfolgt plastische Verformung indem sich Versetzungen mit positivem Vorzeichen auf Gleitebene I bewegen. Im Druckhalbzyklus hingegen bewegen sich Versetzungen mit entgegengesetztem Vorzeichen auf Gleitebene II. Die Versetzungen auf beiden Gleitebenen werden dabei jeweils an den Korngrenzen aufgestaut. Rückspannungen, die im vorhergehenden Halbzyklus durch Versetzungsbewegung auf einer der Gleitebenen hervorgerufen wurden, wirken aufgrund des sehr geringen Abstands zwischen den beiden Gleitebenen auch auf der jeweils anderen Gleitebene und begünstigen hier die Versetzungsbewegung während des aktuellen Halbzyklus. Die durch die zyklische plastische Verformung hervorgerufenen Stufenversetzungen bilden Leerstellendipole und interstitielle Dipole, deren Dichte mit steigender Lastzyklenzahl zunimmt. Dies führt zu einer Akkumulation der gespeicherten elastischen Verzerrungsenergie zwischen den beiden Gleitebenen bis ein kritischer, materialspezifischer Wert erreicht wird, bei dem ein Riskeim bei der Lastzyklenzahl  $N_i$  gebildet wird. Diese Zyklenzahl lässt sich wie folgt für einen Versetzungsaufstau an einer Korn- oder Phasengrenze abschätzen:

$$N_i \approx \frac{3\pi d_K^3 w_s (1 - \nu)}{2G [1 + 2 \ln (\frac{4R_\sigma}{d_K})]} \cdot \frac{1}{(\Delta\gamma_{pl})^2} \quad , \quad (2.11)$$

wobei  $G$  den Schubmodul,  $w_s$  die spezifische Bruchflächenenergie, welche erforderlich ist um die Ermüdungsbruchfläche zu bilden,  $\nu$  die Querkontraktionszahl,  $d_K$  den Korndurchmesser,  $\Delta\gamma_{pl}$  die Schwingweite der plastischen Scherung und  $R_\sigma$  den äußeren Wirkradius des Spannungsfeldes um eine Versetzung bezeichnet.

Im Rahmen einer Weiterentwicklung des Modells durch Venkataraman et al. (1990) wird die Bildung eines Riskeimes der Länge  $2a$  auf das Erreichen eines Maximums der Gibbsschen freien Energie  $\Delta G$  zurückgeführt:

$$\frac{d\Delta G}{dN} = 0 \quad , \quad (2.12)$$

die sich aus der elastischen Verzerrungsenergie der Versetzungen, der mechanischen Energie durch die Rissöffnung und der Oberflächenenergie zusammensetzt.

Chan (2003) erweiterte das Modell dahingehend, dass lediglich der irreversible Anteil der zyklischen Versetzungsbewegung  $\lambda_G$  Berücksichtigung findet, für den er materialunabhängig

einen Wert von  $\lambda_G = 0,005$  annimmt. Darüber hinaus wird der senkrechte Abstand zwischen den beiden nahe beieinander liegenden Gleitebenen  $h$  mit einbezogen. Die Zyklenzahl zur Bildung eines Riskeimes mit der halben Risslänge  $a$ , die kleiner als der halbe Korndurchmesser sein kann, lässt sich wie folgt abschätzen:

$$N_i = \frac{9\pi h^2 a d_K (1 - \nu)}{2\lambda_G} \cdot \frac{1}{(\Delta\gamma_{pl})^2} \quad (2.13)$$

Hierbei wurde die Schwingweite der Schubspannung  $\Delta\tau$ , die in der von Chan (2003) entwickelten Gleichung aufgeführt ist, durch die Schwingweite der plastischen Scherung entsprechend einer von Tanaka und Mura (1981) analytisch hergeleiteten Gleichung ausgedrückt.

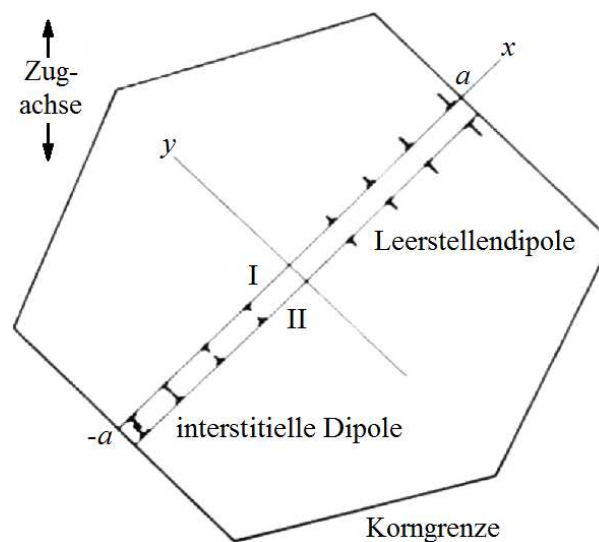


Bild 2.16: Modell von Tanaka und Mura zur transkristallinen Riskeimbildung nach Tanaka und Mura (1981)

### Interkristalline Riskeimbildung

Ein weiterer für diese Arbeit relevanter Rissentstehungsmechanismus ist die interkristalline Riskeimbildung an Korn- oder Phasengrenzen. Tanaka und Mura (1981) führen diese auf das Zusammenwachsen (Bild 2.17 b) mehrerer sehr nahe beieinander entstandener interkristalliner Riskeime (Bild 2.17 a) zurück.

Enthält der Gleitvektor des PGB eine relativ große Komponente in Richtung der Oberflächennormalen (Bild 2.18, Korn 1), so entstehen entsprechend des EGM-Modells (Essmann et al. 1981) durch das lokale Herausdringen von Material stark ausgeprägte Gleitspuren in Form von Extrusionen, an deren Kerben transkristalline Riskeime gebildet werden können. Enthält der Gleitvektor des PGB hingegen eine relativ große Komponente in Richtung der Oberfläche (Bild 2.18, Korn 2), so wird die Versetzungsbewegung und Volumenzunahme aufgrund von



### 2.2.4 Kurzrisswachstum

Das sich an die Phase der Risskeimbildung anschließende Mikro- bzw. Kurzrisswachstum, das auch als Stadium-I-Risswachstum bekannt ist, kann bereits unterhalb des Schwellenwertes der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors für die Langrissausbreitung  $\Delta K_{th}$  erfolgen (Bild 2.19). Bei gleicher Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors  $\Delta K$  kann die Rissausbreitungsrate kurzer Risse erheblich größer sein als die Rissausbreitungsrate langer Risse, was zu nicht-konservativen Lebensdauerabschätzung auf Basis der linear-elastischen Bruchmechanik führen würde. Bei einachsigen Zug-Druck-Beanspruchungen im HCF- und VHCF-Bereich erfolgt das Kurzrisswachstum in der Regel schubspannungskontrolliert auf einzelnen kristallografischen Gleitebenen mit einem hohen Schmidfaktor unter einer Mischung aus Modus-I und Modus-II der Beanspruchung der Rissfront (Bild 2.11). Die Gleitebenen sind dabei häufig in einem Winkel von etwa  $45^\circ$  zur Zugachse geneigt. Da der Riss einzelnen Gleitebenen folgt und deren Orientierung sich in der Regel von Korn zu Korn ändert, knickt der Risspfad häufig an Korngrenzen ab, was zu einer zickzackförmigen Rissgeometrie führt.

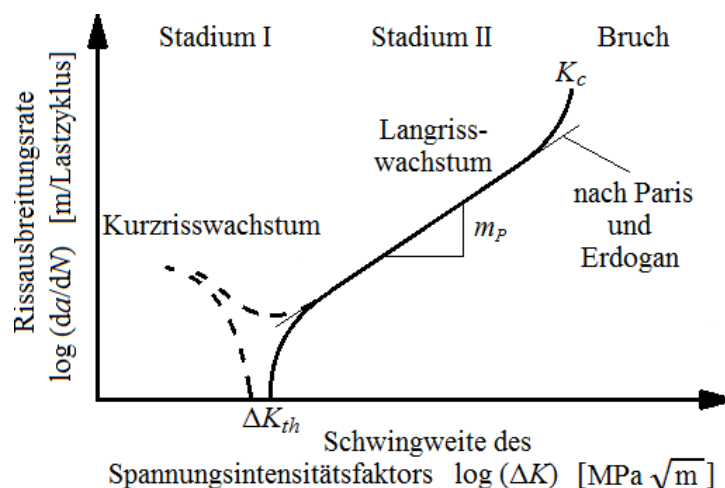


Bild 2.19: Rissausbreitungsrate in Abhängigkeit von der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors nach Suresh (1998)

Das Kurzrisswachstum ist geprägt von starken Wechselwirkungen zwischen dem Riss und mikrostrukturellen Barrieren, wie beispielsweise Korngrenzen. Häufig wird während der Annäherung eines kurzen Risses an eine Korngrenze dessen Wachstum abgebremst, wobei es nach Überschreiten des Hindernisses plötzlich wieder beschleunigt wird (Bild 2.19). Das Abbremsen ist darauf zurückzuführen, dass bei der Annäherung des Risses an eine Korngrenze das in dem risstragenden Korn befindliche Gleitband zwischen Risspitze und Korngrenze kürzer wird. Weisen die Gleitsysteme des benachbarten Kornes deutlich geringere Schmidfaktoren auf als das risstragende Gleitsystem, so ist die Ausbreitung der plastischen Zone über

die Korngrenze hinweg erschwert. Hierdurch werden die Größe der plastischen Zone und die Versetzungsbewegung an der Risspitze mit weiterem Risswachstum geringer, was zu einer Reduzierung der Risswachstumsgeschwindigkeit führt (Lankford 1982). Die weitere – jedoch verlangsamte – Annäherung des Risses an die Korngrenze führt zu einer stetigen Vergrößerung der auf den Gleitsystemen des Nachbarkorns wirkenden Schubspannungen. Trotz deren in der Regel geringeren Schmidfaktoren kann die Schubspannung dabei auf einem oder mehreren Gleitsystemen den zur Versetzungsgenerierung und -bewegung erforderlichen Wert erreichen, wodurch sich die plastische Zone nun auch über die Korngrenze hinaus erstreckt. Die hiermit verbundene erhöhte Versetzungsbewegung vor der Risspitze führt zu einem sprunghaften Anstieg der Risswachstumsgeschwindigkeit. Das Abbremsen vor einer Korngrenze mit anschließender Beschleunigung nach Überschreitung der Korngrenze ist charakteristisch für einen Stadium-I-Riss und führt zu einer oszillierenden Risswachstumsgeschwindigkeit (Blom et al. 1986). Wenn die plastische Verformung bzw. Versetzungsbewegung und -generierung an der Risspitze ausreichend stark gehemmt wird, kann es zu einem Stopp des Kurzrisswachstums kommen (Bild 2.19). Andernfalls geht das Kurzrisswachstum allmählich in das Langrisswachstum über.

Die Effektivität einer Korngrenze als mikrostrukturelle Barriere hängt demnach von dem Widerstand ab, den sie einer Gleittransmission vom risstragenden Korn in ein benachbartes Korn entgegensetzt. Dabei haben die Orientierungen möglicher Gleitsysteme im benachbarten Korn, und damit deren Schmidfaktoren, einen großen Einfluss. Aber auch der Kippwinkel  $\chi_z$  zwischen den Gleitspuren der benachbarten Körner an der Oberfläche sowie der Drehwinkel  $\psi_z$ , der zwischen den Schnittgeraden zweier Gleitebenen benachbarter Körner mit der Korngrenze aufgespannt wird, haben eine große Auswirkung auf die Effektivität einer mikrostrukturellen Barriere (Bild 2.22). Der Drehwinkel wird nicht nur von der Orientierung der benachbarten Körner, sondern auch von der dreidimensionalen Lage der Korngrenze festgelegt. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass der Kippwinkel einen relativ geringen Einfluss auf den Widerstand einer Korngrenze gegenüber Gleittransmission hat. Beispielsweise konnten Krupp et al. (2010) Gleittransmission über eine Zwillingskorngrenze hinweg belegen, an der die aktivierten Gleitebenen der benachbarten Körner gegeneinander lediglich verkippt waren. Hingegen zeigten unter anderen Zhai et al. (2000), Düber (2007) und Marx et al. (2010), dass Korngrenzen mit einem großen Drehwinkel eine große Hinderniswirkung aufweisen.

Die Phase der Stadium-I-Rissausbreitung kann sich über mehrere Körner erstrecken. Anschließend breitet sich der Riss unter etwa  $90^\circ$  zur Zugachse als Makro- oder Langriss aus,



was auch als Stadium-II-Rissausbreitung bezeichnet wird. Ab diesem Zeitpunkt erstreckt sich die plastische Zone vor der Risspitze über mehrere Körner, wodurch mikrostrukturelle Barrieren ihren Einfluss verlieren (Bild 2.12).

Im Folgenden wird der Literaturkenntnisstand der für diese Arbeit relevanten, mechanismenorientierten Modelle zur Beschreibung des Kurzrisswachstums dargestellt.

### Modelle zur Beschreibung des Kurzrisswachstums

Entsprechend den Modellvorstellungen von Wilkinson und Roberts (1996) wird der Rissfortschritt während der Stadium-I-Rissausbreitung auf irreversible Abgleitvorgänge vor der Risspitze zurückgeführt. Die plastische Verformung an der Risspitze erfolgt auf mehreren parallelen Gleitebenen, wobei die Aktivierung einer Gleitebene von der auf sie wirkenden Schubspannung abhängt (Bild 2.20 a). Aufgrund der Neigung des Risses und der überlagerten Modus-I- und Modus-II-Beanspruchung der Rissfront ist das Schubspannungsfeld an der Risspitze leicht asymmetrisch bezüglich der Rissmittelebene, wodurch es im Zughalbzyklus wegen der höheren Schubspannung bevorzugt zu einer Versetzungsbewegung auf einer der beiden Gleitebenen kommt (Bild 2.20 b). Im Druckhalbzyklus hingegen kommt es bevorzugt auf dem anderen Gleitband zur Versetzungsbewegung (Bild 2.20 c). An der Risspitze bilden sich aufgrund der irreversiblen Versetzungsbewegung Versetzungsdipole des Leerstellentyps, welche gemeinsam die Rissverlängerung pro Zyklus ergeben (Bild 2.20 d).

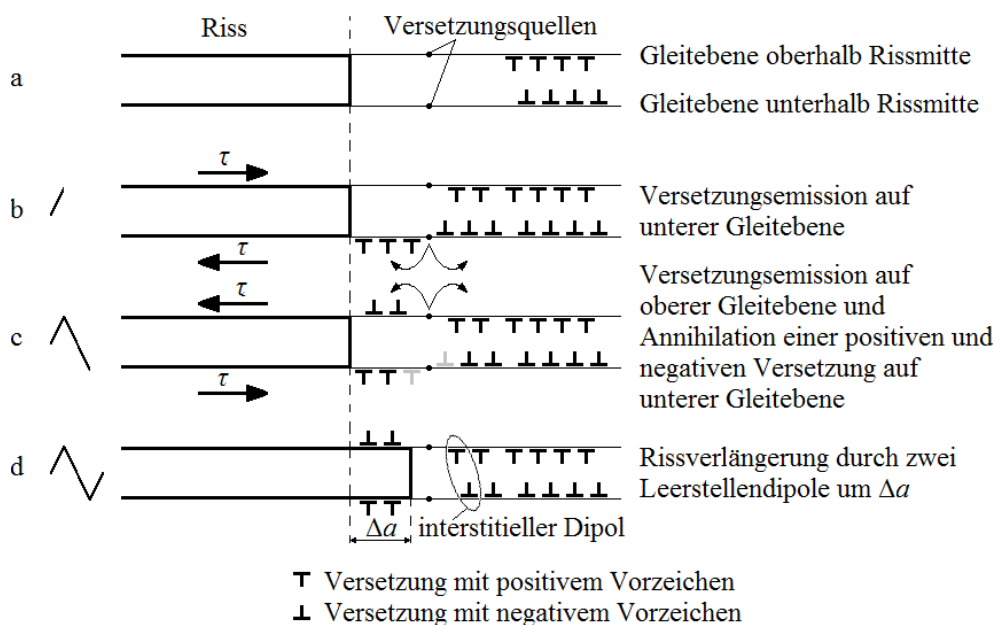


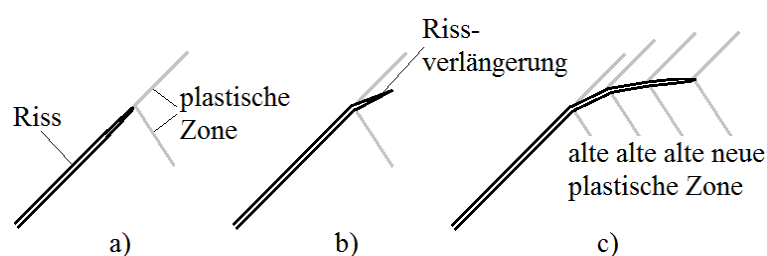
Bild 2.20: Mechanismus der Rissausbreitung im Stadium-I aufgrund Gleitirreversibilität nach Wilkinson und Roberts (1996)

Tanaka et al. (1986) führen die Ermüdungsschädigung in Übereinstimmung mit den Modellvorstellungen von Wilkinson und Roberts (1996) auf die plastische Verformung an der Risspitze in Form der Schwingweite der Risspitzenabgleitung (engl.: Crack tip slide displacement)  $\Delta CTSD$  zurück und beschreiben die Rissausbreitungsgeschwindigkeit entsprechend folgender Gesetzmäßigkeit:

$$\frac{da}{dN} = C_T \Delta CTSD^{m_T} \quad . \quad (2.14)$$

Dabei stellen der Koeffizient  $C_T$  und der Exponent  $m_T$  ( $m_T \geq 1$ ) werkstoffabhängige Konstanten dar.

Künkler (2007) führt das allmähliche Abknicken von kurzen Rissen auf einen Risspfad von  $90^\circ$  zur Zugrichtung auf die sukzessive Aktivierung weiterer Gleitebenen an der Risspitze zurück, wobei sich die Richtung der Rissverlängerung aus einer vektoriellen Addition der sich auf den einzelnen Gleitebenen ergebenden Rissverlängerungen zusammensetzt (Bild 2.21). Die Phase, in der sich ein kurzer Riss schubspannungskontrolliert auf einem einzigen Gleitsystem unter etwa  $45^\circ$  zur Zugachse ausbreitet, bezeichnet Künkler (2007) als Stadium-Ia-Rissausbreitung. Den Übergangsbereich zur Stadium-II-Rissausbreitung, der durch eine Aktivierung mehrerer Gleitebenen gekennzeichnet ist, bezeichnet er als Stadium-Ib-Rissausbreitung. Düber (2007) beobachtete, dass kurze Risse nach Erreichen der Phase der Stadium-Ib-Rissausbreitung kurzzeitig auch wieder entsprechend der Stadium-Ia-Rissausbreitung wachsen können.



*Bild 2.21: Übergang von Stadium-Ia- zu Stadium-Ib-Rissausbreitung nach Künkler (2007): a) Riss mit aktiven Gleitbändern, b) Risswachstum und c) abgknickter Riss nach mehreren Lastzyklen*

Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten, mechanismenorientierten Modelle zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Kurzrisen und Korngrenzen dargestellt.

### Modelle zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Kurzzissen und mikrostrukturellen Barrieren

Das in experimentellen Untersuchungen oft beobachtete Abbremsen des Kurzzisswachstums während der Annäherung der Risspitze an eine Korngrenze wird von Taira et al. (1978) in einem analytischen Modell für einen Stadium-I-Riss auf einem Gleitband innerhalb eines Kornes unter Modus-II-Beanspruchung der Rissfront abgebildet. In dem Fließstreifen vor der Risspitze kommt es bei Erreichen der mikrostrukturellen Fließschubspannung zur Abgleitung. Hierzu wird im Rahmen des Modells ein linear-elastisches, ideal-plastisches Materialverhalten angenommen. Die sich vor der Risspitze entwickelnde plastische Zone wird durch Korngrenzen blockiert, was zu einem Versetzungsaufstau führt. Das Rissproblem wird analytisch gelöst, indem die Verteilung der Versetzungen auf dem Gleitband berechnet wird. Im Rahmen einer Erweiterung des Modells durch Tanaka et al. (1986) wird die Ausdehnung der plastischen Zone über die Korngrenze hinaus berücksichtigt, bis sie schließlich von der nächsten Barriere aufgehalten wird. Die Rissausbreitungsrate wird über die Schwingweite der Risspitzenabgleitung ermittelt (Gleichung 2.14), die sich unter Berücksichtigung einiger werkstoffspezifischer und geometrischer Größen in Abhängigkeit von der Risslänge analytisch bestimmen lässt, worauf jedoch an dieser Stelle nicht näher eingegangen wird.

Navarro und de los Rios (1988a) betrachten in ihrem Modell ebenfalls einen Stadium-I-Riss auf einem Gleitband unter Modus-II-Beanspruchung der Rissfront, der von einer Korngrenze blockiert wird. Die Erweiterung der Modellvorstellung besteht darin, dass sich die plastische Zone in ein Nachbarkorn ausbreiten kann, sobald die Schubspannung in einer Versetzungsquelle  $\tau_Q$  hinter der Barriere einen kritischen Wert erreicht. Dadurch wird die Korngrenze als durchbrochen betrachtet, sodass sich die plastische Zone bis zur nächsten Barriere ausbreiten kann. Die damit verbundene Vergrößerung der Risspitzenabgleitung führt nach Gleichung 2.14 zu einem plötzlichen Anstieg der Rissausbreitungsgeschwindigkeit. Die Schubspannung in einer Versetzungsquelle hinter der Barriere lässt sich wie folgt bestimmen:

$$\tau_Q(r_0) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{d_K}{r_0}} \left[ \tau_\infty - \frac{2}{\pi} \tau_F \arccos \left( \frac{a}{l_{GB}} \right) \right] + \tau_F \quad , \quad (2.15)$$

wobei  $d_K$  der Korndurchmesser,  $r_0$  der Abstand zwischen Versetzungsquelle und Korngrenze,  $a$  die halbe Risslänge,  $l_{GB}$  die halbe Gleitbandlänge,  $\tau_\infty$  die globale Schubspannung und  $\tau_F$  die Fließschubspannung ist. Hierbei wird vorausgesetzt, dass  $r_0$  sehr viel kleiner als  $d_K$  ist. Somit entspricht die Dauerfestigkeit der makroskopischen Spannung, die gerade noch nicht zum

Erreichen der Fließschubspannung in einer Versetzungsquelle führt, sodass der Riss durch die mikrostrukturelle Barriere dauerhaft gestoppt wird. Sobald ein Riss die erste Korngrenze überschritten hat und das Verhältnis zwischen Risslänge und Länge der plastischen Zone  $n_N$  ( $n_N = a / l_{GB}$ ) einen kritischen Wert  $n_{Nc}$  erreicht hat bzw. übersteigt, breitet sich die plastische Zone über mehrere Korngrenzen hinaus aus. Das kritische Verhältnis zwischen Risslänge und Länge der plastischen Zone  $n_{Nc}$  ergibt sich hierbei wie folgt:

$$n_{Nc} = \cos \left[ \frac{\pi}{2} \frac{\tau_{\infty} - \frac{\sigma_D}{2\sqrt{i_N}}}{\sigma_{comp}} \right] \quad \text{mit } i_N = 1, 3, 5, \dots \quad (2.16)$$

Dabei ist  $\sigma_{comp}$  eine Vergleichsspannung,  $\sigma_D$  die Dauerfestigkeit und  $i_N$  die Anzahl an Körnern, über die sich die plastische Zone erstreckt. Der Einfluss der Mikrostruktur nimmt mit steigendem  $i_N$  ab, sodass sich ein allmählicher Übergang zum Langrisswachstum ergibt, was mit experimentellen Beobachtungen übereinstimmt. Das Modell wurde dahingehend weiterentwickelt, dass Versetzungsverfestigung sowie unterschiedliche mikrostrukturelle Fließschubspannungen (Navarro und de los Rios 1988b) und kristallografische Orientierungen (de los Rios und Navarro 1990) in verschiedenen Körnern Berücksichtigung finden.

Zhai et al. (2000) führen die Stärke einer mikrostrukturellen Barriere auf die keilförmige Fläche zwischen den Schnittlinien der aktivierten Gleitebenen benachbarter Körner mit der Korngrenze zurück (Bild 2.22, rote und grüne Fläche), die zunächst aufreißen muss, bevor der Riss in das Nachbarkorn hineinwachsen kann. Durch das Bilden von Bruchstufen im benachbarten Korn kann der Riss auffächern. Somit wird die aufzureißende Fläche an der Korngrenze erheblich reduziert (Bild 2.22, grüne Fläche), was einen geringeren Energiebedarf erfordert und eine geringere Barrierewirkung zur Folge hat.

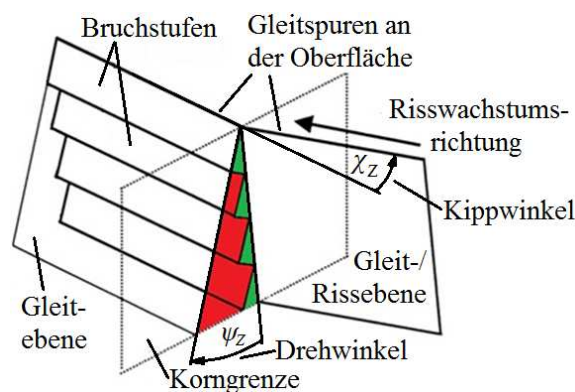


Bild 2.22: Ausgleich eines Drehwinkels zwischen aktivierten Gleitebenen benachbarter Körner durch Bildung von Bruchstufen eines Risses nach Zhai et al. (2000)

### 2.2.5 Langrisswachstum

In diesem Abschnitt werden mechanismenorientierte Modelle zur Beschreibung des Makro- bzw. Langrisswachstums dargestellt. Zunächst werden Modelle beschrieben, die den Ausbreitungsmechanismus langer Risse in duktilen Werkstoffen qualitativ wiedergeben. Darüber hinaus werden Modelle der LEBM und der elastisch-plastischen Bruchmechanik (kurz: EPBM) dargestellt, die eine quantitative Beschreibung des Risswachstums ermöglichen.

#### Qualitative Modelle zur Beschreibung des Langrisswachstums

Sobald sich die plastische Zone an der Rissspitze über mehrere Körner erstreckt, verlieren mikrostrukturelle Charakteristika, wie beispielsweise einzelne Gleitsysteme und Korngrenzen, stark an Einfluss. Die Rissausbreitung erfolgt nun im sogenannten Stadium-II senkrecht zur Lastrichtung unter Modus-I-Beanspruchung der Rissfront. Hierbei kann es zu Schwingstreifen auf der Ermüdungsbruchfläche kommen, deren Entstehung von Laird und Smith (1962) auf eine Abstumpfung der Rissspitze (engl.: Plastic blunting) durch plastische Verformung zurückgeführt wird. Da sich die plastische Zone an der Rissspitze über mehrere Körner erstreckt, kommt es zu einer homogenen Gleitverteilung. Daher erfolgt die plastische Verformung nicht zwingend auf einzelnen Gleitebenen, sondern durch Mehrfachgleitung. Bei Lastumkehr verbleibt an der Rissspitze ein irreversibler Anteil der plastischen Verformung des vorhergehenden Halbzyklus. Das Abstumpfen der Rissspitze im Zughalbzyklus und das sich daran im Druckhalbzyklus anschließende Anspitzen führt zu einer Rissverlängerung und der Bildung von Ermüdungsschwingstreifen (Bild 2.23).

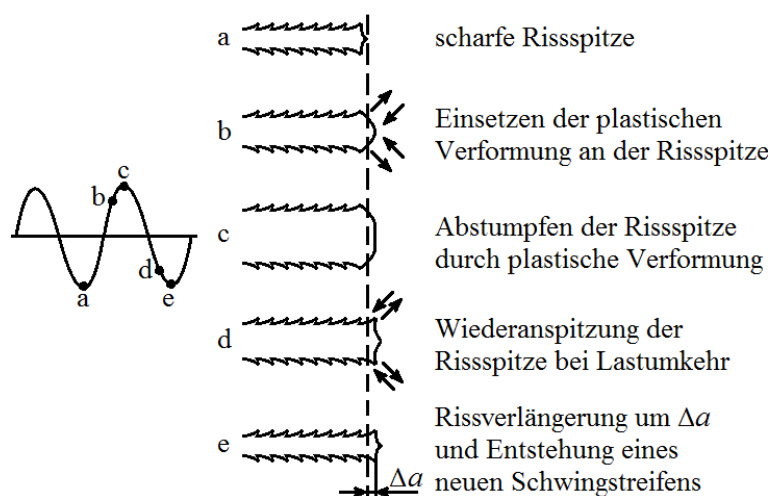


Bild 2.23: Schematische Darstellung des Modells von Laird und Smith zur Erklärung des Stadium-II-Risswachstums nach Laird und Smith (1962)

Neumann (1969) führt die während des Stadium-II-Risswachstums entstehenden Schwingstreifen auf eine alternierende Aktivierung zweier Gleitsysteme an der Rissspitze zurück (Bild 2.24). Die plastische Verformung auf dem aktivierten Gleitband 1 führt hier zu einer Verfestigung, wodurch es zu einer Aktivierung des Gleitbandes 2 kommt. Die Verfestigung des Gleitbandes 2 führt zur Aktivierung des Gleitbandes 3, welches parallel zu Gleitband 1 liegt. Dieser Vorgang setzt sich Zyklus für Zyklus fort, sodass es durch den irreversiblen Anteil der Abgleitung im Druckhalbzyklus zu einem Rissfortschritt kommt.

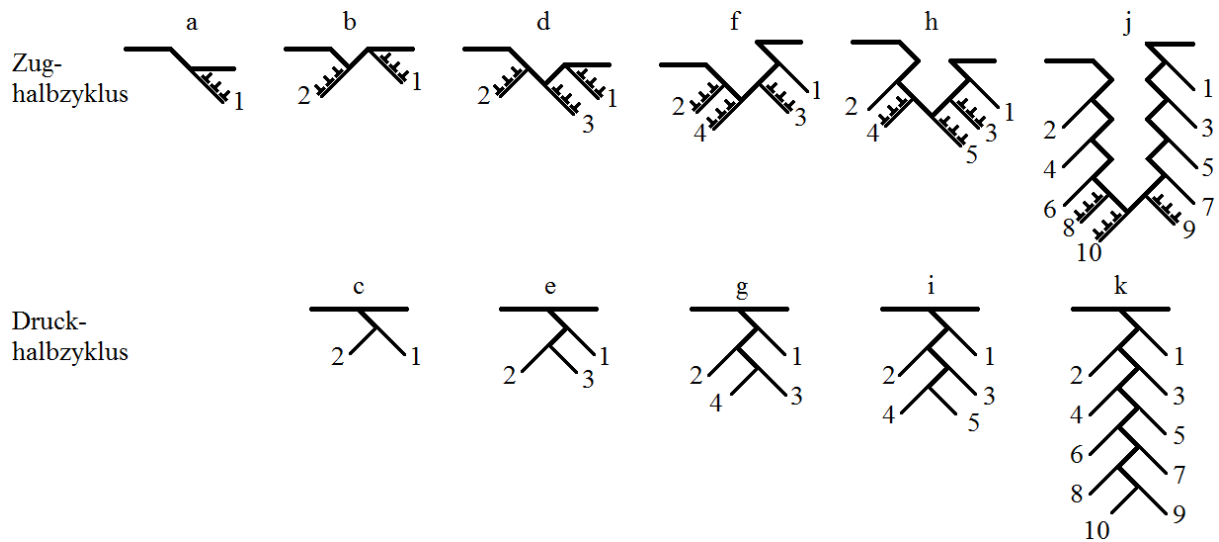


Bild 2.24: Schematische Darstellung des Modells von Neumann zur Erklärung des Stadium-II-Risswachstums nach Neumann (1969)

### Quantitative Modelle zur Beschreibung des Langrisswachstums

Mit Hilfe klassischer Bruchmechanikkonzepte können statische Festigkeiten sowie Ermüdungslebensdauern rissbehafteter Strukturen abgeschätzt werden. Somit ist es möglich, fertigungsbedingte Defekte von im Betrieb befindlichen Bauteilen zu tolerieren, indem die Bauteilbelastungen angepasst bzw. Inspektionsintervalle festgelegt werden. Im Bereich der Bruchmechanik wird zwischen den Konzepten der linear-elastischen Bruchmechanik (LEBM) und denen der elastisch-plastischen Bruchmechanik (EPBM) unterschieden. Nachfolgend werden die einzelnen Konzepte dargestellt.

#### *K-Konzept*

Im Rahmen der linear-elastischen Bruchmechanik kann die Rissausbreitung mit Hilfe von Spannungsintensitätsfaktoren  $K$  beschrieben werden, die ein Maß für die Intensität des Span-

nungsfeldes an der Risspitze darstellen. Für eine Modus-I-Beanspruchung der Rissfront lässt sich der Spannungsintensitätsfaktor wie folgt bestimmen:

$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} Y \quad . \quad (2.17)$$

Hierbei ist  $K_I$  der Spannungsintensitätsfaktor für eine Modus-I-Beanspruchung der Risspitze,  $\sigma$  die globale Spannung,  $a$  die halbe Risslänge (im Falle eines Oberflächenrisses) und  $Y$  ein Geometriefaktor. Für die Rissöffnungsmoden II und III können analog die Spannungsintensitätsfaktoren  $K_{II}$  und  $K_{III}$  bestimmt werden.

Bei statischer Beanspruchung kommt es zur instabilen Rissausbreitung und damit zum Bruch, sobald der materialspezifische kritische Spannungsintensitätsfaktor für die Modus-I-Beanspruchung der Risspitze  $K_{Ic}$  erreicht wird, der auch als Bruchzähigkeit bekannt ist. Unter zyklischer Lastaufbringung kann es bei Beanspruchungen unterhalb der Bruchzähigkeit zur stabilen Rissausbreitung kommen. Paris und Erdogan (1963) entdeckten einen empirischen Zusammenhang zwischen der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors  $\Delta K_I$ :

$$\Delta K_I = \Delta \sigma \sqrt{\pi a} Y \quad (2.18)$$

und der Rissausbreitungsrate  $da/dN$ , der in Bild 2.19 in Form der Paris-Geraden dargestellt ist und wie folgt ausgedrückt werden kann:

$$\frac{da}{dN} = C_P \Delta K_I^{m_P} \quad . \quad (2.19)$$

Hierbei ist  $\Delta K_I$  die Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors für den Rissöffnungsmodus I,  $\Delta \sigma$  die Schwingweite der globalen Spannung,  $a$  die halbe Risslänge (s.o.),  $Y$  ein Geometriefaktor,  $N$  die Lastzyklenzahl,  $C_P$  ein werkstoffspezifischer Koeffizient und  $m_P$  ein werkstoffspezifischer Exponent. Analog ergeben sich für die Beanspruchungsmoden II und III der Rissöffnung die Schwingweiten der Spannungsintensitätsfaktoren  $\Delta K_{II}$  und  $\Delta K_{III}$ .

Durch ein vorzeitiges, gegenseitiges Berühren der beiden Rissflächen noch während des Wirkens einer äußeren Zuglast durch plastisch induziertes, rauhigkeitsinduziertes, oxidinduziertes oder umwandlungsinduziertes Riss schließen kommt es zu einer Verringerung der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors  $\Delta K$  auf einen effektiven Wert  $\Delta K_{eff}$  (Elber 1970). Da lediglich  $\Delta K_{eff}$  zum Risswachstum beiträgt, wird die Rissausbreitungsrate durch das Riss schließen herabgesetzt, was besonders bei kleinen und negativen Lastverhältnissen  $R$  zu beobachten ist. Ab einem Lastverhältnis, bei dem der Riss während des gesamten Lastzyklus geöffnet bleibt, sind  $\Delta K$  und  $\Delta K_{eff}$  gleich groß. Die einzelnen Mechanismen des Riss schlie-

bens werden an dieser Stelle nicht näher erläutert, stattdessen sei auf die einschlägige Fachliteratur verwiesen (z.B. Suresh 1998).

Aus den Gleichungen der LEBM, die dem  $K$ -Konzept zugrunde liegen, ergibt sich eine  $1/\sqrt{r}$ -Abhängigkeit des Spannungsfeldes an der Rissspitze, wobei  $r$  den Abstand von der Rissspitze darstellt. Diese fiktive Spannungssingularität wird von realen Werkstoffen durch plastische Verformung abgebaut, was mit den linear-elastischen Annahmen (kleine Verzerrungen) im Rahmen der Herleitung der LEBM nicht übereinstimmt. Daraus ergibt sich, dass die LEBM streng genommen nur bei ideal-spröden Werkstoffen angewendet werden darf. Sind die plastische Zone und die darin liegende Prozesszone, in der das eigentliche Trennen atomarer Bindungen geschieht, klein gegenüber dem  $K$ -bestimmten Gebiet (Bild 2.25) bzw. klein gegenüber der Risslänge, so kann vom sogenannten Kleinbereichsfließen ausgegangen werden. Unter diesen Bedingungen wird der Zustand der Prozesszone von  $K_I$  charakterisiert und die Anwendung der LEBM ist zulässig. Der durch die Ausdehnung der plastischen Zone mit dem Radius  $r_p$  entstehende Fehler kann nach einem Vorschlag von Irwin durch die Berücksichtigung einer um  $r_p$  vergrößerten effektiven Risslänge kompensiert werden, was als Irwinsche Risslängenkorrektur bezeichnet wird (Gross und Seelig 2007).

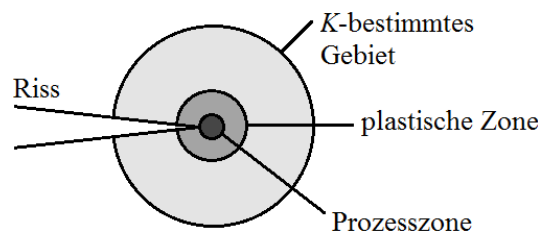


Bild 2.25: Zum Gültigkeitsbereich der LEBM nach Gross und Seelig (2007)

### Elastisch-plastische Bruchmechanik

Sobald die plastische Zone an der Rissspitze nicht mehr klein im Verhältnis zur Risslänge ist, verlieren die Gesetzmäßigkeiten der LEBM und des  $K$ -Konzepts an Gültigkeit. Unter diesen Umständen ist die elastisch-plastische Bruchmechanik (EPBM) in der Lage das Ausbreitungsverhalten der Risse mit zwei alternativen Rissspitzenparametern zu beschreiben. Dies ist zum einen das  $J$ -Integral, zum anderen die Rissspitzen-Öffnungsverschiebung (engl.: Crack tip opening displacement, kurz:  $CTOD$ ). Das  $J$ -Integral ist eine Größe, die äquivalent zum Spannungsintensitätsfaktor  $K$  der LEBM ist, demgegenüber aber den Vorteil hat, auch bei inelastischem Materialverhalten angewendet werden zu können.  $CTOD$  ist eine Verformungsgröße, welche ein Maß darstellt für die an der Rissspitze hervorgerufenen plastischen Verformungen. Wie in Bild 2.26 dargestellt, handelt es sich um die Öffnung des Risses in  $y$ -



Richtung, die für beliebige Rissspitzengeometrien über die  $45^\circ$ -Winkel wie angegeben definiert ist.

Weitere Erläuterungen zu diesen beiden Parametern und zur EPBM finden sich in Lehrbüchern zur Materialermüdung oder Bruchmechanik, wie z.B. Suresh (1998) oder Gross und Seelig (2007).

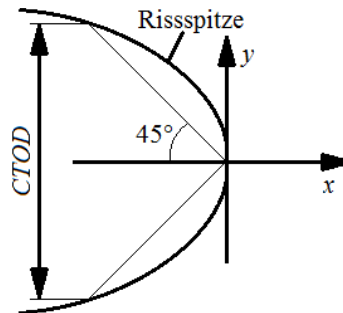


Bild 2.26: Zur Definition der Rissspitzen-Öffnungsverschiebung CTOD einer abgestumpften Rissspitze nach Suresh (1998)

## 2.3 Numerische Methoden und deren Anwendung zur Simulation von Kristallplastizität und Ermüdungsmechanismen

In diesem Kapitel werden zunächst die Grundzüge der Finite-Elemente-Methode sowie eine numerische Beschreibung von Kristallplastizität dargestellt. Hierauf baut das in Kapitel 5 vorgestellte Modell zur Simulation der Riskeimbildung und des Kurzriszwachstums auf. Darüber hinaus wird in diesem Kapitel der Literaturkenntnisstand bezüglich der Simulation von Ermüdungsmechanismen wiedergegeben. Auf die hierzu u.a. angewendete Randelemente-Methode (engl.: Boundary element method, kurz: BEM) wird nicht näher eingegangen. Stattdessen wird auf die an entsprechender Stelle aufgeführten Literaturangaben verwiesen.

### 2.3.1 Grundzüge der Finite-Elemente-Methode

Zahlreiche physikalische Zusammenhänge, wie z.B. aus der Wärme- oder Elastizitätslehre, sind durch das Herleiten und Lösen von Differentialgleichungen mathematisch beschreibbar. Jedoch ist das Lösen dieser Differentialgleichungen mit Verfahren der analytischen Mathematik nur in Sonderfällen möglich. Numerische Verfahren, wie z.B. die Finite-Elemente-Methode (kurz: FEM), hingegen sind in der Lage auch bei komplexeren mathematischen Problemstellungen Lösungen zu liefern. Hierbei handelt es sich allerdings um Näherungslösungen.

Im Rahmen der FEM wird zunächst eine Diskretisierung der betrachteten Struktur in eine endliche Anzahl von Finiten Elementen (kurz: FE) vorgenommen, was als Vernetzung bezeichnet wird. Bei Problemstellungen der Festkörpermechanik werden die Verschiebungen an den Knoten der Elemente explizit berechnet und im Inneren der Elemente durch Interpolation der Knotenverschiebungen mit Hilfe sogenannter Ansatzfunktionen dargestellt. Die Ansatzfunktionen sind linear oder von höherem Polynomgrad. Für jedes Element wird eine Steifigkeitsmatrix berechnet, die sich aus der Integration des Produktes der abgeleiteten Elementansatzfunktionen und der Elastizitätsmatrix über das Elementgebiet ergibt. Aus diesen Elementsteifigkeitsmatrizen wird die Gesamtsteifigkeitsmatrix aufgebaut. In ähnlicher Weise werden die zunächst unbekanntes Elementknotenverschiebungen sowie die bekannten Elementknotenverschiebungen (Randbedingungen) in einem Gesamtverschiebungsvektor der Struktur zusammengesetzt. Gleiches gilt für den Zusammenbau der bekannten Elementlastvektoren zu einem Gesamtlastvektor. Damit lässt sich ein Gleichungssystem aus der Steifigkeitsmatrix, dem Verschiebungsvektor und dem Lastvektor aufstellen. Beispielsweise aus der Forderung nach dem Minimum der potenziellen Energie des gesamten Systems kann dieses Gleichungssystem in ein lineares Gleichungssystem überführt werden. Dieses lässt sich mit Hilfe mathematischer Algorithmen lösen. Die Lösung des linearen Gleichungssystems liefert die gesuchten Knotenverschiebungen. Aus dem Verschiebungsfeld werden die Verzerrungen berechnet und aus diesen im Falle elastischer Stoffgesetze direkt die Spannungen. Bei nichtlinearem Materialverhalten wird die Lösung iterativ bestimmt (siehe Kapitel 2.3.2). Für eine detailliertere Betrachtung der Grundlagen der FEM sei auf die Fachliteratur verwiesen (z.B. Klein 2015).

### **2.3.2 Simulation von Kristallplastizität**

Kommerzielle Finite-Elemente-Programme, wie beispielsweise Abaqus, bieten eine Vielzahl standardmäßig implementierter Materialmodelle. Darüber hinaus können mit Hilfe des Fortran-Unterprogramms UMAT (engl.: User material) weitere benutzerdefinierte Materialmodelle zur numerischen Nachbildung mit Abaqus erstellt werden. Im Folgenden werden die Grundzüge eines von Huang (1991) entwickelten Unterprogramms zur Simulation von Kristallplastizität beschrieben.

Materialmodelle, die Plastizität berücksichtigen, sind mit starken Nichtlinearitäten verbunden. In diesem Fall kann die Lösung der mechanischen Problemstellung nicht in einem einzigen Berechnungsschritt erfolgen. Daher wird die Berechnung in einzelne Schritte unterteilt, d.h.

sie erfolgt inkrementell. Das von Huang entwickelte UMAT-Unterprogramm wird für jedes Zeitinkrement und für jeden Integrationspunkt durchlaufen. Hierzu werden die Spannungen, totalen Dehnungen, Dehnungsinkremente, lösungsabhängigen Zustandsvariablen (engl.: State variables, kurz: STATEV) und die Länge des Zeitinkrements zu Beginn jedes Zeitinkrements von Abaqus an Fortran übergeben. Das Unterprogramm hat die Aufgabe den Spannungstensor sowie die Zustandsvariablen auf die Werte am Ende des Inkrements zu aktualisieren. Darüber hinaus wird die Jakobimatrix bestimmt, mit der die Beziehung zwischen dem Spannungsincrement und dem Dehnungsincrement beschrieben wird.

Mit Hilfe des von Huang (1991) erstellten UMAT-Unterprogramms werden plastische Scherungen auf einzelnen Gleitsystemen direkt und damit eindeutig aus den Schubspannungen auf den jeweiligen Gleitsystemen bestimmt. Hierbei werden in jedem Zeitinkrement die plastischen Scherraten  $\dot{\gamma}_{pl}$  auf den einzelnen Gleitsystemen mit Hilfe des folgenden, geschwindigkeitsabhängigen Fließgesetzes berechnet (Asaro 1983):

$$\dot{\gamma}_{pl} = \dot{\gamma}_{pl,ref} \left( \frac{\tau}{\tau_F} \right)^m \quad . \quad (2.20)$$

In Gleichung (2.20) entspricht  $\dot{\gamma}_{pl,ref}$  dem Referenzwert der plastischen Scherrate, der erreicht wird, wenn die Schubspannung  $\tau$  der mikrostrukturellen Fließschubspannung  $\tau_F$  gleicht. Über den Exponenten  $m$  wird der Verlauf der Funktion  $\dot{\gamma}_{pl} = f(\tau)$  bestimmt, wobei der Grenzwert  $m \rightarrow \infty$  geschwindigkeitsunabhängigem Materialverhalten entspricht (Asaro 1983).

Die plastische Scherung wird durch numerische Integration der plastischen Scherrate über dem Zeitinkrement  $\Delta t$  wie folgt bestimmt:

$$\Delta\gamma_{pl} = \Delta t \left[ (1 - q) \dot{\gamma}_{pl,t} + q \dot{\gamma}_{pl,t+\Delta t} \right] \quad . \quad (2.21)$$

Hierbei wird mit Hilfe des impliziten Integrationsparameters  $q$  festgelegt, zu welchem Anteil die zum Ende des Zeitinkrements bestimmte plastische Scherrate Berücksichtigung findet. Der Parameter kann Werte zwischen Null und 1 annehmen, wobei ein Wert zwischen 0,5 und 1 empfohlen wird (Peirce et al. 1984).

Die Berechnung der plastischen Scherungen während eines Zeitinkrements erfolgt iterativ. Das Ende der Iterationen ist erreicht, sobald das während eines Iterationsvorgangs berechnete Inkrement der plastischen Scherung einen vorgegebenen Wert  $\Delta\gamma_{pl,error}$  unterschreitet, der gleichzeitig den maximal möglichen Fehler während eines Zeitinkrements definiert.

Für eine detaillierte Betrachtung des Fortran-Unterprogramms zur Simulation von Kristallplastizität sei auf Huang (1991) und Kysar (1997) verwiesen.

### 2.3.3 Simulation von Ermüdungsmechanismen

Durch numerische Nachbildung des in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Modells von Polák (1987) simulierten Repetto und Ortiz (1997) mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode die Bildung von Extrusionen und Intrusionen an der Schnittstelle zwischen einem persistenten Gleitband und der Oberfläche in einem kfz-Kristallgitter. Die während Wechselverformung durch Annihilation von Versetzungen gebildeten Leerstellen bedingen eine Volumenzunahme in einem PGB, was zu einem Materialaustritt aus der Oberfläche an der Schnittstelle zwischen PGB und der Oberfläche in Form einer Extrusion führt. Darüber hinaus führt der Fluss von Leerstellen von dem PGB zur Matrix zu Schrumpfungen an der Oberfläche an der PGB-Matrix-Grenzfläche, wodurch sich Kerben bzw. Intrusionen bilden. Die Volumenexpansion und Schrumpfung wurde in dem Modell numerisch abgebildet. Die dadurch entstandenen Kerben wurden mit zunehmender simulierter Lastzyklenzahl ausgeprägter und bildeten letztendlich Risskeime (Bild 2.27 b). Mit Hilfe dieses Simulationsmodells ist es möglich, den Mechanismus der Risskeimbildung an einem PGB quantitativ zu beschreiben. Allerdings muss der Ort des PGB bereits zu Beginn der Simulation festgelegt werden (Bild 2.27 a), wodurch eine Vorhersage von Rissinitiierungsorten in einer vorgegebenen Mikrostruktur nicht möglich ist.

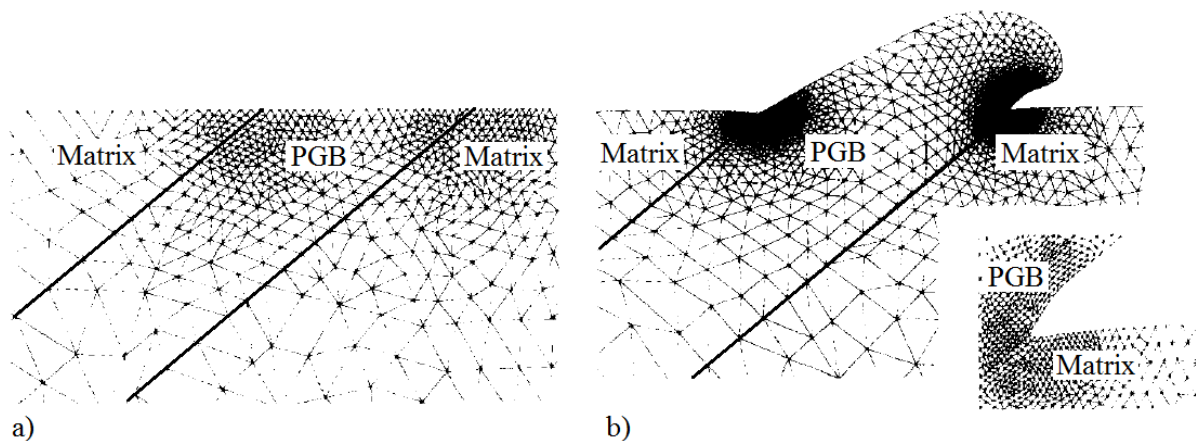


Bild 2.27: a) Finite-Elemente-Modell eines persistenten Gleitbandes und b) Simulation der Entstehung von Extrusionen und Intrusionen nach Repetto und Ortiz (1997)

Manonukul und Dunne (2004) hingegen konnten mit Hilfe kristallplastischer Finite-Elemente-Berechnungen Orte der Risskeimbildung im Gefüge einer Nickellegierung mit kubisch flächenzentrierter Gitterstruktur nachvollziehen (Bild 2.28 a). Als Kriterium für die Risskeimbildung verwendeten die Autoren die akkumulierte plastische Scherung aller Gleitsysteme (Bild 2.28 b). In der Simulation werden die Risskeimbildung und das sich daran anschließende Kurzrissswachstum jedoch nicht abgebildet.

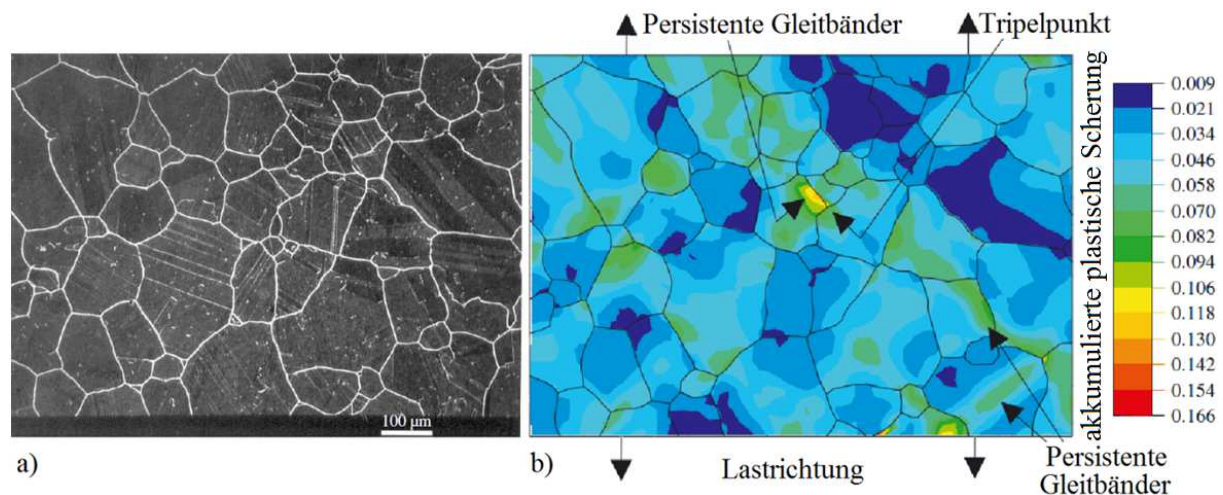


Bild 2.28: a) Ermüdete Mikrostruktur und b) Simulation der akkumulierten plastischen Scherung aller Gleitsysteme in einer nachgebildeten Mikrostruktur nach Manonukul und Dunne (2004)

Sistaninia und Niffenegger (2015) verwenden in ihrem Modell als Schädigungskriterium für Risskeimbildung und Kurzrischwachstum im Rahmen von Finite-Elemente-Simulationen unter Berücksichtigung von richtungsunabhängiger Plastizität die akkumulierte inelastische Hystereseenergie pro Lastzyklus. In dem Modell wird die Rate der Herabsetzung der Materialsteifigkeit bestimmt, nachdem ein kritischer Wert der inelastischen Hystereseenergie pro Lastzyklus erreicht wurde. Die Schädigung äußert sich dabei in einer Herabsetzung der Fließspannung und der Steifigkeit. Den in Bild 2.29 weiß und dunkelrot dargestellten Elementen wurde nach Erfüllung des Schädigungskriteriums eine Steifigkeit und Fließspannung von nahezu Null zugewiesen. Anschließend können solche Elemente der äußeren Last keinen Widerstand mehr entgegensetzen, weshalb sie sich gemeinsam wie ein Riss verhalten. Dies wiederum führt zu Spannungskonzentrationen an den Rissspitzen, was sich in einem beschleunigten Risswachstum äußert. Aufgrund der Vernachlässigung der auf Mikrostrukturebene stark ausgeprägten Richtungsabhängigkeit der Plastizität können die Mechanismen der Risskeimbildung und des Kurzrischwachstums jedoch nicht realitätsnah abgebildet werden.

Künkler (2007) bildete mit Hilfe eines auf der 2D-Randelemente-Methode basierenden Modells den Mechanismus des Kurzrischwachstums des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl nach. Dabei werden Gleitbänder durch Randelemente diskretisiert, die Scherungen abbilden können, wohingegen Risse durch Randelemente diskretisiert werden, die zudem Normalverschiebungen vollziehen können. Die Wachstumsrate der Ermüdungsrisse wird entsprechend der in Gleichung 2.14 dargestellten Gesetzmäßigkeit nach Tanaka et al. (1986) bestimmt. Künkler (2007) bildete mit Hilfe des Modells den Übergang des in der Regel unter etwa  $45^\circ$

zur Zugachse verlaufenden Kurzrischwachstums zum unter etwa  $90^\circ$  zur Zugachse verlaufenden Langrischwachstum mechanismenbasiert nach (Bild 2.30). Jedoch stellen die zweidimensionale Betrachtungsweise, die Annahme isotroper Elastizität sowie die Vernachlässigung von Eigenspannungen zu starke Idealisierungen dar, die erhebliche Ungenauigkeiten der Simulationsergebnisse zur Folge haben sollten.

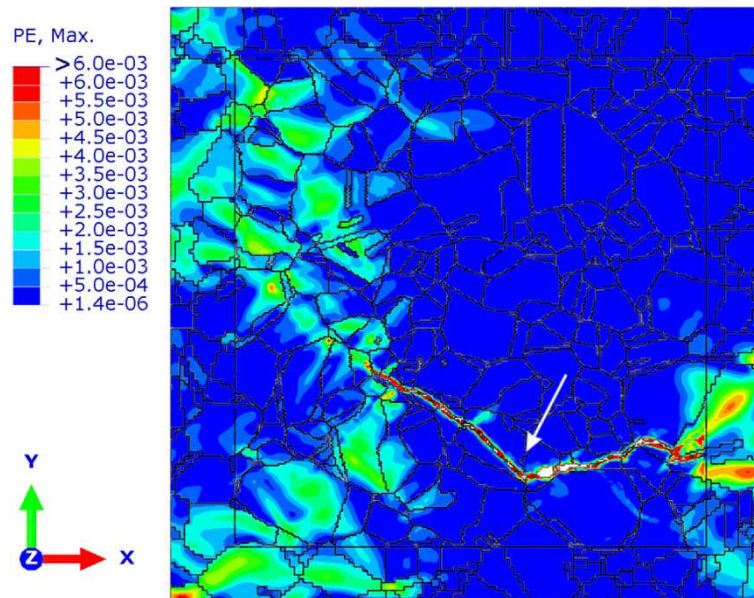


Bild 2.29: Berechnete maximale plastische Hauptdehnung in einer nachgebildeten Mikrostruktur nach Sistaninia und Niffenegger (2015)

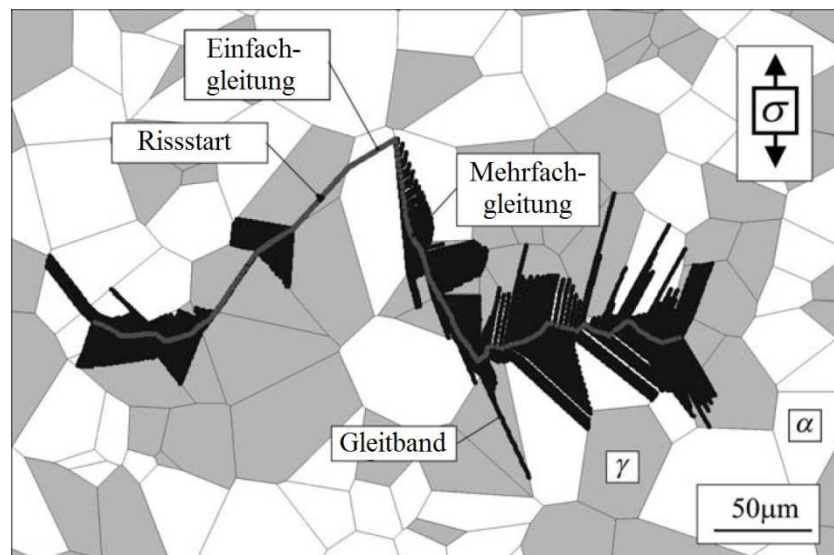
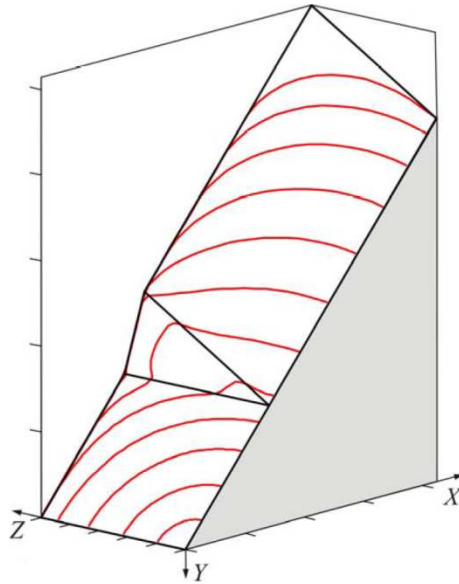


Bild 2.30: 2D-Simulation des Kurzrischwachstums nach Künkler (2007) und Christ et al. (2009)

Köster (2015) bildete das Kurzrischwachstum basierend auf der 3D-Randelemente-Methode mechanismenbasiert nach. In Bild 2.31 sind die Wachstumsfronten eines kurzen Risses wäh-

rend des Wachstums über eine Korngrenze hinweg nach unterschiedlichen simulierten Lastzyklenzahlen dargestellt. Die in dem Modell angenommene isotrope Elastizität und vereinfachte Geometrie der Korngrenzen stellt jedoch eine zu starke Idealisierung dar, die wiederum deutliche Ungenauigkeiten der Berechnungsergebnisse zur Folge haben sollte.



*Bild 2.31: 3D-Simulation des Kurzrischwachstums über eine Korngrenze (Dreiecksfläche) hinweg nach Köster (2015)*

### 3 Werkstoff, Probenherstellung und experimentelle Methoden

In diesem Kapitel wird zunächst der in dieser Arbeit untersuchte austenitisch-ferritische Duplexstahl charakterisiert. Dabei werden für die folgenden Kapitel relevante Kennwerte aufgeführt, die eigenen Untersuchungen bzw. der Literatur entstammen. Anschließend werden die Herstellung der Ermüdungsproben sowie die verwendeten experimentellen Methoden erläutert.

#### 3.1 Werkstoff

Bei dem in dieser Arbeit untersuchten Werkstoff handelt es sich um den austenitisch-ferritischen Duplex-Edelstahl 1.4462 (X2CrNiMo22-5-3, AISI 318LN) mit der in Tabelle 3.1 aufgeführten chemischen Zusammensetzung entsprechend dem Lieferantenzugnis. Zum Vergleich sind hier auch die nach der Norm DIN EN 10088-2 vorgegebenen Toleranzen aufgeführt. Durch den hohen Chromanteil weist der Werkstoff eine gute Korrosionsbeständigkeit auf. Darüber hinaus wirkt Chrom neben dem zulegierten Molybdän als Ferritbildner. Nickel und Mangan hingegen gewährleisten die erforderliche Austenitstabilität.

*Tabelle 3.1 Chemische Zusammensetzung des untersuchten Duplexstahls (Massenanteile in %) aus Düber (2007)*

Angabe nach	C	Cr	Ni	Mo	Mn	N	Fe
DIN EN 10088-2	max.0,03	21,0-23,0	4,5-6,5	2,5-3,5	k.A.	0,1-0,22	Rest
Lieferantenzugnis	0,02	21,9	5,6	3,1	1,8	0,187	Rest

Austenitisch-ferritische Duplexstähle vereinen die hohe Festigkeit hochlegierter ferritischer Cr-Stähle mit der Duktilität und Korrosionsbeständigkeit austenitischer CrNi-Stähle (Johansson 1999). Aufgrund ihres besonders hohen Chromgehaltes zeichnen sie sich durch eine sehr hohe Resistenz gegenüber Spannungsrisskorrosion in chlorhaltigen Medien sowie einen erhöhten Widerstand gegen Lochkorrosion aus. Daher eignen sie sich sehr für Anwendungen, bei denen sowohl hohe mechanische als auch korrosive Beanspruchungen auftreten, wie beispielsweise in Anlagen für die Lebensmittelindustrie, chemische Industrie und in Offshore-Anlagen. Duplexstähle finden als Guss- oder Knetlegierungen Verwendung. Um unerwünschte Ausscheidungen aufzulösen, wird das Gussstück nach der Erstarrung bei 1050°C lösungsgelöst. Zur Herstellung der Knetlegierung wird das Gussstück vor dem Lösungsglühen ge-



walzt. Während der Erstarrung der Schmelze entsteht zunächst der kubisch raumzentrierte  $\alpha$ -Mischkristall (Ferrit), aus dem sich bei einer Abkühlung auf weniger als etwa  $1400^\circ\text{C}$  durch die Festkörperreaktion  $\alpha \rightarrow \gamma$  teilweise der kubisch flächenzentrierte  $\gamma$ -Mischkristall (Austenit) bildet (Bild 3.1 a). Unterhalb von  $1050^\circ\text{C}$  verlaufen die Grenzen des Zweiphasengebietes etwa senkrecht, weshalb eine weitere Abkühlung lediglich zu einer geringen Änderung des Phasenverhältnisses führt. Daher ergibt sich, dass das Phasenverhältnis über die Abkühlgeschwindigkeit oberhalb von  $1050^\circ\text{C}$  gezielt eingestellt werden kann. In dem in Bild 3.1 b dargestellten ZTU-Schaubild sind die zwei Versprödungsregime des Duplexstahls dargestellt. Zwischen etwa  $600$  und  $950^\circ\text{C}$  bilden sich bereits nach relativ kurzer Zeit verschiedene Nitrid- und Karbidphasen sowie die spröde intermetallische  $\chi$ -Phase und  $\sigma$ -Phase. Darüber hinaus hat die sogenannte  $475^\circ\text{C}$ -Versprödung eine große Bedeutung. Hierbei findet zwischen etwa  $350$  und  $550^\circ\text{C}$  eine spinodale Entmischung des Ferrits statt, wobei sich eine eisenreiche  $\alpha$ -Phase und eine feinverteilte, chromreiche  $\alpha'$ -Phase bildet, die in Form von kleinen Ausscheidungen vorliegt (Bild 3.2). Sahu et al. (2012) wiesen einen Härteanstieg durch die Entmischung der Ferritphase von  $280$  HV (nach Lösungsglühen) auf  $450$  HV (nach zusätzlicher Wärmebehandlung bei  $475^\circ\text{C}$  über  $100$  Stunden) nach. Darüber hinaus sank jedoch die Kerbschlagarbeit von  $260$  J auf  $8$  J (Charpy-V-Kerbschlagproben) ab.

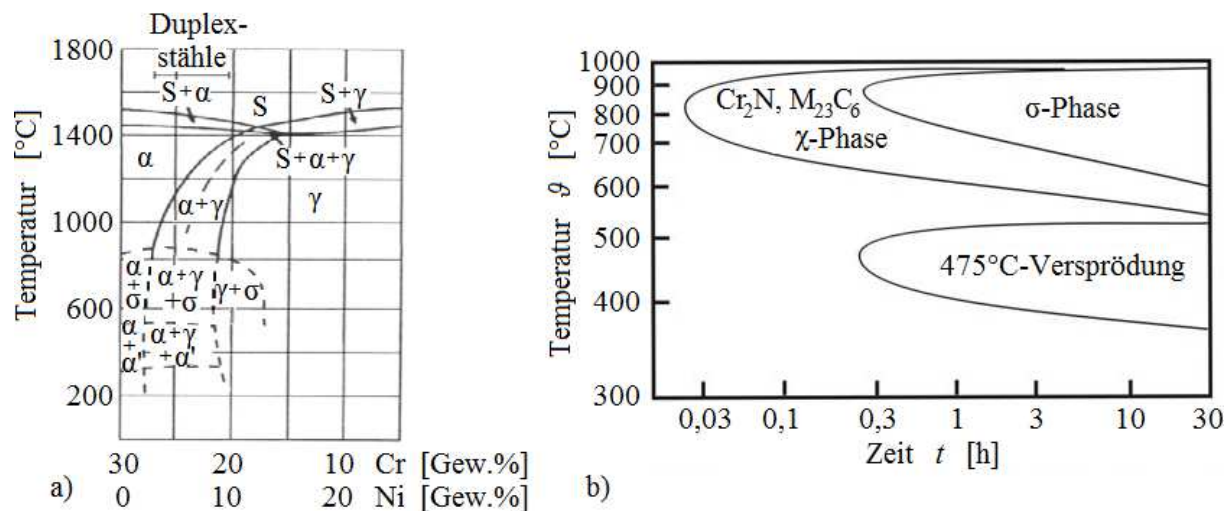


Bild 3.1: a) Quasibinärer Schnitt durch das ternäre System Fe-Cr-Ni nach Pohl und Storz (2004) und b) ZTU-Schaubild des Duplexstahls 1.4462 nach Düber (2007)

Um die beiden Versprödungsregime zu umgehen, muss der Werkstoff von der Lösungsglüh-temperatur ( $1050^\circ\text{C}$ ) auf Raumtemperatur in Wasser abgeschreckt werden. Darüber hinaus ist die maximale dauerhafte Einsatztemperatur für alle Duplexstähle auf  $280^\circ\text{C}$  beschränkt.

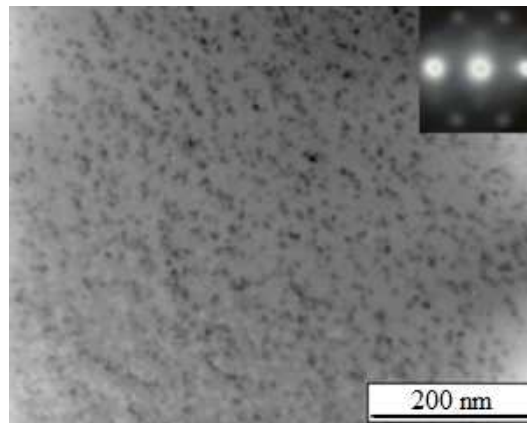
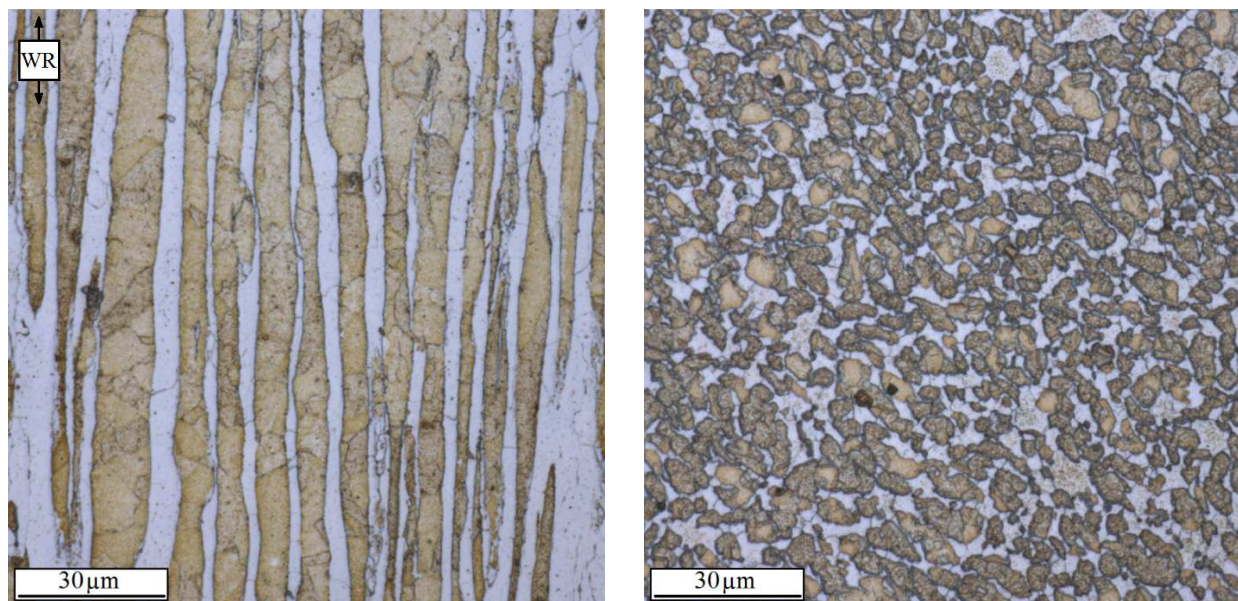


Bild 3.2: Transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme der spinodal entmischten Ferritphase nach 100 Stunden Glühdauer bei 475°C; Helle Bereiche: Eisenreiche  $\alpha$ -Phase, dunkle Bereiche: Chromreiche  $\alpha'$ -Phase

Das Probenmaterial wurde vom Hersteller in Form von warmgewalzten und lösungsgeglühten Stangen mit einem Durchmesser von 25 mm und einer feinlammelaren Mikrostruktur mit etwa 50 Vol.% Austenit und 50 Vol.% Ferrit geliefert. In Bild 3.3 ist ein mit V2A-Beitze geätzter Schliff des Lieferzustands in Walzrichtung (kurz: WR) (Bild 3.3 a) und quer zur Walzrichtung (Bild 3.3 b) dargestellt.



a)

b)

Bild 3.3: Lichtmikroskopische Aufnahme der Mikrostruktur des Lieferzustandes des untersuchten Duplexstahls bestehend aus Austenit ( $\gamma$ , kfz, dunkel) und Ferrit ( $\alpha$ , krz, hell) a) in Walzrichtung (kurz: WR) und b) quer zur Walzrichtung

Der Werkstoff wurde im Lieferzustand für 4 Stunden bei 1250°C geglüht, innerhalb von 3 Stunden mit konstanter Abkühlgeschwindigkeit auf 1050°C abgekühlt und danach in Was-

ser abgeschreckt. Mit Hilfe dieser Wärmebehandlung wurde das ursprüngliche Volumenverhältnis beibehalten und die mittleren Korndurchmesser wurden auf 33  $\mu\text{m}$  (Austenit) und 46  $\mu\text{m}$  (Ferrit) zwecks Vereinfachung der experimentellen Untersuchungen vergrößert. In Bild 3.4 ist die Mikrostruktur des wärmebehandelten Zustands des untersuchten Duplexstahls quer zur Walzrichtung für die Austenitphase (Bild 3.4 a) und die Ferritphase (Bild 3.4 b) dargestellt. Darüber hinaus wird in Bild 3.5 die Mikrostruktur des wärmebehandelten Zustands in Walzrichtung für die Austenitphase (Bild 3.5 a) und die Ferritphase (Bild 3.5 b) abgebildet. Die Farben zeigen die Orientierungen der Körner entsprechend der aufgeführten Farbkodierung des [100]-Standarddreiecks. Die Aufnahmen wurden mit Hilfe der automatisierten Elektronen-Rückstreubeugungstechnik (engl.: Electron back scatter diffraction, kurz: EBSD) erstellt, die in Kapitel 3.3.2 näher erläutert wird. In Walzrichtung weist der Werkstoff eine stark ausgeprägte zeilige Anordnung der beiden Phasen sowie eine Streckung der Körner auf. Darüber hinaus sind starke Vorzugsorientierungen der beiden Phasen zu erkennen. In Tabelle 3.2 sind die Mittelwerte der maximalen Schmidfaktoren der einzelnen Körner  $\overline{S_{max}}$  und die Standardabweichungen  $\sigma_S$  für die austenitische und ferritische Phase des Untersuchungsmaterials sowie zum Vergleich für eine theoretische, gleichmäßig verteilte Orientierung dargestellt. Die Daten wurden anhand von jeweils 100 Orientierungen erhoben, die durch automatisierte EBSD-Untersuchungen bzw. Zufallsgenerierung gewonnen wurden. Die Mittelwerte des Untersuchungsmaterials sind im Falle der austenitischen Phase nahezu identisch und im Falle der ferritischen Phase deutlich geringer als die entsprechenden Mittelwerte der gleichmäßig verteilten Orientierung. Die Werte der Standardabweichungen unterscheiden sich kaum. Eine Reihe wichtiger mechanischer Kennwerte wurde von Düber (2007) ermittelt. Sie sind in Tabelle 3.3 für den wärmebehandelten Zustand und den Lieferzustand aufgeführt.

*Tabelle 3.2: Mittelwert und Standardabweichung der maximalen Schmidfaktoren in der austenitischen und ferritischen Phase des Untersuchungsmaterials und bei einer gleichmäßig verteilten Orientierung*

	Untersuchungsmaterial		gleichmäßig verteilte Orientierung	
	Austenit	Ferrit	Austenit	Ferrit
$\overline{S_{max}}$	0,455	0,422	0,452	0,452
$\sigma_S$	0,036	0,047	0,041	0,041

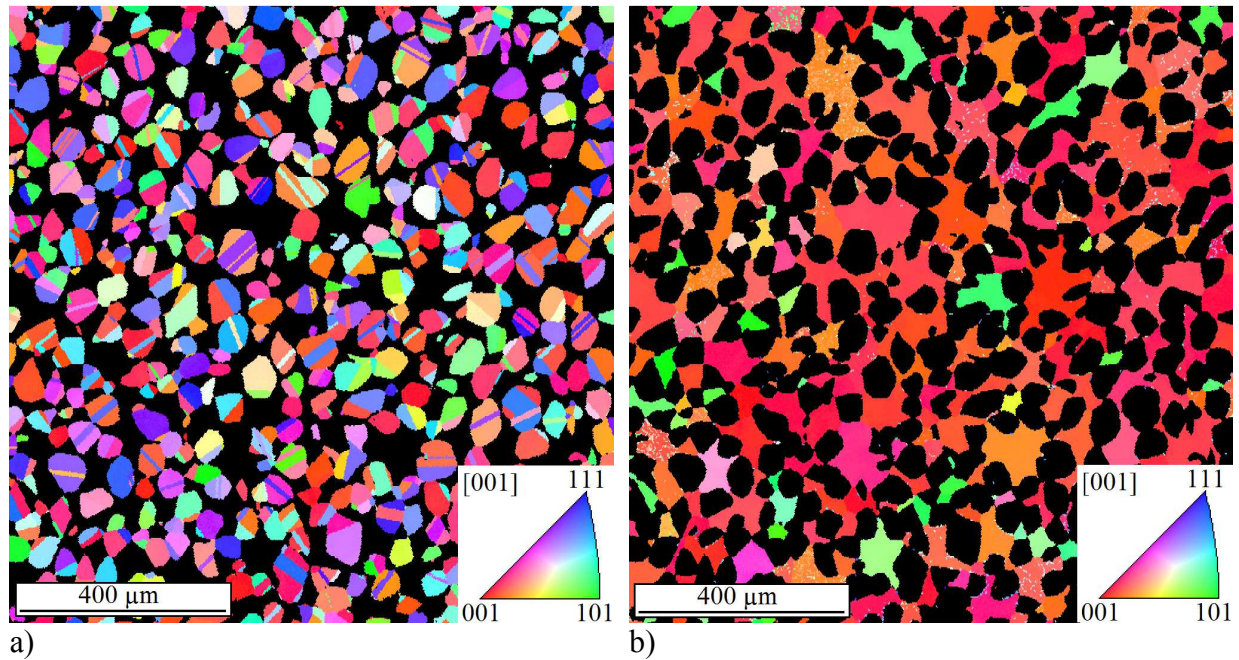


Bild 3.4: Mikrostruktur des wärmebehandelten Duplexstahls bestehend aus a) Austenit und b) Ferrit quer zur Walzrichtung sowie farbkodierte Orientierung der einzelnen Körner

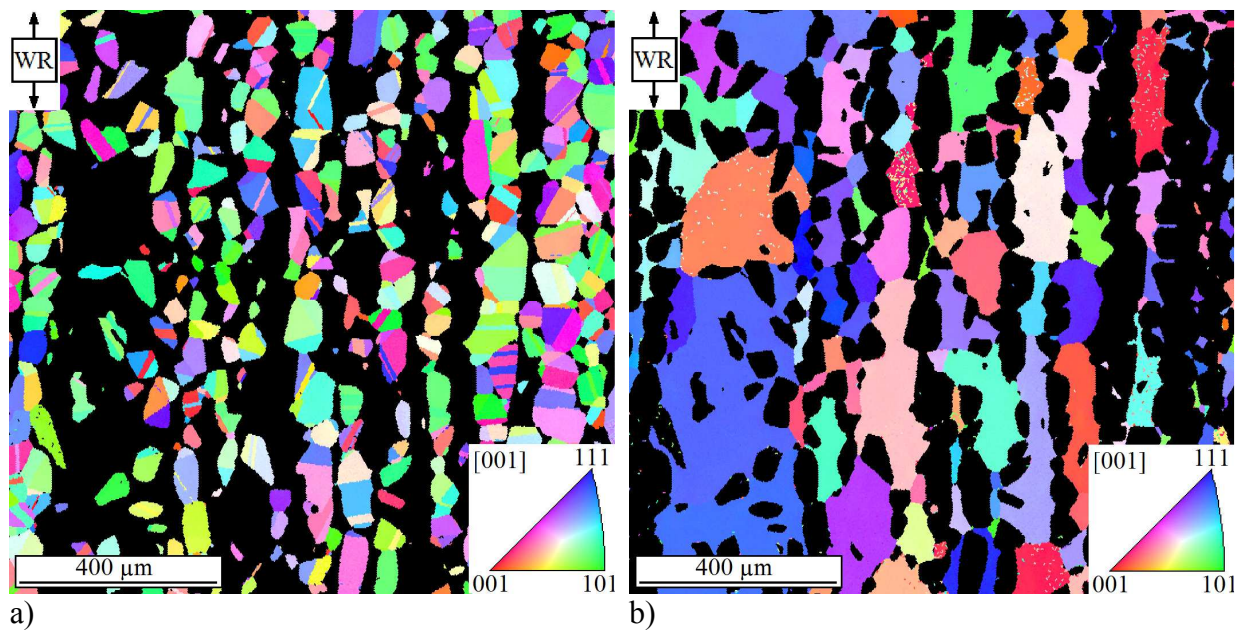


Bild 3.5: Mikrostruktur des wärmebehandelten Duplexstahls bestehend aus a) Austenit und b) Ferrit in Walzrichtung (WR) sowie farbkodierte Orientierung der einzelnen Körner

Fu (2016) ermittelte röntgenografisch an einer elektrolytisch polierten Oberfläche (siehe Kapitel 3.2) des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls Eigenspannungen I. und II. Art. Für die fertigungsbedingten Eigenspannungen I. Art wurden in beiden Phasen identische Werte gemessen (50,2 MPa Zugeigenspannung in Walzrichtung und 21 MPa Druckeigenspannung

quer zur Walzrichtung). Aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Phasen entstehen während des Abschreckvorgangs von 1050°C auf Raumtemperatur Eigenspannungen II. Art. In der Austenitphase wurden im Mittel Zugeigenspannungen und in der Ferritphase Druckeigenspannungen gemessen (137 MPa in Walzrichtung und 186 MPa quer zur Walzrichtung).

*Tabelle 3.3: Mechanische Kennwerte des wärmebehandelten Zustands (kurz: WZ) und des Lieferzustands (kurz: LZ) in Walzrichtung aus Düber (2007)*

	$E$ [GPa]	$R_{p0,2}$ [MPa]	$R_{p0,01}$ [MPa]	$R_m$ [MPa]	$A$ [%]
WZ	197	535	380	770	59
LZ	197	720	615	870	33

Im Rahmen der in Kapitel 6 vorgestellten modellmäßigen Beschreibung der Ermüdungsmechanismen auf Mikrostrukturebene finden die experimentell ermittelten Eigenspannungen I. und II. Art Berücksichtigung. Zur numerischen Nachbildung der Eigenspannungen II. Art werden die in Bild 3.6 a-c aufgeführten temperaturabhängigen elastischen Konstanten  $E$ , Wärmeausdehnungskoeffizienten  $\alpha_T$  (Bild 3.6 d) und mikrostrukturellen Fließschubspannungen  $\tau_F$  (Bild 3.7 a) berücksichtigt. Die in Bild 3.6 a-c dargestellten Temperaturabhängigkeiten der elastischen Konstanten basieren auf Umrechnung und Extrapolation der von Ledbetter (1981) für einen austenitischen Stahl, von Grimvall (1999) für einen ferritischen Stahl und von Düber (2007) für den in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl für Raumtemperatur angegebenen elastischen Konstanten. Hierzu wurde die von Münstermann und Bleck (2005) dargestellte Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten rein austenitischer und ferritischer Stähle nachgebildet. Aus den in Bild 3.6 d dargestellten Temperaturabhängigkeiten der Wärmeausdehnungskoeffizienten der Austenit- und Ferritphase (Bracke 2000) ergibt sich aufgrund der Phasenanteile von jeweils 50% durch Mittelwertbildung die Temperaturabhängigkeit des Wärmeausdehnungskoeffizienten des Duplexstahls.

Düber (2007) ermittelte mit Hilfe einer Hall-Petch-Auftragung (Hall 1951 und Petch 1953) (Bild 3.7 a) die zyklische Fließspannung  $\sigma_{F,zykl}$  für einen rein austenitischen Edelstahl (Werkstoffnummer: 1.4404, X2CrNiMo17-12-3) und einen rein ferritischen Edelstahl (Werkstoffnummer: 1.4511, X6CrNb17), deren chemische Zusammensetzungen denen der austenitischen bzw. ferritischen Phase des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls ähneln. Hierzu wurden durch gezielte Wärmebehandlungen unterschiedliche mittlere Korndurchmes-

ser in verschiedenen Proben eingestellt und mittels Incremental Step Tests die jeweiligen zyklischen Fließspannungen bestimmt. Die mikrostrukturellen Fließschubspannungen  $\tau_F$  des austenitischen ( $\tau_{F\gamma} = 68 \text{ MPa}$ ) und ferritschen ( $\tau_{F\alpha} = 99 \text{ MPa}$ ) Stahls ergeben sich durch Extrapolation der jeweiligen Versuchsreihe auf einen unendlich großen mittleren Korndurchmesser und Multiplikation mit dem größtmöglichen Schmidfaktor  $S_{max} = 0,5$ . Die in Bild 3.7 b dargestellte Temperaturabhängigkeit der mikrostrukturellen Fließschubspannung beider Phasen basiert auf Umrechnung der von Düber (2007) für Raumtemperatur ermittelten Werte entsprechend der von Bracke (2000) aufgeführten Temperaturabhängigkeit der Härte beider Phasen des gleichen Duplexstahls.

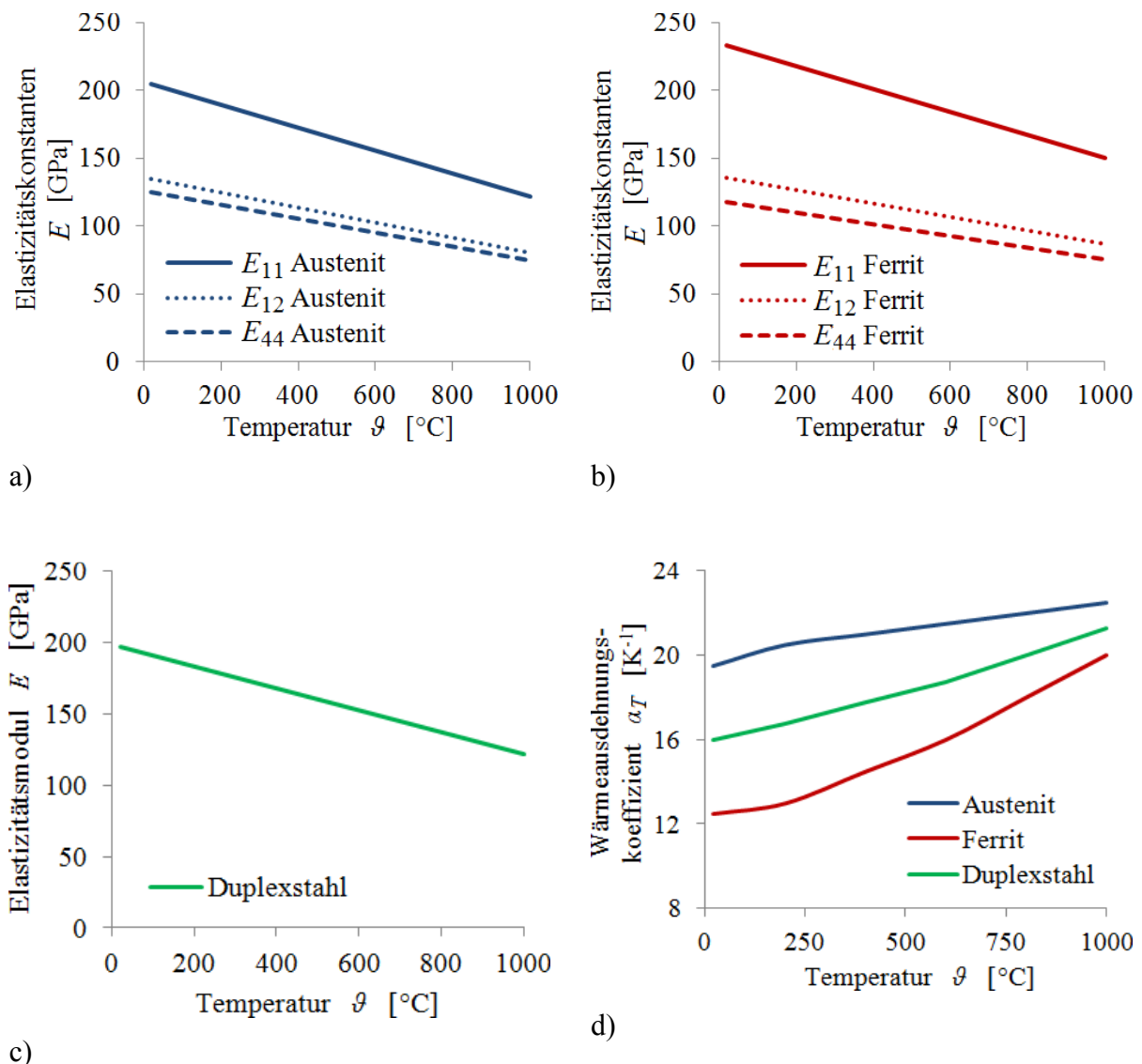


Bild 3.6: Elastizitätskonstanten der a) Austenit- und b) Ferritphase, c) Elastizitätsmodul des Duplexstahls sowie d) Wärmeausdehnungskoeffizienten (nach Bracke 2000) (jeweils in Abhängigkeit von der Temperatur)

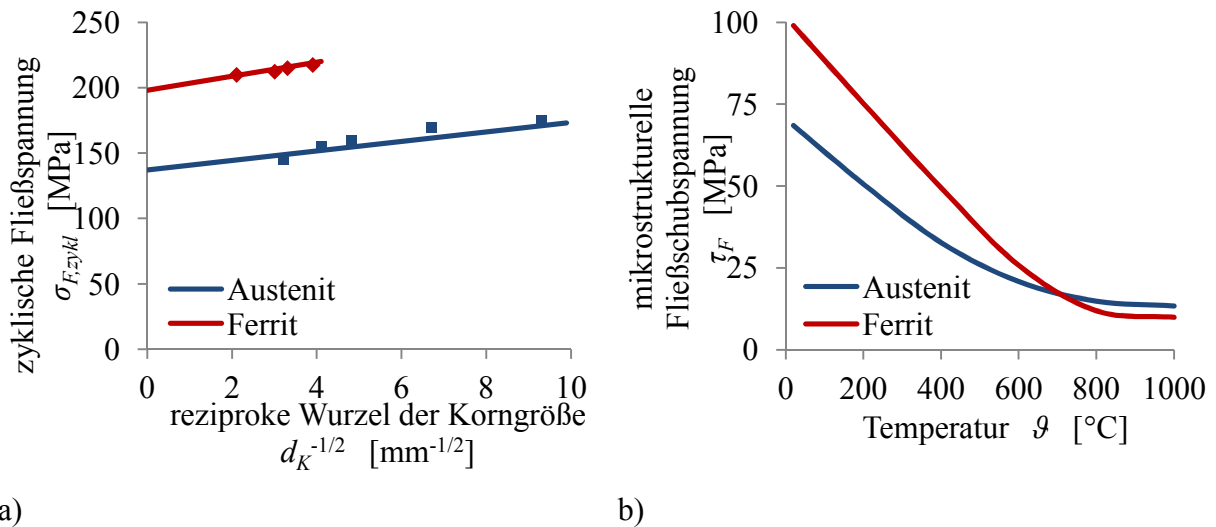


Bild 3.7: a) Hall-Petch-Auftragung für einen austenitischen und einen ferritischen Stahl (nach Düber 2007) sowie b) mikrostrukturelle Fließschubspannungen in Abhängigkeit von der Temperatur

### 3.2 Probenherstellung

Mit Hilfe der von der BOKU-Wien entwickelten Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik, die in Kapitel 3.3.1 näher erläutert wird, werden Ermüdungsproben bei einer Erregerfrequenz von 18,5 bis 21 kHz in Zug-Druck-Resonanzschwingung in Richtung der Probenlängsachse versetzt, was zu einer zyklischen Beanspruchung des Prüfbereichs in der Mitte der Probe führt. Die in Bild 3.8 a, b, c und e dargestellten Ermüdungsproben wurden mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode ausgelegt, sodass die Eigenfrequenz der Probe und die Erregerfrequenz der Ultraschall-Ermüdungsprüfmaschine übereinstimmen. Die in Bild 3.8 a und c dargestellten Sanduhrproben für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik sowie die in Bild 3.8 d dargestellte Sanduhrprobe für die servohydraulische Ermüdungsprüftechnik wurden aus dem wärmebehandelten Stangenmaterial mit Probenachse in Walzrichtung zerspanend durch Drehen hergestellt. In die in Bild 3.8 a dargestellte Ermüdungsprobe wurden zwei um 180° versetzte Flachkerben durch Fräsen eingebracht, die eine Spannungsüberhöhung von etwa 15 % bewirken, sodass sich die Ermüdungsschädigung in diesen Bereichen konzentriert. Hierdurch wird eine Dokumentation der Ermüdungsschädigung mit Hilfe eines Fernfeldmikroskops deutlich vereinfacht. Das Einbringen von zwei um 180° versetzten Kerben gewährleistet eine symmetrische Probengeometrie, wodurch keine unerwünschten Biegespannungen und Taumelbewegungen der Probe während der Ermüdungsbelastung auftreten. Die hergestellten Proben wurden mit einer Tischbohrmaschine und Schleifpapier bis zu einer Körnung von etwa 4  $\mu\text{m}$  geschliffen und anschließend 15 Minuten lang elektrolytisch poliert. Für letzteres wurde ein

Elektrolyt bestehend aus 70 Vol.-% Ethanol, 12 Vol.-% destilliertem Wasser, 10 Vol.-% Diethylenglykolmonobutylether und 8 Vol.-% Perchlorsäure (70%ig) verwendet. Vor Beginn des Poliervorgangs wurden die Proben für einige Minuten in das auf  $-35^{\circ}\text{C}$  abgekühlte Elektrolytbad eingetaucht, sodass die Temperatur der Probe angeglichen werden konnte. Während des Poliervorgangs wurde eine konstante elektrische Spannung von 12 V zwischen der Probe und dem metallischen Behälter angelegt, in dem sich der Elektrolyt befand.

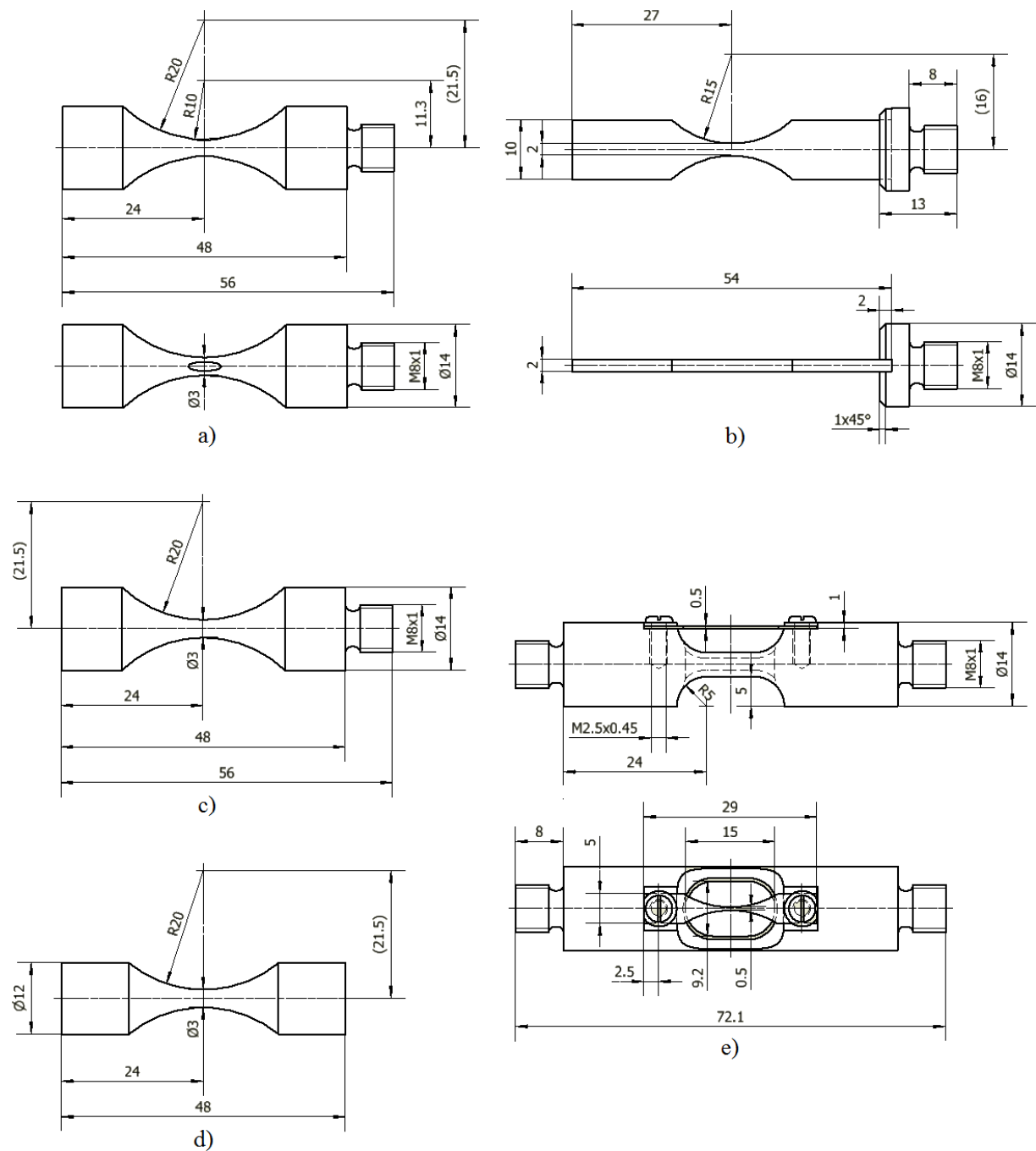


Bild 3.8: a) Zweiseitig gekerbte Sanduhrprobe für Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik, b) Flachprobe für Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik, c) ungekerbte Sanduhrprobe für Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik, d) Sanduhrprobe für servohydraulische Ermüdungsprüftechnik und e) Miniaturproben-Träger-System für Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik



Die Probe wurde durch einen Elektromotor in Rotation versetzt, sodass kontinuierlich frisches Elektrolyt an die Probenoberfläche gelangen konnte. Durch den Poliervorgang ergab sich ein Materialabtrag von etwa 100  $\mu\text{m}$ , wodurch unerwünschte Effekte durch die zerspannende Fertigung in Form des Drehens, FräSENS und Schleifens beseitigt wurden. Die durch den elektrolytischen Poliervorgang hergestellten Probenoberflächen eigneten sich sehr gut für die sich an die Ermüdung anschließenden mikrostrukturellen Untersuchungen.

Aus dem wärmebehandelten Stangenmaterial wurden durch Drahterodieren die in Bild 3.8 b dargestellten Flachproben für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik mit Probenachse in Walzrichtung hergestellt. Die erodierten Proben wurden mit Schleifpapier bis zu einer Körnung von etwa 4  $\mu\text{m}$  geschliffen und anschließend mit Hilfe von  $\text{SiO}_2$ -Suspension (Körnung: Etwa 0,4  $\mu\text{m}$ ) über einen Zeitraum von jeweils etwa 10 Stunden an beiden flachen Seiten vibrationspoliert. Die Proben wurden danach mit einem Zweikomponenten-Epoxidharz-Kleber in einen Adapter mit Gewinde eingeklebt. Der Kleber wurde in einem Ofen bei 100°C innerhalb von einer Stunde ausgehärtet.

In Bild 3.8 e ist eine Miniaturprobe aus dem zu untersuchenden Duplexstahl dargestellt, die auf einem Titanschwinger mit Hilfe von zwei Schrauben befestigt wird. Das Gesamtsystem weist eine Eigenfrequenz von etwa 20 kHz (Zug-Druck-Schwingung in Richtung der Probenlängsachse) auf und eignet sich daher für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik. Die in Bild 3.8 e dargestellten Miniaturproben für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik wurden aus dem wärmebehandelten Stangenmaterial durch Drahterodieren mit Probenachse in Walzrichtung hergestellt. Sie wurden anschließend geschliffen und elektrolytisch poliert.

### **3.3 Experimentelle Methoden**

In diesem Kapitel werden zunächst die verwendeten Ermüdungsprüftechniken erläutert. Anschließend werden die Grundlagen der Elektronenmikroskopie und der konfokalen Laser-Rastermikroskopie beschrieben. Das Kapitel endet mit der Darstellung von hochenergetischen Röntgenbeugungsanalysen sowie der Diffraktions- und Phasenkontrasttomografie.

#### **3.3.1 Verwendete Ermüdungsprüftechniken**

##### **Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik**

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik der BOKU-Wien (Bild 3.9) ermöglicht es, hochzyklische Wechselverformungsversuche mit einem ver-

trebaren Zeitaufwand durchzuführen. Bei dieser Prüftechnik wird eine sinusförmige ( $f = 18,5 - 21$  kHz) elektrische Leistung, die von einem Frequenzgenerator und Verstärker erzeugt wird, von einem piezoelektrischen Kristall in eine mechanische Schwingung umgewandelt. Diese mechanische Schwingung wird durch ein sich verjüngendes Titanhorn in ihrer Amplitude verstärkt und über eine Schraubverbindung auf eine Ermüdungsprobe übertragen. Stimmen Erregerfrequenz der Ermüdungsmaschine und Eigenfrequenz der Ermüdungsprobe (Bild 3.8 a, b, c und e) überein, so kommt es zur Resonanz in der Probe, wodurch eine zyklische Zug-Druck-Beanspruchung bei einem Lastverhältnis von  $R = -1$  im Prüfquerschnitt der Probe hervorgerufen wird. Die Beanspruchung wird über einen Dehnungsmessstreifen im Prüfquerschnitt bestimmt. Die gewünschte Dehnungsamplitude, die unter linear-elastischen Bedingungen über das Hookesche Gesetz in eine Spannungsamplitude umgerechnet werden kann, wird über die vom Verstärker bereitgestellte elektrische Leistung eingestellt und über einen Regelkreis konstant gehalten. Das Messsignal dieses Regelkreises wird von einem induktiven Wegaufnehmer geliefert, der die Verschiebung an einer Stelle des Titanhorns misst, weshalb es sich im Rahmen der Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik um eine Wegregelung handelt. Ein weiterer Regelkreis passt während des Ermüdungsversuchs die Erregerfrequenz der Ermüdungsmaschine der Eigenfrequenz der Ermüdungsprobe an. Die Eigenfrequenz der Ermüdungsprobe verändert sich während des Versuchs durch Rissbildung und -wachstum sowie Ver- oder Entfestigung des Prüfwerkstoffs. Ein definierter Abfall der Eigen- bzw. Prüffrequenz führt zur Abschaltung der Maschine. Trotz der nur sehr geringen plastischen Verformung im Bereich der Hookeschen Geraden kommt es aufgrund der sehr hohen Prüffrequenz zu einer starken Probenerwärmung, der durch einen Puls-Pause-Betrieb der Ermüdungsprüfmaschine entgegengewirkt wird, was zu einer Verringerung der effektiven Prüffrequenz führt. Darüber hinaus dient eine kontinuierliche Kühlung mit entspannter Druckluft während des Betriebs der Maschine der Wärmeabführung.

Die Erwärmung des Probenquerschnitts wurde in allen Versuchsreihen auf maximal  $15^{\circ}\text{C}$  beschränkt. Die Temperaturmessung für eine Versuchsreihe erfolgte mit Hilfe eines im Prüfbereich einer Kalibrierprobe angeschweißten Thermoelements (Typ K) während der Ermüdung bei der höchsten Spannungsamplitude der jeweiligen Versuchsreihe. Mit Hilfe einer abgedichteten Prüfkammer, die durch eine Vakuumpumpe (hier: Pfeiffer TSH 064D) evakuiert wird, können Ermüdungsversuche unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre durchgeführt werden.

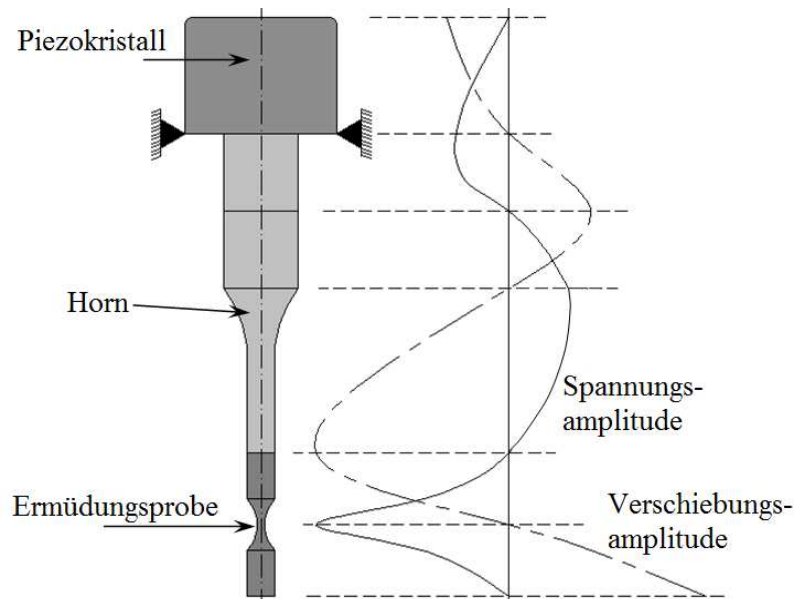


Bild 3.9: Schematische Darstellung der Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik samt Verlauf der Spannungs- und Verschiebungsamplitude nach Bathias und Paris (2005)

### Servohydraulische Ermüdungsprüftechnik

Servohydraulische Ermüdungsprüfsysteme ermöglichen es, kraft- bzw. spannungsgeregelte, total-dehnungsgeregelte oder plastisch-dehnungsgeregelte Wechselverformungsversuche durchzuführen. Durch ein Aggregat wird der Ermüdungsprüfmaschine ein Öldruck bereitgestellt, der über einen Kolben und eine daran befestigte Einspannvorrichtung eine Kraft auf die Probe ausübt. Mit einem Ventil wird die Größe und Richtung der Kolbenkraft eingestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete servohydraulische Ermüdungsprüfmaschine vom Typ 810 des Herstellers MTS ist zur kraft- bzw. spannungsgeregelten Versuchsdurchführung mit einer 50 kN-Kraftmessdose und einer digitalen Steuerung/Regelung vom Typ MTS Teststar IIs ausgestattet. Mit konventionellen Ventilen sind Wechselverformungsversuche von bis zu 30 Hz möglich.

### 3.3.2 Elektronenmikroskopie

Mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie (kurz: TEM) können Versetzungsanordnungen in ermüdeten metallischen Werkstoffen untersucht werden, um somit die Ermüdungsmechanismen offenzulegen. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Transmissionselektronenmikroskop der Firma Hitachi vom Typ H-8100 ermöglicht Beschleunigungsspannungen von bis zu 200 kV.

Bei der konventionellen TEM-Probenpräparation wird zunächst eine etwa 500 µm dicke Scheibe aus dem Prüfquerschnitt einer ermüdeten Probe getrennt. Danach wird die Scheibe mit Schleifpapier verschiedener Körnungen auf eine Dicke von etwa 80 µm herunter geschliffen und eine kreisrunde Scheibe mit einem Durchmesser von 3 mm ausgestanzt. Mit einer Düsenstrahlapparatur des Typs Tenupol-3 der Firma Struers und einem Elektrolyten, bestehend aus 10% Perchlorsäure (60%ig) und 90% Essigsäure, wird bei einer Temperatur von 5-10°C und einer angelegten elektrischen Spannung von 40 V in der Mitte der kreisrunden Scheibe ein kleines Loch durch chemischen Abtrag erzeugt. Die Dicke des Lochrandes beträgt nur einige Atomlagen und ist daher mit den beschleunigten Elektronen des Transmissionselektronenmikroskops durchstrahlbar.

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Dual-Beam-Rasterelektronenmikroskop vom Typ Helios Nanolab 600 der Firma FEI ermöglicht eine Zielpräparation von mit Elektronen durchstrahlbaren TEM-Proben mit Hilfe eines fokussierten Gallium-Ionenstrahls (engl.: Focussed ion beam, kurz: FIB). Somit ist es möglich, Versetzungsanordnungen direkt mit den an der Probenoberfläche beobachteten Ermüdungserscheinungen zu korrelieren.

Für mikrostrukturelle und fraktografische Untersuchungen wurde im Rahmen dieser Arbeit das Rasterelektronenmikroskop (kurz: REM) vom Typ XL 30 der Firma Philips sowie das Dual-Beam-Rasterelektronenmikroskop vom Typ Helios Nanolab 600 der Firma FEI verwendet. Die Mikroskope sind mit Detektoren zur Darstellung von Sekundärelektronen (engl.: Secondary electrons, kurz: SE), Rückstreuelektronen (engl.: Back scattered electrons, kurz: BSE) und am Kristallgitter gebeugten Rückstreuelektronen (engl.: Electron back scatter diffraction, kurz: EBSD) ausgestattet. Die Bildgebung erfolgt, indem ein Teil der Probenoberfläche Punkt für Punkt mit Strahlelektronen abgerastert wird und die vom jeweiligen Detektor registrierten Signale für die einzelnen Punkte in einem gemeinsamen Bild dargestellt werden.

Sekundärelektronen entstehen, indem beschleunigte Strahlelektronen Elektronen aus den äußeren Schalen der Atome im oberflächennahen Bereich der Probe herausschlagen (inelastische Streuung). Die herausgeschlagenen Sekundärelektronen können mit einem Everhart-Thornley-Detektor (SE-Detektor) registriert werden. Die Anzahl der während des Bestrahlens eines Punktes der Probenoberfläche vom SE-Detektor registrierten Sekundärelektronen und damit die Helligkeit des Punktes hängt vom Neigungswinkel zwischen den eintreffenden Strahlelektronen und der Probenoberfläche ab. Mit zunehmendem Neigungswinkel nimmt auch die Strecke zu, auf der die Strahlelektronen mit den Atomen der Probe wechselwirken können, wodurch der bestrahlte Punkt heller erscheint. Bestrahlte Punkte, die

dem SE-Detektor abgewandt sind, erscheinen dunkler, da die herausgeschlagenen Sekundärelektronen nur erschwert den Detektor erreichen können. Aus der Probenoberfläche hervorstehende Kanten erscheinen heller, da aus deren Flanken mehr Sekundärelektronen heraustreten.

Rückstreuelektronen sind Strahlelektronen, die durch Coulombsche-Wechselwirkung mit Atomkernen der Probe in ihrer Bahn so abgelenkt werden (elastische Streuung), dass sie die Probe wieder in etwa in Einstrahlrichtung verlassen und von einem Silizium-Halbleiterdetektor (BSE-Detektor) registriert werden können. Ihre Energie ist höher als die Energie der Sekundärelektronen und kann bis zu 90% der Energie der Strahlelektronen betragen. Die Anzahl der Rückstreuelektronen ist abhängig vom Gewicht der Atome mit denen die Strahlelektronen wechselwirken. Somit können Bereiche mit unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen (verschiedene Phasen) voneinander unterschieden werden. Sind die Gitterebenen eines Korns parallel zum einfallenden Elektronenstrahl ausgerichtet, so können die Strahlelektronen tief in die Probe eindringen und diese nicht in Richtung des einfallenden Elektronenstrahls wieder verlassen. Unter diesen geometrischen Bedingungen erscheint ein solches Korn dunkel. Die durch unterschiedliche Kristallorientierungen hervorgerufenen Intensitätsunterschiede werden auch als "channeling"-Kontrast bezeichnet.

Rückstreuelektronen, die bezüglich einer Gitterebene die Braggsche Bedingung:

$$2d \cdot \sin(\theta) = n \cdot \lambda \quad \text{mit} \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (3.1)$$

erfüllen, werden an dieser Gitterebene gebeugt (Bild 3.10 b) und erzeugen ein Intensitätsmaximum auf der Mantelfläche eines Beugungskegels, dem sogenannten Kosselkegel (Bild 3.10 a). In Gleichung 3.1 ist  $d$  der Gitterebenenabstand,  $\theta$  der Einfallswinkel der Rückstreuelektronen bezüglich der Gitterebene und  $\lambda$  die Wellenlänge der Rückstreuelektronen. Der Winkel  $\theta$  wird häufig auch als Braggwinkel bezeichnet. Da Rückstreuelektronen aus allen Richtungen auf die Gleitebene treffen, bilden sich auf beiden Seiten einer Gitterebene Beugungskegel (Bild 3.10 a). Diese paarweise auftretenden Beugungskegel bilden auf einem in der REM-Kammer installierten Phosphorschirm zwei parallele, sichtbare Schnittlinien – die sogenannten Kikuchilinien. Da auch andere Gitterebenscharen Kikuchilinien erzeugen, die an anderen Stellen und unter unterschiedlichen Winkeln zueinander auf dem Phosphorschirm erscheinen, ergibt sich ein sogenanntes Kikuchimuster auf dem Phosphorschirm (Bild 3.10 c). Aus dem Muster kann mit Hilfe der geometrischen Zusammenhänge in der REM-Kammer,

der Gitterstruktur sowie den Gitterebenenabständen des untersuchten Kristalls dessen kristallografische Orientierung ermittelt werden. Mit Hilfe einer CCD-Kamera, die hinter dem Phosphorschirm installiert ist, und einer geeigneten Software (in dieser Arbeit wurde die Software OIM der Firma EDAX TSL verwendet) kann die Orientierungsbestimmung automatisiert werden.

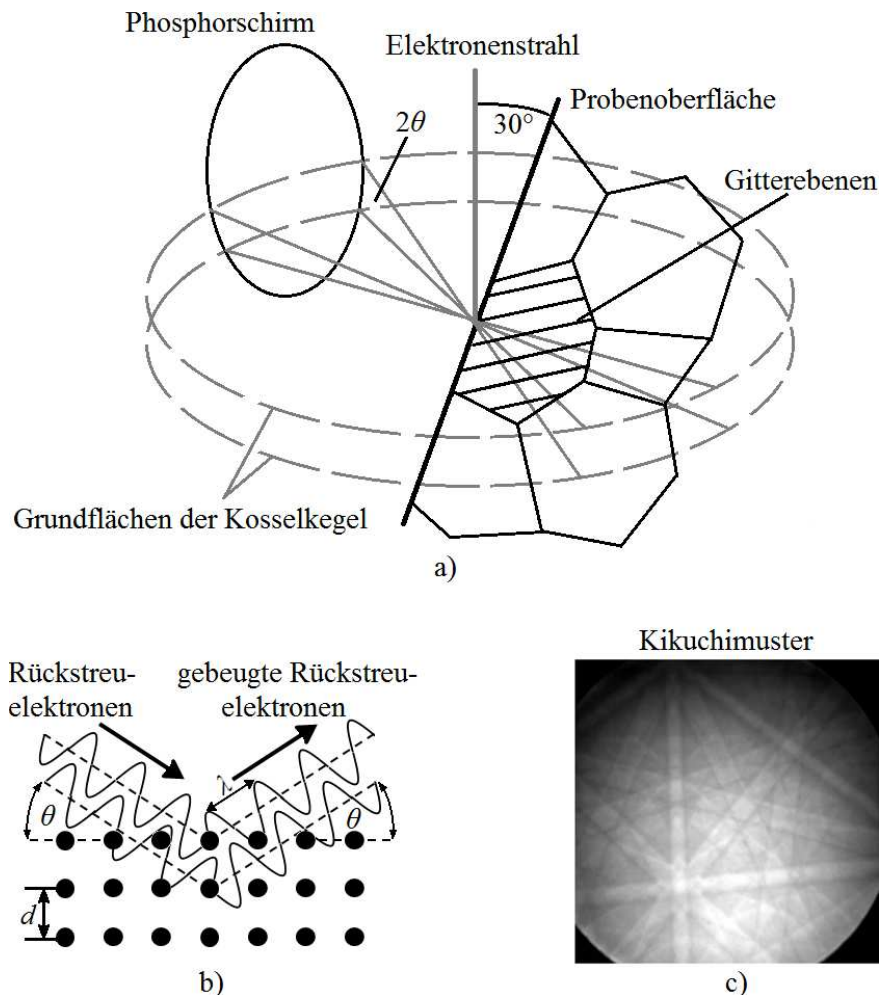


Bild 3.10: a) Schematische Darstellung zur Bildung von Kikuchimustern und b) zur Beugung von Rückstreuerelektronen an einer Gitterebene sowie c) Kikuchimuster der Austenitphase des Duplexstahls nach Düber (2007)

Zur Untersuchung von Mikrostrukturen mit Hilfe der EBSD-Technik wird häufig ein Teil der Probenoberfläche automatisiert mit dem Elektronenstrahl abgerastert. Die Probe wird üblicherweise so gekippt, dass der Elektronenstrahl in einem Winkel von  $30^\circ$  zur Probenoberfläche einfällt. Hierdurch kann die hohe Rückstreuerelektronenintensität von den gebeugten Elektronen getrennt werden. Um deutliche Kikuchimuster zu generieren, muss die Probenoberfläche ein möglichst störungsfreies, unverformtes Gitter aufweisen, wodurch sich scharfe Intensitätsmaxima der gebeugten Rückstreuerelektronen ergeben. Daher bietet sich eine schonende Oberflächenpräparation durch z.B. elektrolytisches Polieren (Kapitel 3.2) an. Im Gegensatz

dazu würde mechanisches Polieren ungleichmäßige Deformationen des Kristallgitters an der Probenoberfläche hervorrufen, was die Beugung der Rückstreuelektronen in eine einheitliche Richtung verhindern würde.

### 3.3.3 Konfokale Laser-Rastermikroskopie

Bei einem konfokalen Mikroskop wird eine punktförmige Licht- oder Laserquelle über einen Strahlteiler und eine Objektivlinse auf der Probenoberfläche abgebildet (Bild 3.11). Die Licht- oder Laserstrahlen werden von dem bestrahlten Punkt auf der Probenoberfläche zum Teil reflektiert und über die Objektivlinse und eine Tubuslinse auf ein Loch inmitten einer Lochblende fokussiert. Wenn der Abstand zwischen Lochblende und Tubuslinse richtig eingestellt ist, sind der Punkt in der Mitte der Lochblende sowie der beleuchtete Punkt auf der Probenoberfläche gleichzeitig im Fokus – d.h. sie sind konfokal zueinander (Bild 3.11). Die Lochblende lässt demnach nur Strahlen durch, die von der Fokusebene der Probenoberfläche reflektiert wurden, wohingegen Strahlen aus darunter oder darüber liegenden Ebenen von der Lochblende aufgehalten werden. Bei konfokalen Laser-Rastermikroskopen (in dieser Arbeit wurde das Gerät OLS 4000 der Firma Olympus verwendet) wird mit Hilfe zweier orthogonal zueinander schwenkbarer Spiegel der Beleuchtungspunkt über die Probenoberfläche gerastert.

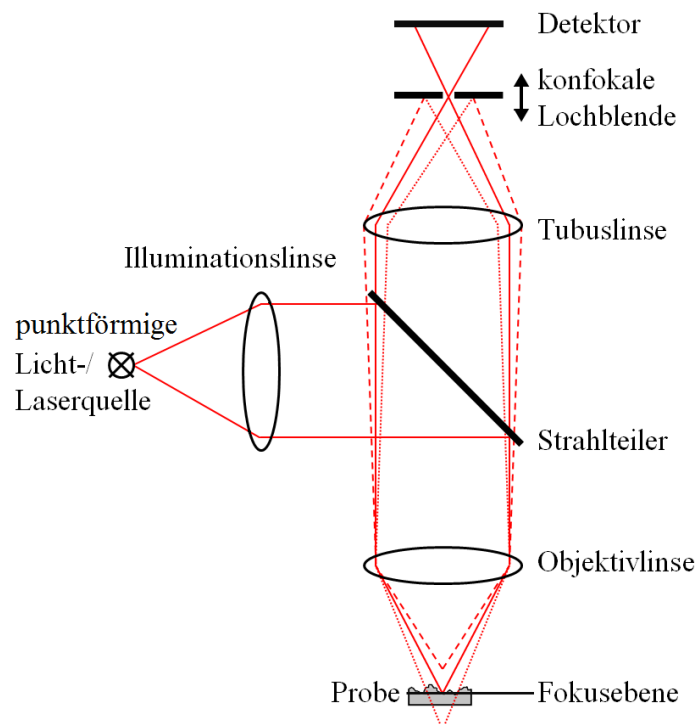


Bild 3.11: Schematische Darstellung zum Funktionsprinzip eines konfokalen Laser-Rastermikroskops

Die von dem Detektor für jeden Oberflächenpunkt ermittelte Intensität wird in einem gemeinsamen Bild dargestellt, sodass eine Schichtaufnahme erstellt wird. Durch Verschieben der Lochblende und erneutes Abrastern der Probenoberfläche wird eine Schichtaufnahme einer höher bzw. niedriger gelegenen Ebene erstellt. Durch Zusammensetzen der einzelnen Schichtaufnahmen kann eine topografische Aufnahme der Probenoberfläche erstellt werden. Die für das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Gerät angegebene maximale Auflösung senkrecht zur Probenoberfläche wurde vom Hersteller mit 10 nm angegeben.

### 3.3.4 Hochenergetische Röntgenbeugungsanalyse

Trifft elektromagnetische Strahlung mit einer definierten Wellenlänge  $\lambda$  (z.B. monochromatische Röntgenstrahlung) unter einem Winkel  $\theta$  auf eine Gitterebene, sodass Gleichung 3.1 erfüllt ist, sind die unter dem gleichen Winkel  $\theta$  zur Gitterebene reflektierten Strahlen phasengleich (analog zu Bild 3.10 b). Wie in Bild 3.10 b bereits für Rückstreuelektronen beschrieben wurde, kommt es auch bei monochromatischer Röntgenstrahlung unter den eben beschriebenen Bedingungen zu konstruktiver Interferenz und damit zu einem Beugungsmaximum. Bei bekannter Wellenlänge  $\lambda$  kann mit Hilfe des ermittelten Winkels  $\theta$  und Gleichung 3.1 der Gitterebenenabstand  $d$  bestimmt werden.

Die Synchrotronstrahllinie P07 des Elektronenspeicherrings PETRA III bei DESY in Hamburg stellt monochromatische harte Röntgenstrahlung mit einer Photonenenergie von 87,1 keV bereit. Hiermit ist es möglich, Röntgenbeugungsanalysen an Proben des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls mit einem Prüfdurchmesser von 3 mm in Transmission durchzuführen (Bild 3.12). Die mit einer FE-Fußpunktanregung simulierte Verteilung der Amplitude der von Mises-Vergleichsspannung  $\sigma_v$  in einer Sanduhrprobe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik ist ebenfalls in Bild 3.12 dargestellt. Mit Hilfe eines in Strahlrichtung in einem Abstand  $g$  hinter der Probe positionierten Halbleiter-Flächendetektors können bei Durchstrahlung des gesamten Prüfbereichs der Ermüdungsprobe Beugungsmaxima in Form von vollständig geschlossenen Debye-Scherrer-Ringen einzelner Gitterebenenfamilien der austenitischen und ferritischen Phase digital aufgenommen werden. In dieser Arbeit wurde ein Flächendetektor mit 2048 x 2048 Pixeln verwendet. Wird der einfallende Röntgenstrahl auf eine kleine rechteckige Fläche mit einer Kantenlänge von wenigen Korndurchmessern beschränkt, so teilen sich die zuvor geschlossenen Ringe in einzelne kleine Flächen auf (Einzelreflektionen), die jedoch nach wie vor auf den Debye-Scherrer-Ringen liegen. Jede Fläche wird durch Beugung der Röntgenstrahlen an einer Gitterebenenchar eines einzigen Korns



hervorgerufen. Die derselben Phase und derselben Gitterebenenfamilie zugehörigen Einzelreflektionen liegen jeweils auf demselben Debye-Scherrer-Ring.

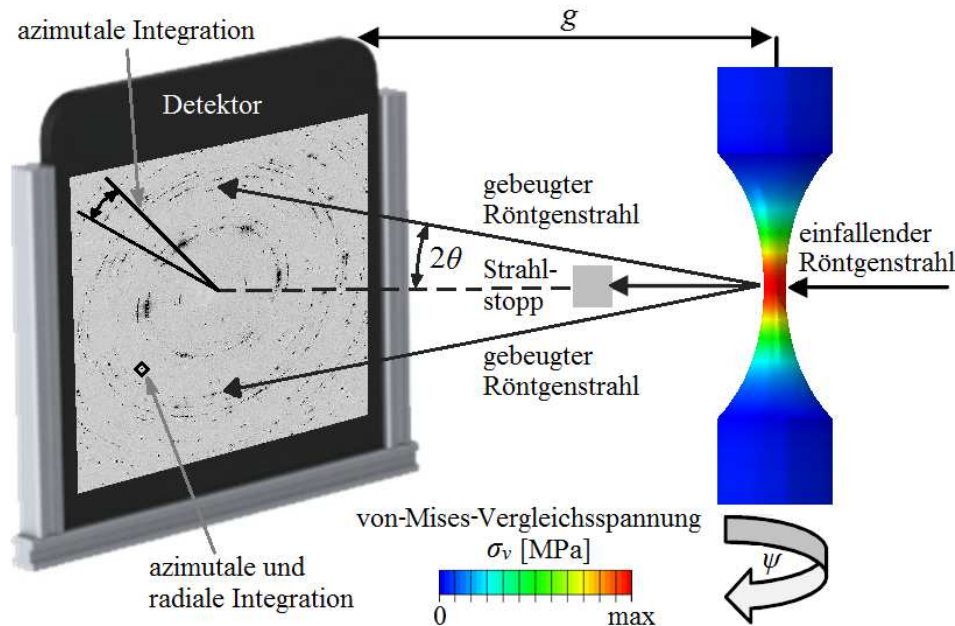


Bild 3.12: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur hochenergetischen Röntgenbeugungsmessung und mit Hilfe einer FE-Fußpunktanregung simulierte Verteilung der Amplitude der von-Mises-Vergleichsspannung in einer Sanduhrprobe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik

Wird die Ermüdungsprobe schrittweise in kleinen Winkeln  $\psi$  um die Probenlängsachse gedreht (Bild 3.12) und wird für jeden Drehwinkel ein Beugungsbild aufgenommen, so können die Intensitäten der Einzelreflektionen auf dem Flächendetektor azimutal und radial integriert (Bild 3.12) und als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  aufgetragen werden (Bild 3.13 a). Werden solche Kurven nach verschiedenen Lastzyklenzahlen aufgenommen, indem eine Ermüdungsmaschine samt Ermüdungsprobe fest im Strahlengang der Strahllinie installiert ist, so kann über die Verbreiterung der Kurven mit zunehmender Lastzyklenzahl die zyklische Entwicklung der Versetzungsdichte qualitativ ermittelt werden (Bild 3.13 a). Als Maß für die Kurvenbreite dient die Halbwertsbreite (engl.: Full width at half maximum, kurz: *FWHM*). Wird ein von dem Halbleiter-Flächendetektor für einen bestimmten Drehwinkel  $\psi$  aufgenommenes Beugungsbild über einen definierten Winkelbereich azimutal integriert (Bild 3.12), so können aus den Abständen zwischen den Intensitätsmaxima des so in radialer Richtung der Debye-Scherrer-Ringe entstehenden Profils und dem Zentrum der Debye-Scherrer-Ringe die entsprechenden Beugungswinkel  $2\theta$  und damit die Gitterebenenabstände ermittelt werden (Bild 3.13 b). Ändert sich ein Beugungswinkel  $2\theta$  eines Intensitätsmaximums, welches unter

dem gleichen Drehwinkel  $\psi$  von dem Halbleiter-Flächendetektor aufgenommen und im gleichen Winkelbereich azimuthal integriert wurde z.B. im Laufe der Ermüdung, so kann über die Winkeländerung  $\Delta 2\theta = 2\theta_2 - 2\theta_1$  (Bild 3.13 b) die Änderung der Gitterebenenabstände und damit die Änderung der elastischen Normaldehnung in Richtung des jeweiligen Gitterebenenabstands bestimmt werden. Mit Hilfe des Hookeschen Gesetzes können aus den elastischen Normaldehnungen Eigenspannungen bestimmt werden.

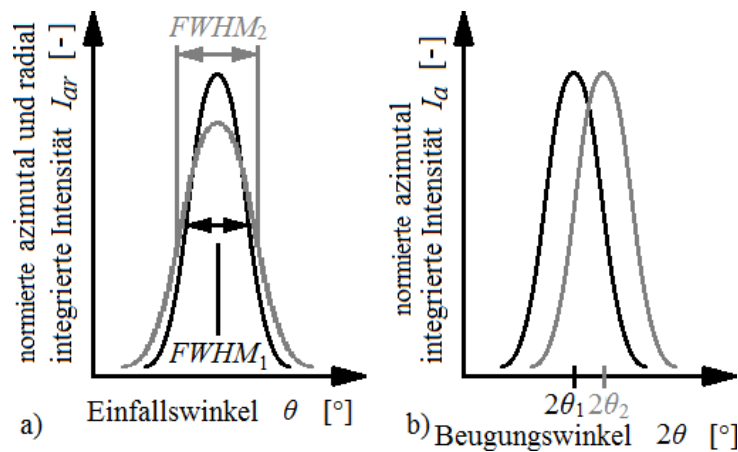


Bild 3.13: a) Schematische Darstellung zur Bestimmung von Versetzungsdichten und b) Gitterebenenabständen

### 3.3.5 Diffraktions- und Phasenkontrasttomografie

#### Diffraktionskontrasttomografie

Im Rahmen der Diffraktionskontrasttomografie (engl.: Diffraction contrast tomography, kurz: DCT) wird eine polykristalline Probe mit monochromatischer Röntgenstrahlung durchstrahlt (Bild 3.14). Die Energie der Röntgenquanten muss dabei genügend groß sein bzw. die durchstrahlte Probe muss genügend dünn sein, sodass ein ausreichender Anteil der eintreffenden Strahlung transmittieren kann. Kristallebenenscharen einzelner Körner beugen den Röntgenstrahl bei Erfüllung der Braggbedingung (Gleichung 3.1). Hierdurch werden auf einem hinter der Probe in Strahlrichtung positionierten Halbleiter-Flächendetektor Reflexionen einzelner Körner hervorgerufen – wie bereits in Kapitel 3.3.4 beschrieben. Da die reflektierten Röntgenquanten in Strahlrichtung nicht den Detektor erreichen, entsteht an der projizierten Fläche des reflektierenden Kornes in Strahlrichtung auf dem Detektor ein abgeschwächter Intensitätsfleck und ein Beugungsfleck an der Stelle, wo der gebeugte Strahl auf den Detektor trifft. Die zu charakterisierende Probe wird in kleinen Winkelschritten um insgesamt  $360^\circ$  um ihre Längsachse gedreht und zu jedem Drehwinkel wird ein Beugungsbild mit Hilfe des Detektors aufgenommen. Aus den Positionen der Einzelreflexionen und Intensitätsauslöschungen auf

den einzelnen Reflektionsbildern sowie dem der jeweiligen Bilder zugeordneten Drehwinkel kann mit Hilfe eines Algorithmus die dreidimensionale Form und kristallografische Orientierung der Körner rekonstruiert werden. Gleichzeitig ist die kristallografische Orientierung jedes Einzelkorns bekannt. Jedoch entstehen bei der Rekonstruktion gelegentlich Überlappungen mehrerer Körner oder Hohlräume. Für eine detailliertere Beschreibung der DCT-Technik sei auf Reischig et al. (2013) verwiesen.

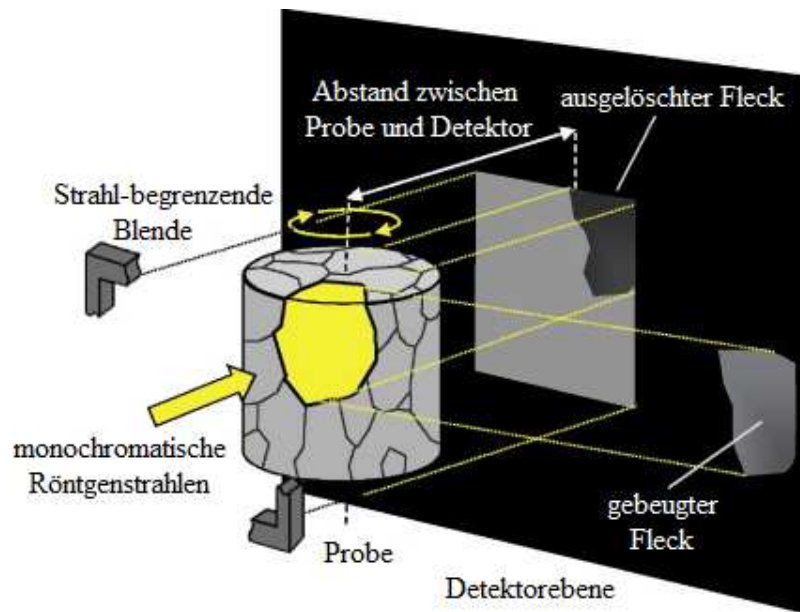


Bild 3.14: Zum Funktionsprinzip der Diffraktionskontrasttomografie nach Herbig et al. (2011)

### Phasenkontrasttomografie

Bei der Durchstrahlung einer Probe mit Röntgenstrahlung entstehen aufgrund unterschiedlicher Absorptionsgrade verschiedener Phasen (hier: Austenit, Ferrit und Luft (Riss)) auf einem in Strahlrichtung hinter der Probe befindlichen Halbleiter-Flächendetektor Kontrastunterschiede. Im Rahmen der Phasenkontrasttomografie (engl.: Phase contrast tomography, kurz: PCT) wird die zu charakterisierende Probe in kleinen Winkelschritten um insgesamt  $360^\circ$  um ihre Längsachse gedreht und zu jedem Drehwinkel wird ein Kontrastbild mit Hilfe des Detektors aufgenommen. Durch Überlagerung der einzelnen Bilder entsprechend der den Bildern zugehörigen Drehwinkel kann eine dreidimensionale Volumenrekonstruktion der einzelnen Phasen generiert werden. Im Gegensatz zu den mit Hilfe der DCT-Technik erstellten Mikrostrukturekonstruktionen fehlt bei Volumenrekonstruktionen, die mit Hilfe der PCT-Technik generiert wurden, die Information über die kristallografische Orientierung der einzelnen Körner und die Information über Korngrenzen. Jedoch bilden die mit der PCT-Technik erstellten

Rekonstruktionen die Phasengrenzen genauer ab. Für eine detailliertere Beschreibung der PCT-Technik sei auf Cloetens et al. (1999) verwiesen.

### Mikrostrukturekonstruktion des Duplexstahls

Zur Rekonstruktion von Mikrostrukturen des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls wurden die Vorteile der beiden beschriebenen Röntgenomografiertechniken vereint. Die in Bild 3.15 dargestellten Mikrostrukturekonstruktionen der austenitischen (Bild 3.15 a) und ferritischen (Bild 3.15 b) Phase wurden durch eine Dilatation der DCT-Volumendaten in die PCT-Volumendaten hinein generiert. Zuvor wurden sich überlappende Kornvolumina einzelner Körner der DCT-Rekonstruktionsdaten gelöscht. Die in Bild 3.15 dargestellten Mikrostrukturekonstruktionen wurden von der Projektpartnerin vom European Synchrotron Radiation Facility (kurz: ESRF) in Grenoble – Melanie Syha – erstellt.

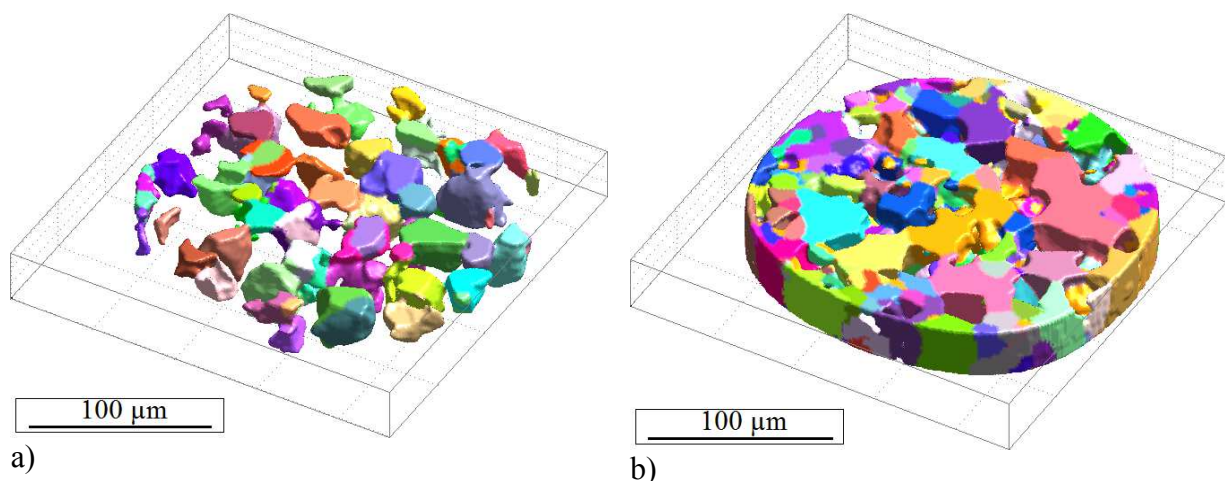


Bild 3.15: Rekonstruktion der austenitischen a) und ferritischen b) Phase

## 4 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentell ermittelten Ergebnisse zum Ermüdungsverhalten des untersuchten Duplexstahls dargestellt. Dabei werden zunächst die Ergebnisse der phänomenologischen Untersuchung der Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit aufgeführt. Anschließend werden die Ergebnisse der Untersuchung der zyklischen Entwicklung von Eigenspannungen, Gleitbändern und Gleitspuren als Vorstufe der Riskeimbildung wiedergegeben. Darauf folgen die Ergebnisse der Untersuchung der Riskeimbildung, des mikrostrukturdominierten Kurzrischwachstums sowie des Langrischwachstums.

### 4.1 Phänomenologische Untersuchung der Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der phänomenologischen Untersuchung der Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit des untersuchten Duplexstahls in Form von Wöhlerdiagrammen dargestellt. Zunächst werden die experimentell in Laborluftatmosphäre mit einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz ermittelten Ermüdungsdaten des wärmebehandelten Duplexstahls wiedergegeben. Anschließend werden den Ermüdungsdaten dieser Referenzversuchsreihe die Ermüdungsdaten von Versuchsreihen gegenübergestellt, bei denen jeweils nur ein Versuchsparameter gegenüber der Referenzversuchsreihe geändert wurde. Ziel dieser Untersuchungen ist es den Einfluss des jeweiligen Parameters auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit des Duplexstahls zu bestimmen. Dabei werden zunächst die Ergebnisse zur Untersuchung der Dehnratenabhängigkeit sowie des Einflusses der Laborluftatmosphäre dargestellt. Das Kapitel endet mit den Ergebnissen zur Untersuchung des Einflusses der Festigkeit der Ferritphase und zur Untersuchung des Einflusses oberflächennaher Eigenspannungen I. Art.

#### 4.1.1 Wöhlerdiagramm des untersuchten Duplexstahls – Referenzversuchsreihe

Elektrolytisch polierte Sanduhrproben (Bild 3.8 c) wurden mit der Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz in Laborluftatmosphäre ermüdet. Auf sieben verschiedenen Spannungsamplituden von 330 bis 390 MPa wurden jeweils fünf Proben untersucht. Die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch  $N_B$  aller gebrochenen Proben wurden in einem Wöhlerdiagramm eingetragen (Bild 4.1). Proben, die nach einer Milliarde Lastzyklen nicht gebrochen waren, wurden als Durchläufer deklariert und sind im Diagramm mit Pfeilen

gekennzeichnet. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der Durchläufer bei der jeweiligen Spannungsamplitude wieder. Die Pulszeit der Ermüdungsprüfmaschine wurde auf 100 ms und die Pausezeit auf 1200 ms eingestellt. Daraus ergab sich eine effektive Prüffrequenz von etwa 1,5 kHz, mit der eine Milliarde Lastzyklen innerhalb von etwa 7,5 Tagen aufgebracht werden konnten. Abgesehen von zwei Brüchen bei der Spannungsamplitude von 380 MPa traten in dieser Versuchsreihe oberhalb von  $3 \cdot 10^7$  Lastzyklen keine weiteren Brüche auf. Darüber hinaus wurde unterhalb der Spannungsamplitude von 350 MPa kein Probenversagen beobachtet. Zwei Durchläufer wurden bei einer relativ hohen Spannungsamplitude festgestellt.

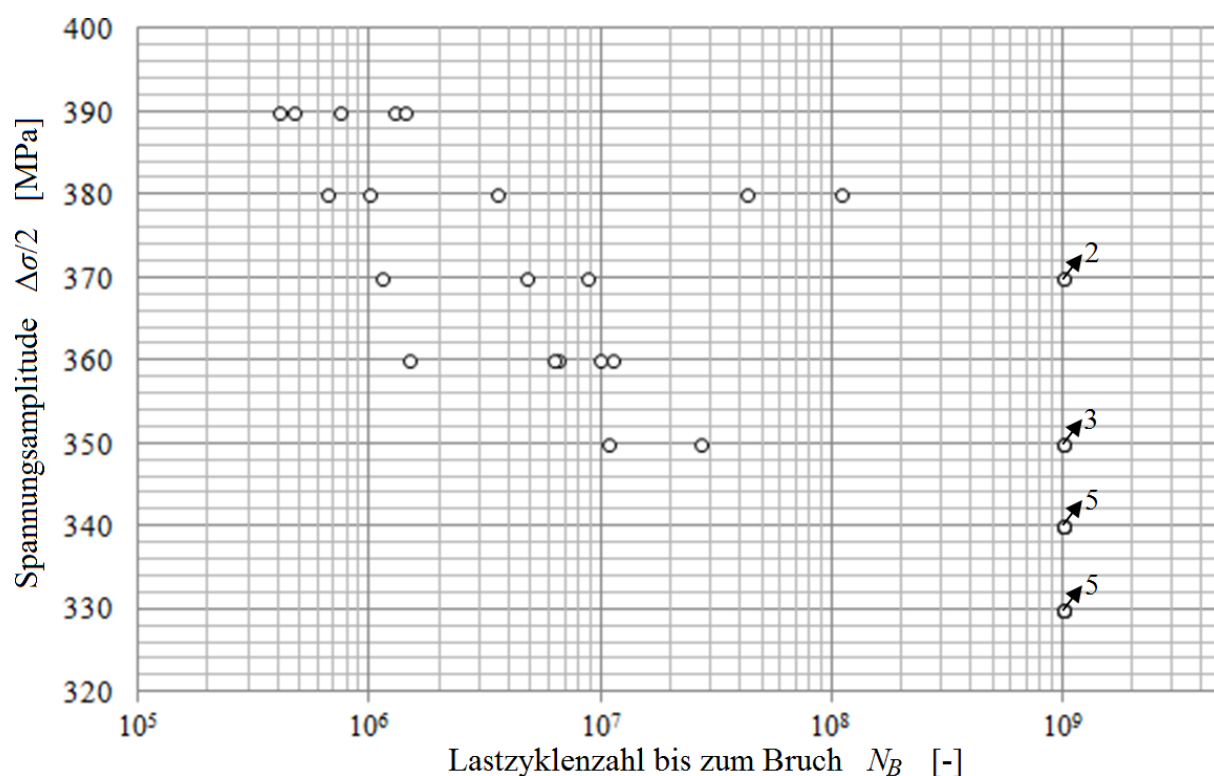


Bild 4.1: Wöhlerdiagramm des wärmebehandelten und elektrolytisch polierten Duplexstahls in Laborluftatmosphäre bei einer Prüffrequenz von 20 kHz (Referenzversuchsreihe)

#### 4.1.2 Dehnratenabhängigkeit

Um den Einfluss der Dehnrates bzw. Prüffrequenz auf das Ermüdungsverhalten des Duplexstahls zu untersuchen, wurden zusätzlich zu der oben beschriebenen Referenzversuchsreihe Sanduhrproben (Bild 3.8 d) mit einer Prüffrequenz von 30 Hz in einer servohydraulischen Prüfmaschine in Kraft- bzw. Spannungsregelung ermüdet. Die Ermüdungsdaten sind zusammen mit den Ermüdungsdaten der Referenzversuchsreihe in Bild 4.2 dargestellt. Proben, die eine Lastzyklenzahl von  $10^7$  erreichten, ohne zu brechen, wurden als Durchläufer deklariert

und sind im Diagramm mit Pfeilen gekennzeichnet. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der Durchläufer bei der jeweiligen Spannungsamplitude wieder. Es wurden keine Brüche bei Spannungsamplituden unterhalb von etwa 350 MPa beobachtet. Dies stimmt gut mit den Ergebnissen der Referenzversuchsreihe überein. Durchschnittlich sind die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch dieser Versuchsreihe bei hohen Spannungsamplituden etwas kleiner als die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch der Referenzversuchsreihe. Bei niedrigen Lastzyklenzahlen sind sie deutlich kleiner.

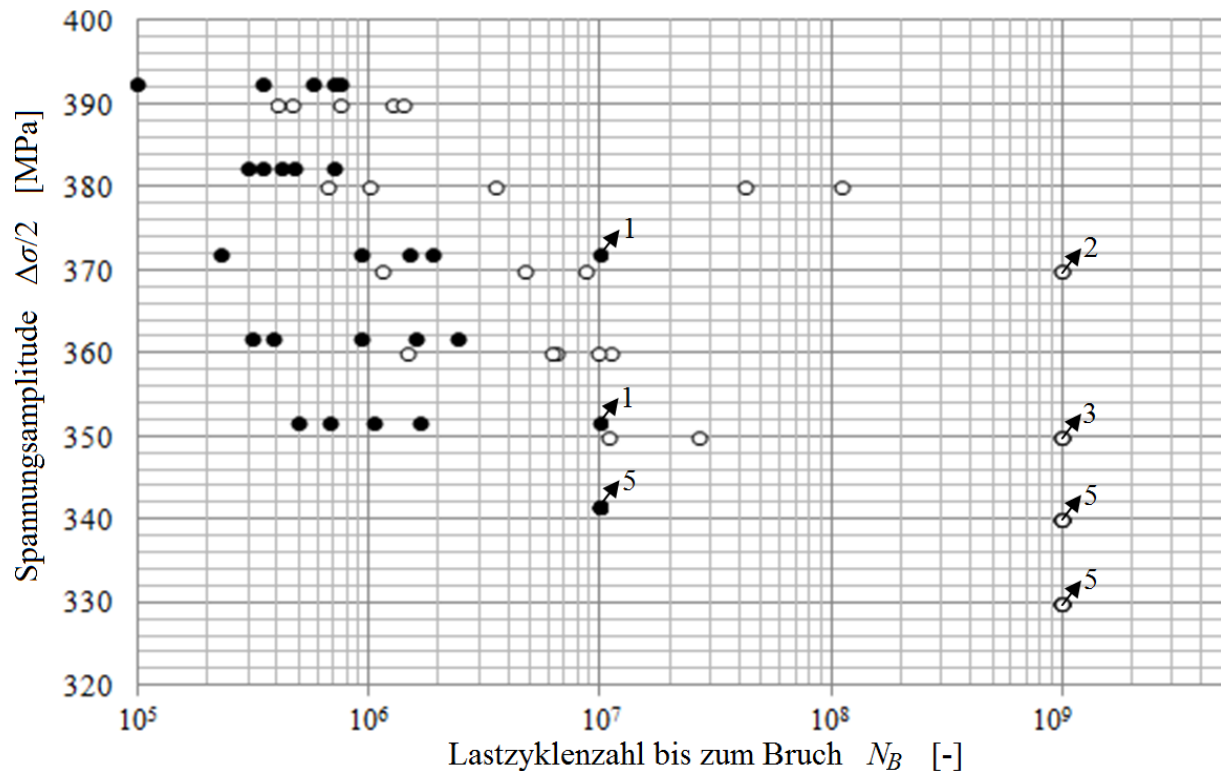


Bild 4.2: Wöhlerdiagramm der Versuchsreihe mit der Prüffrequenz von 30 Hz (schwarz gefüllte Kreise) sowie Wöhlerdiagramm der Referenzversuchsreihe (weiß gefüllte Kreise)

#### 4.1.3 Atmosphäreneinfluss

Um den Einfluss der Laborluftatmosphäre auf das Ermüdungsverhalten des Duplexstahls zu ermitteln, wurden Sanduhrproben für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik (Bild 3.8 c) unter Ausschluss der Laborluft bei 20 kHz ermüdet. Hierzu wurde an die Ultraschall-Ermüdungsprüfmaschine eine Vakuumkammer adaptiert, in der sich die Ermüdungsprobe befand. Mit Hilfe einer Vakuumpumpe (Pfeiffer TSH 064D) wurde die Kammer auf einen Druck kleiner als  $5 \times 10^{-6}$  mbar evakuiert. Aufgrund der fehlenden Luftkühlung in der evakuierten Kammer wurde die Pausezeit auf 9.900 ms erhöht, um die zulässige Erwärmung der Probe nicht zu überschreiten. Infolge der hierdurch stark reduzierten effektiven Prüffrequenz wurden

Proben bereits beim Erreichen von  $10^8$  Lastzyklen als Durchläufer deklariert. Sie sind im Diagramm mit Pfeilen gekennzeichnet. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der Durchläufer bei der jeweiligen Spannungsamplitude wieder. Die Ermüdungsdaten sind in Bild 4.3 zusammen mit den Ermüdungsdaten der Referenzversuchsreihe dargestellt. Die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch dieser Versuchsreihe sind im Vergleich zu den Daten der Referenzversuchsreihe sehr viel größer. Da die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch zu nah an der Grenzlastzyklenzahl liegen (hier:  $10^8$  Lastzyklen), ist keine Aussage über die Höhe der Dauerfestigkeit möglich.

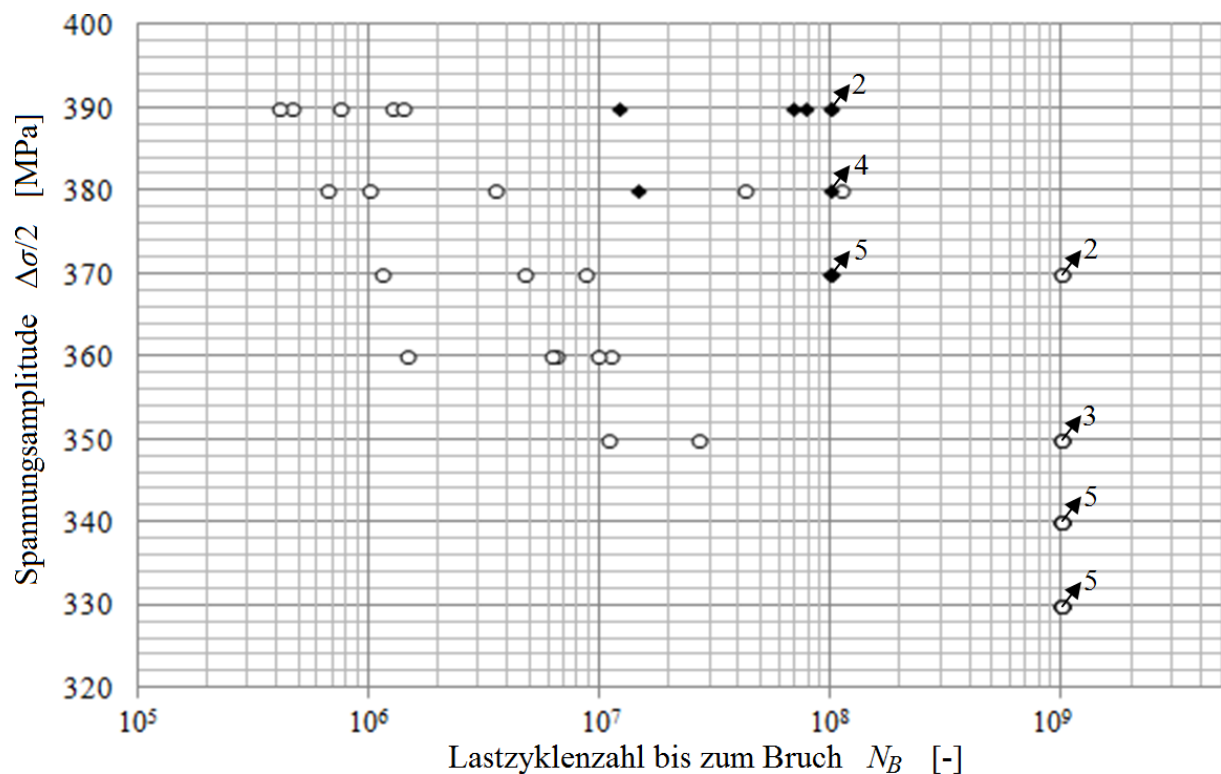


Bild 4.3: Wöhlerdiagramm der Versuchsreihe unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre (schwarz gefüllte Rauten) sowie Wöhlerdiagramm der Referenzversuchsreihe (weiß gefüllte Kreise)

#### 4.1.4 Einfluss der Festigkeit der Ferritphase

Wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben wurde, nimmt die Härte und damit auch die Festigkeit der ferritischen Phase durch die spinodale Entmischung infolge der 475°C-Versprödung deutlich zu. Die Eigenschaften der austenitischen Phase hingegen werden hierdurch nicht beeinflusst. Um den Einfluss der Festigkeit der ferritischen Phase auf das Ermüdungsverhalten des Duplexstahls zu untersuchen, wurden Sanduhrproben für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik (Bild 3.8 c) aus für 100 Stunden bei 475°C geglühtem Stangenmaterial hergestellt und mit einer Prüffrequenz von 20 kHz ermüdet. Die Ermüdungsdaten sind in Bild 4.4 zusammen



mit den Daten der Referenzversuchsreihe dargestellt. Proben, die bis zu einer Lastzyklenzahl von einer Milliarde nicht gebrochen waren, wurden als Durchläufer deklariert und sind im Diagramm mit Pfeilen gekennzeichnet. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der Durchläufer bei der jeweiligen Spannungsamplitude wieder. Unterhalb der Spannungsamplitude von 360 MPa wurden keine Brüche beobachtet. Im Vergleich zu der Referenzversuchsreihe ist dies ein etwas größerer Wert. Die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch stimmen gut mit denen der Referenzversuchsreihe überein. Zwei Brüche wurden bei außergewöhnlich großen Lastzyklenzahlen beobachtet.

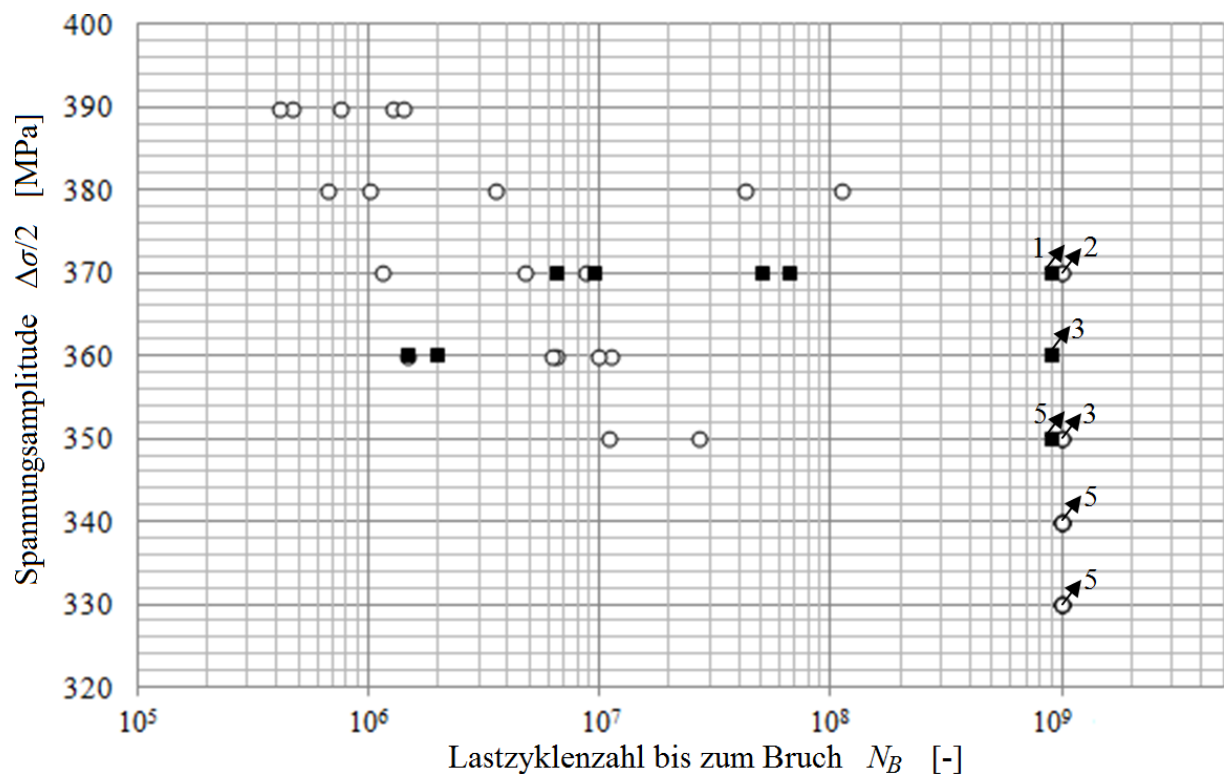


Bild 4.4: Wöhlerdiagramm des für 100 Stunden bei 475°C geglühten Duplexstahls (schwarz gefüllte Quadrate) sowie Wöhlerdiagramm der Referenzversuchsreihe (weiß gefüllte Kreise)

#### 4.1.5 Einfluss oberflächennaher Eigenspannungen I. Art

Um den Einfluss oberflächennaher Eigenspannungen I. Art zu untersuchen, wurden Proben bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz ermüdet, die nach dem Schleifen bis zu einer Körnung von 4  $\mu\text{m}$  nicht elektrolytisch poliert wurden. In Zusammenarbeit mit Fu (2016) wurden an diesen Ermüdungsproben röntgenografisch Eigenspannungen I. Art gemessen, die im Vergleich zu den elektrolytisch polierten Ermüdungsproben in Walzrichtung um etwa 80 MPa und quer zur Walzrichtung um etwa 205 MPa in Richtung Druckeigenspannungen verschoben sind. Die Ermüdungsdaten sind in Bild 4.5 aufgeführt und werden dort den Ermüdungsdaten

der Referenzversuchsreihe gegenübergestellt. Proben, die eine Lastzyklenzahl von einer Milliarde erreichten ohne zu brechen, wurden als Durchläufer deklariert und sind im Diagramm mit Pfeilen gekennzeichnet. Die Zahlen an den Pfeilen geben die Anzahl der Durchläufer bei der jeweiligen Spannungsamplitude wieder. Die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch der rein mechanisch polierten Proben waren bei gleichen Spannungsamplituden deutlich größer im Vergleich zu den Daten der elektrolytisch polierten Proben. Unterhalb von 380 MPa traten keine Brüche auf.

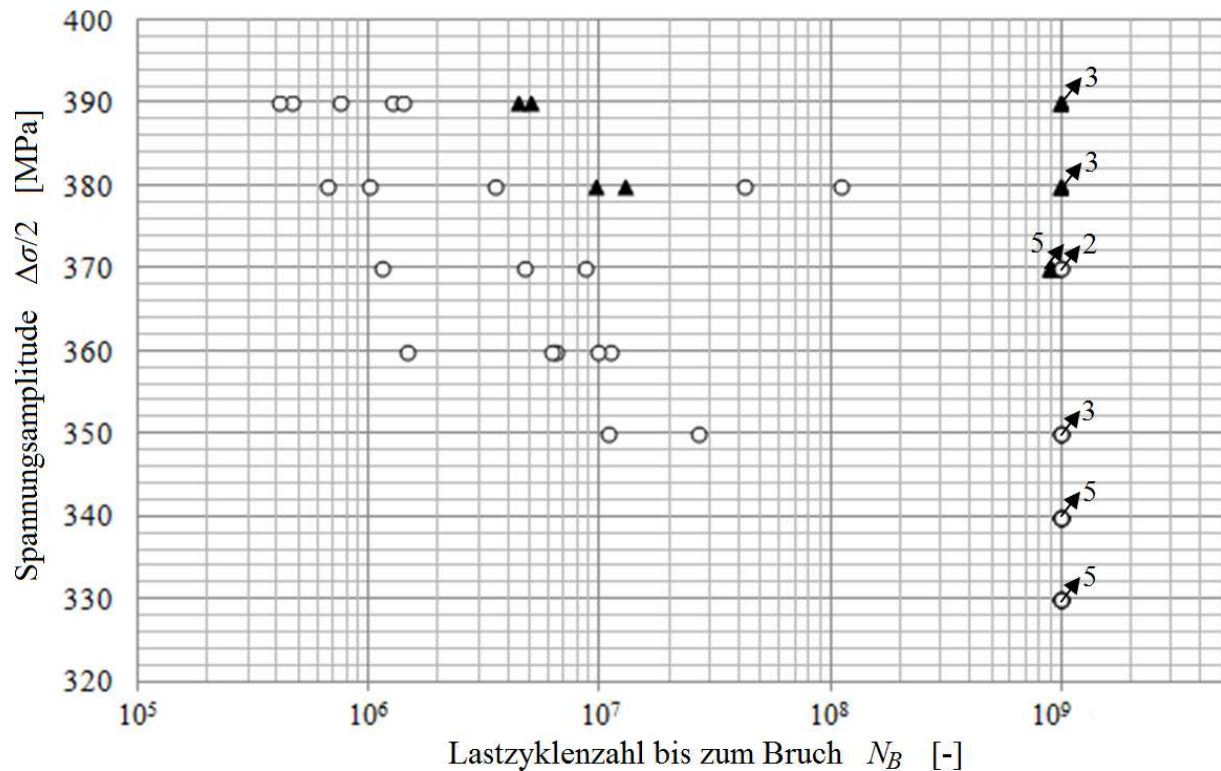


Bild 4.5: Wöhlerdiagramm der mechanisch polierten Sanduhrproben (schwarz gefüllte Dreiecke) sowie Wöhlerdiagramm der Referenzversuchsreihe (weiß gefüllte Kreise)

## 4.2 Wechselverformungsbedingte Entwicklung von plastischen Verformungen und Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene

In diesem Kapitel werden zunächst die Entwicklung der Versetzungsdichte in einzelnen Körnern in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl sowie die im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen beobachteten Versetzungsanordnungen dargestellt. Anschließend wird die mit der Versetzungsbildung verbundene Entwicklung von Gleitbändern und Gleitspuren in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl gezeigt. Darauf folgt die Darstellung der durch plastische Verformungen in Form von Gleitbändern hervorgerufenen Eigenspannungsänderung in einzelnen Körnern in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl. Die Untersuchungen konzentrieren sich auf

Beanspruchungsamplituden nahe der Dauerfestigkeit und sollen den Einfluss auf die Risskeimbildung offenlegen. Die Auswertung der mit hochenergetischen Röntgenbeugungsanalysen (Kapitel 3.3.4) gemeinsam gewonnenen Daten wurde von dem Projektpartner aus der Festkörperphysik der Universität Siegen – Konstantin Istomin – durchgeführt.

#### 4.2.1 Entwicklung der Versetzungsdichte

In Bild 4.6 ist die normierte azimuthal und radial integrierte Intensität  $I_{ar}$  einer Austenit-[131]-Reflektion in Abhängigkeit von der Änderung des Einfallswinkels gegenüber der Ausgangsposition im Experiment  $\Delta\theta$  im unermüdeten Zustand und nach verschiedenen Lastzyklenzahlen bei einer Spannungsamplitude von 380 MPa dargestellt. Die Versuchsdurchführung wurde in Kapitel 3.3.4 beschrieben. Die Reflektionen stammen von einem Korn nahe der Probenoberfläche im höchstbeanspruchten Bereich einer Sanduhrprobe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik. Die Versetzungsdichte  $\rho$  in dem Korn ist proportional zu der quadrierten Halbwertsbreite  $FWHM$  und umgekehrt proportional zu dem quadrierten Burgersvektor  $\vec{b}$  (Kaganer et al. 2005). Die auf die Versetzungsdichte der unermüdeten Probe  $\rho_0$  bezogene relative Versetzungsdichte  $\rho/\rho_0$  in einem Austenitkorn ist in Bild 4.7 in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl dargestellt. Die Versetzungsdichte nimmt mit steigender Lastzyklenzahl bis ungefähr  $10^7$  Lastzyklen kontinuierlich zu und verbleibt danach bis  $10^8$  Lastzyklen in etwa konstant. Dieser Trend wurde in einigen Austenitkörnern beobachtet. Die relativ großen Fehlerbalken resultieren aus den teils unstetigen Verläufen der jeweiligen Kurven.

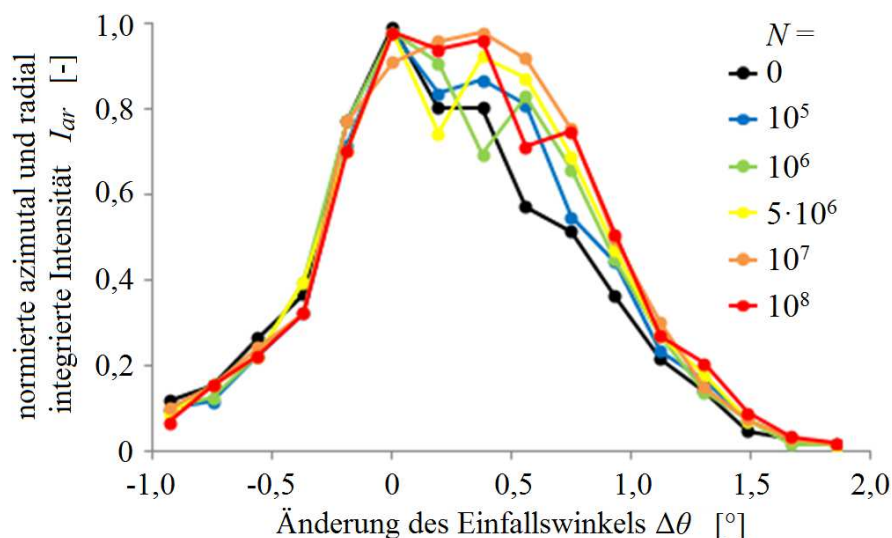


Bild 4.6: Normierte azimuthal und radial integrierte Intensität einer Austenit-[131]-Reflektion in Abhängigkeit von der Änderung des Einfallswinkels nach verschiedenen Lastzyklenzahlen

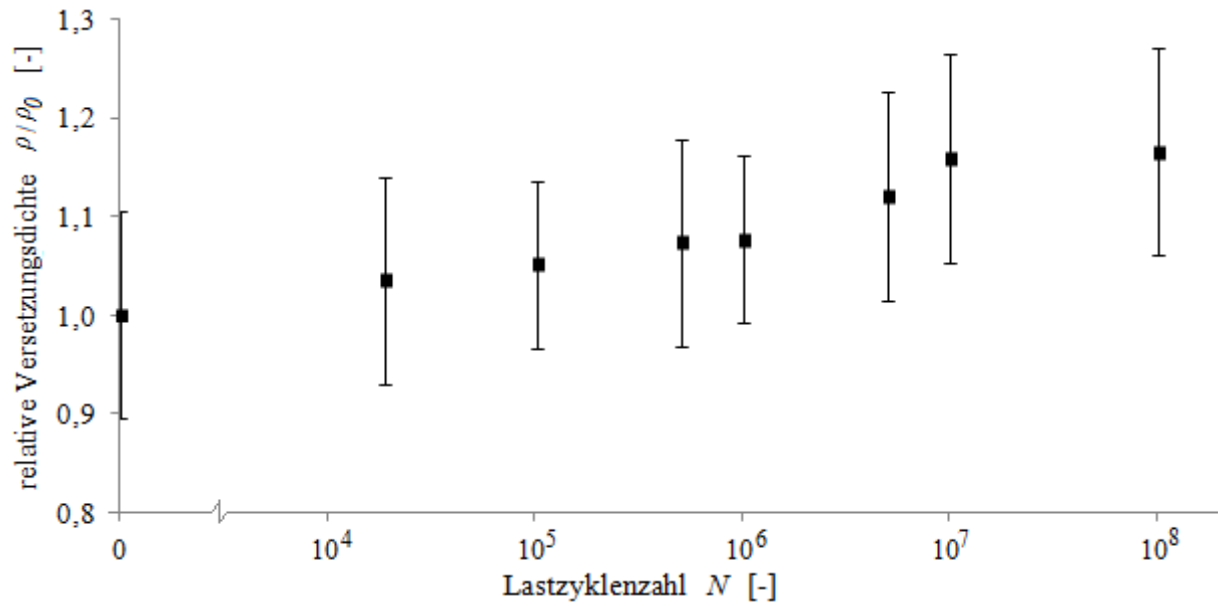


Bild 4.7: Relative Versetzungsdichte in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl

#### 4.2.2 Versetzungsanordnungen im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen

In Bild 4.8 sind sich schneidende Gleitbänder bestehend aus Stapelfehlern und planar angeordneten Versetzungen in einem Austenitkorn aus dem Probeninneren dargestellt. Die Versetzungen werden zum Teil an einer Phasengrenze aufgestaut. In Bild 4.9 sind planar angeordnete Versetzungen in einem Ferritkorn aus dem Probeninneren abgebildet. Darüber hinaus sind einzelne Ausscheidungen zu erkennen. Die Aufnahmen wurden mit einem Transmissionselektronenmikroskop erstellt.

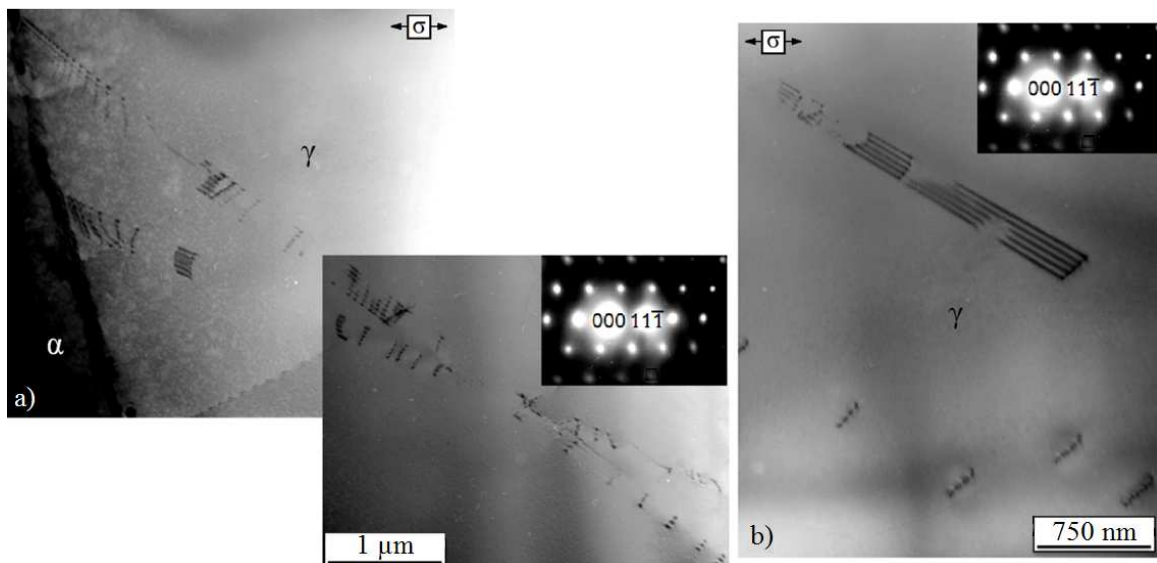


Bild 4.8: Austenit: a) Sich schneidende Gleitbänder bestehend aus Stapelfehlern und planar angeordneten Versetzungen, die sich zum Teil vor einer Phasengrenze aufstauen und b) Gleitbänder bestehend aus Stapelfehlern und Versetzungen (selbes Korn wie in a), ( $\Delta\sigma/2 = 370$  MPa,  $N = 10^9$ )

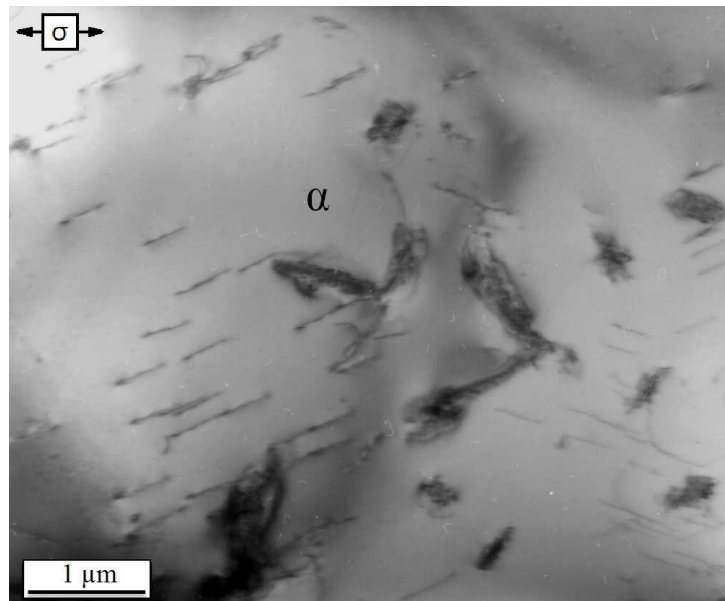


Bild 4.9: Ferrit: Planar angeordnete Versetzungen und Ausscheidungen ( $\Delta\sigma/2 = 370 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^9$ )

Die TEM-Proben wurden aus Ermüdungsproben entnommen, die bei einer Spannungsamplitude von jeweils 370 MPa nach einer Milliarde Lastzyklen nicht gebrochen waren. Die dargestellten Versetzungsanordnungen und -dichten wurden in einigen Austenitkörnern beobachtet, jedoch nur in sehr wenigen Ferritkörnern. In Bild 4.10 sind Zellanordnungen von Versetzungen in einem Ferritkorn an der Probenoberfläche an einer Rissinitiationsstelle nach  $10^7$  Lastzyklen bei einer Spannungsamplitude von 365 MPa zu erkennen. Die Aufnahme wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop und einem BSE-Detektor erstellt.

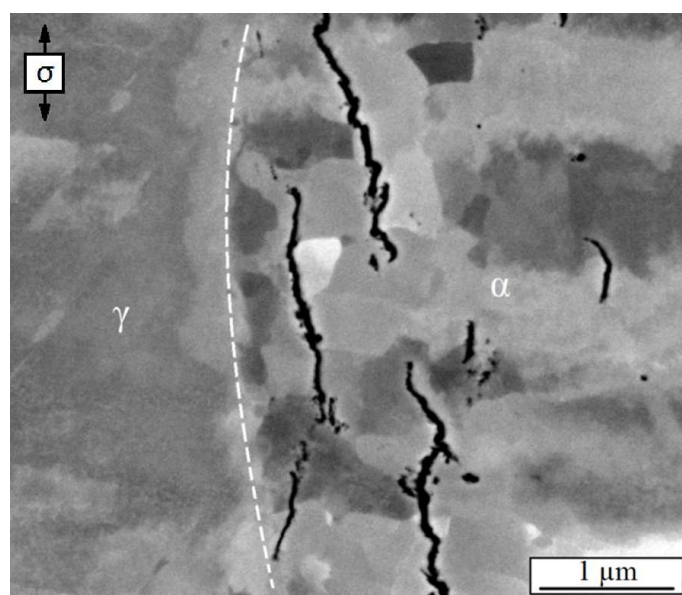
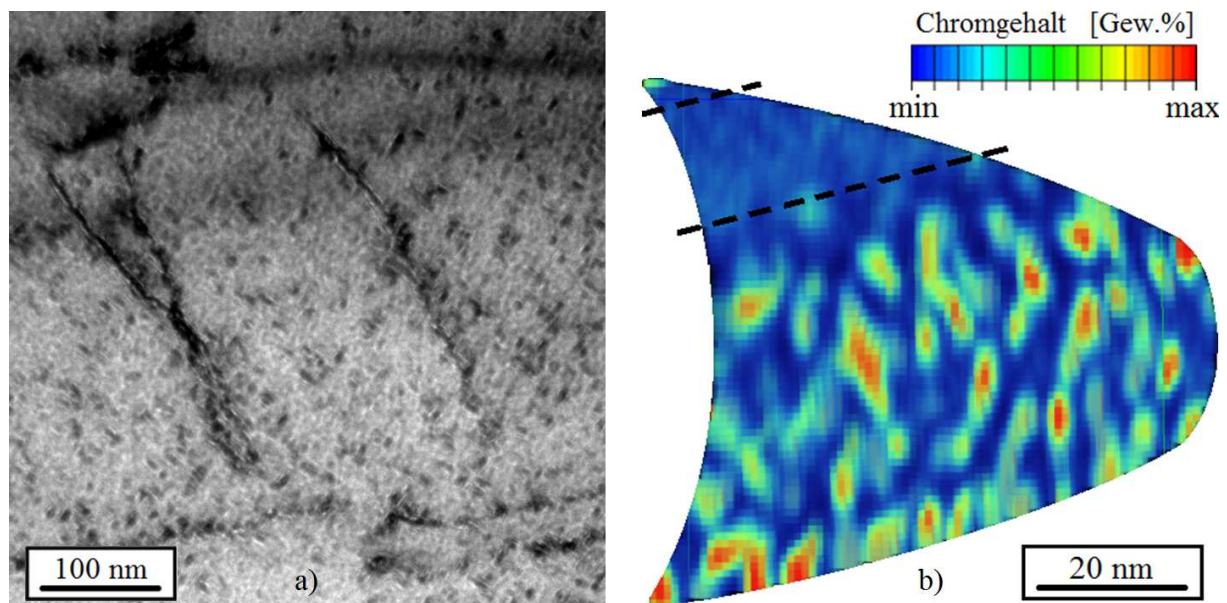


Bild 4.10: Ferrit: Zellanordnung von Versetzungen an einem Rissentstehungsort ( $\Delta\sigma/2 = 365 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^7$ )

Darüber hinaus sind in Bild 4.11 a planar angeordnete Versetzungen in einem spinodal entmischten Ferritkorn aus dem Probeninneren in einer TEM-Aufnahme dargestellt. Die Probe wurde bei einer Spannungsamplitude von 360 MPa bis  $10^9$  Lastzyklen ermüdet. Die chromreiche  $\alpha'$ -Phase ist feinverteilt und als dunkle Punkte zu erkennen. In Bild 4.11 b ist die Chromverteilung in einem Materialvolumen dargestellt, welches mit Hilfe der FIB-Technik aus einem spinodal entmischten Ferritkorn von der Probenoberfläche entnommen wurde. Diese Probe wurde ebenfalls bis  $10^9$  Lastzyklen ermüdet. An der Entnahmestelle des Materialvolumens war eine Gleitspur zu erkennen. Ziel der Untersuchung war es, die Wechselwirkung zwischen der feinverteilten chromreichen  $\alpha'$ -Phase und der zyklischen Versetzungsbewegung offenzulegen. Die in Bild 4.11 b dargestellte Aufnahme wurden von dem Projektpartner vom Laborbereich Materialdesign und Werkstoffzuverlässigkeit der Hochschule Osnabrück – Ulrich Krupp – mit Hilfe der Atomsondentomografie-Technik erstellt. Die rot dargestellten Bereiche zeigen die feinverteilten chromreichen  $\alpha'$ -Ausscheidungen. Zwischen den beiden gestrichelten Linien sind keine  $\alpha'$ -Ausscheidungen zu erkennen.



*Bild 4.11: Spinodal entmischter Ferrit: a) Planar angeordnete Versetzungen im Probeninneren und b) Chromverteilung in Materialvolumen, welches an der Probenoberfläche an der Stelle einer Gleitspur entnommen wurde (jeweils  $N = 10^9$ )*

### 4.2.3 Entwicklung von Gleitbändern und Gleitspuren

In Bild 4.12 ist die Oberfläche einer Probe, die bei einer Spannungsamplitude von 340 MPa ermüdet wurde, nach verschiedenen Lastzyklenzahlen abgebildet. Bereits nach  $2 \times 10^4$  Lastzyklen sind in einigen Austenitkörnern deutliche Gleitspuren entstanden. Darüber hinaus wurde an dem Schnittpunkt zwischen einer Gleitspur und einer Phasengrenze in einem Ferritkorn

nach  $10^5$  Lastzyklen ein transkristalliner Risskeim gebildet. Die Stelle ist mit einem Pfeil gekennzeichnet. Die Aufnahmen wurden mit einem konfokalen Laser-Rastermikroskop erstellt. Daher konnte das Höhenprofil der Gleitspuren analysiert werden. In Bild 4.13 wird das Rauigkeitsprofil entlang der in Bild 4.12 bei  $5 \times 10^8$  Lastzyklen dargestellten weißen, gestrichelten Linie wiedergegeben.

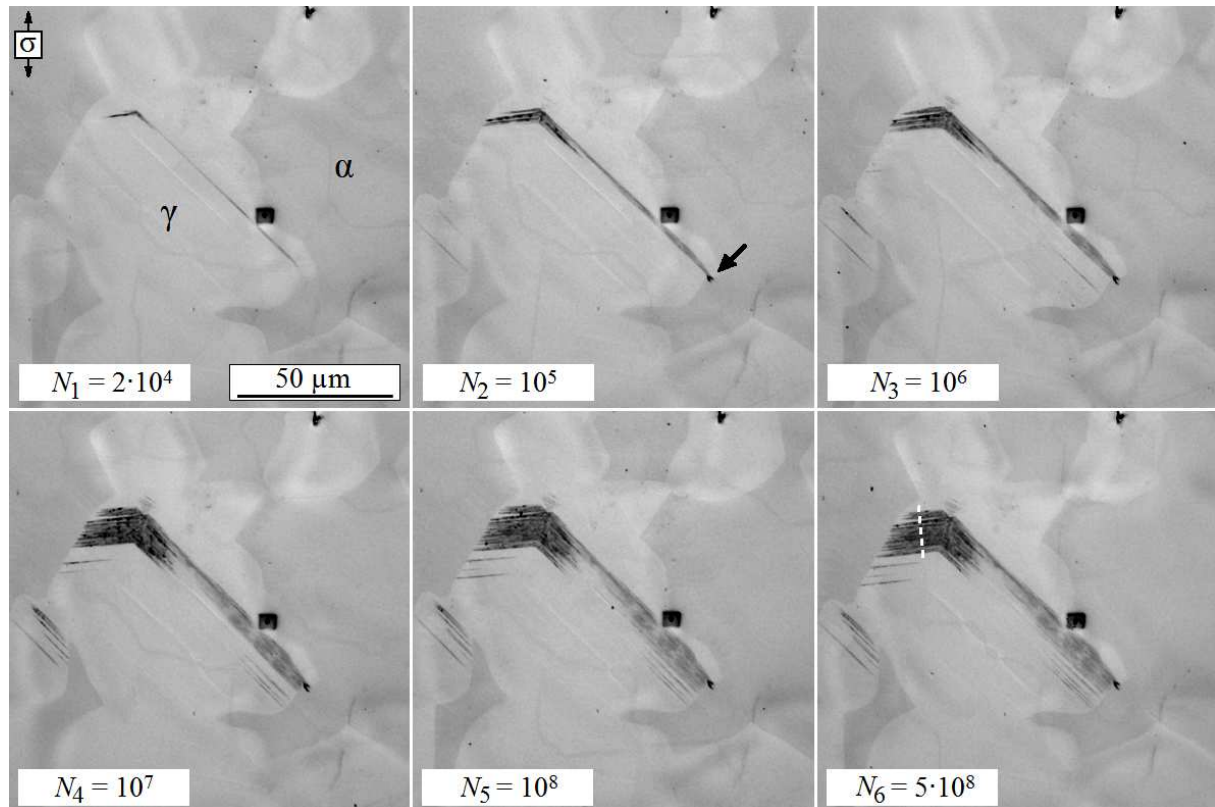


Bild 4.12: Entwicklung von Gleitspuren in Austenitkörnern (helle Bereiche) in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl und Risskeimbildung ( $N_2 = 10^5$ , Pfeil) im Ferrit (dunkle Bereiche) ( $\Delta\sigma/2 = 340$  MPa)

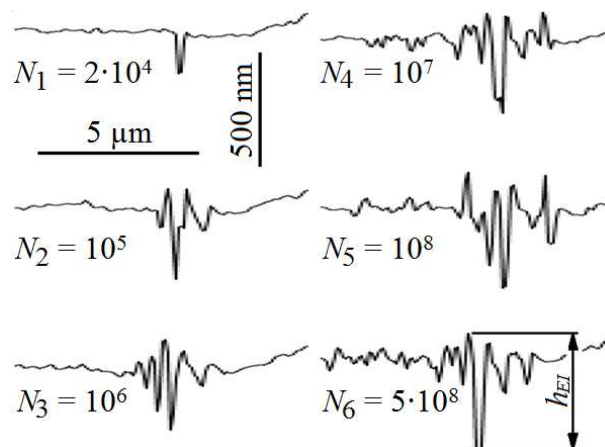


Bild 4.13: Entwicklung des Rauigkeitsprofils in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl entlang der weiß gestrichelten Linie in Bild 4.12

Die Breite der Gleitspuranhäufung  $b_{GSA}$  und die Höhe eines Extrusions-Intrusions-Paars  $h_{EI}$  entlang dieser Linie sind in Bild 4.14 in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl dargestellt. Beide Werte nehmen mit steigender Lastzyklenzahl zu und streben einen Sättigungswert an. Das Erreichen des Sättigungswertes erfolgt im Falle der Höhe  $h_{EI}$  bei einer Lastzyklenzahl von etwa  $10^5$  und im Falle der Breite  $b_{GSA}$  bei einer Lastzyklenzahl von ungefähr  $10^8$ .

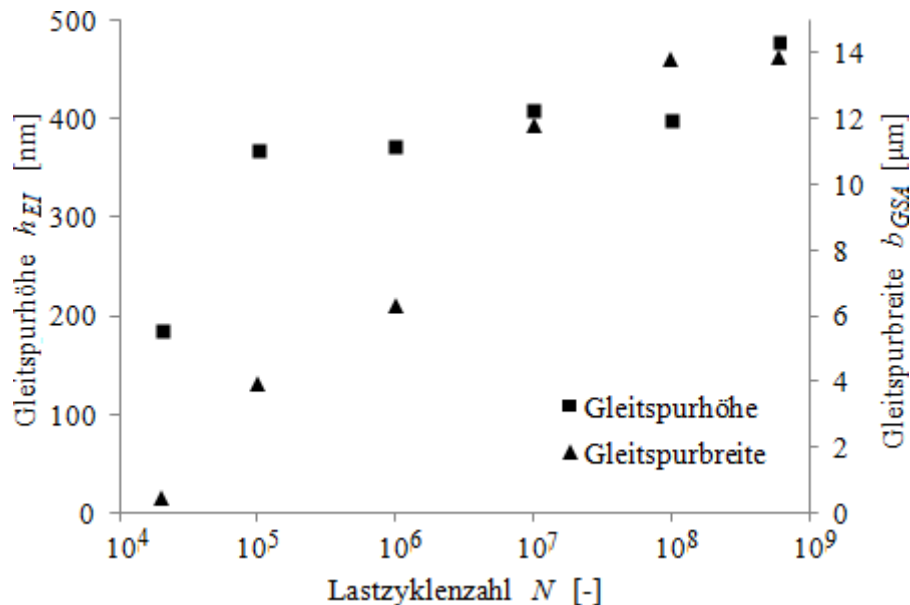


Bild 4.14: Entwicklung der Höhe eines Extrusions-Intrusions-Paars und Breite einer Gleitspuranhäufung entlang der weißen gestrichelten Linie in Bild 4.12 in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl

In Bild 4.15 ist die azimuthal und radial integrierte Intensität  $I_{ar}$  einer Ferrit-[020]-Reflektion von einem Korn nahe der Probenoberfläche nach einer Milliarde Lastzyklen bei einer Spannungsamplitude von 380 MPa über dem Drehwinkel  $\psi$  aufgetragen. Die Versuchsdurchführung wurde in Kapitel 3.3.4 beschrieben. Die einzelnen Messpunkte sind entsprechend einer Lorentzfunktion verteilt. Die in Bild 4.16 dargestellten Datenpunkte stammen von einer Austenit-[131]-Reflektion eines Korns nahe der Oberfläche der gleichen Ermüdungsprobe. Die dargestellte Verteilungsfunktion weist zwei Maxima auf und ist vermutlich durch die Überlagerung dreier einzelner Lorentzfunktionen entstanden, d.h. es gibt in dem untersuchten Korn offensichtlich drei Bereiche mit jeweils einer einheitlichen kristallografischen Orientierung. Die Orientierungsunterschiede resultieren offenbar aus einer Rotation von Gitterebenen aufgrund der Bildung von Gleitbändern infolge der Wechselverformung.



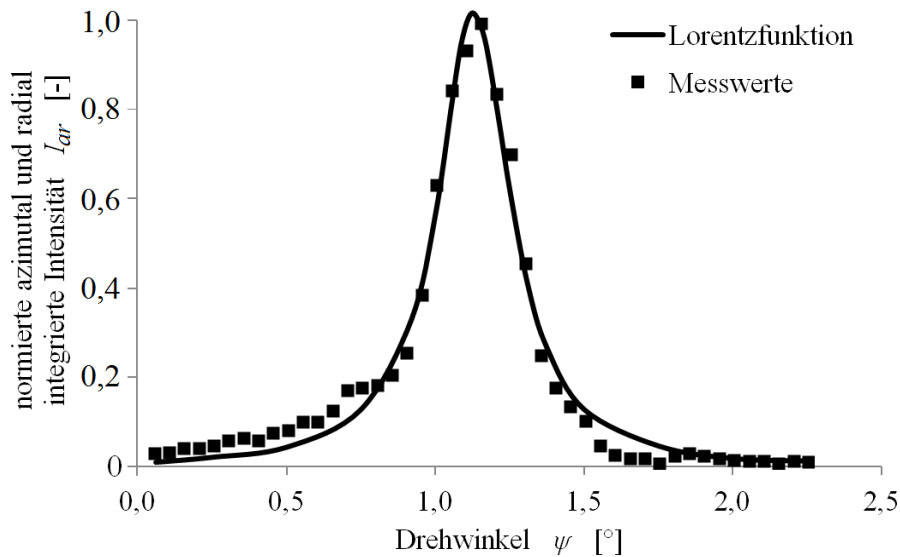


Bild 4.15: Azimutal und radial integrierte Intensität  $I_{ar}$  einer einzelnen Ferrit-[020]-Reflektion in Abhängigkeit von dem Drehwinkel  $\psi$  nach  $10^9$  Lastzyklen

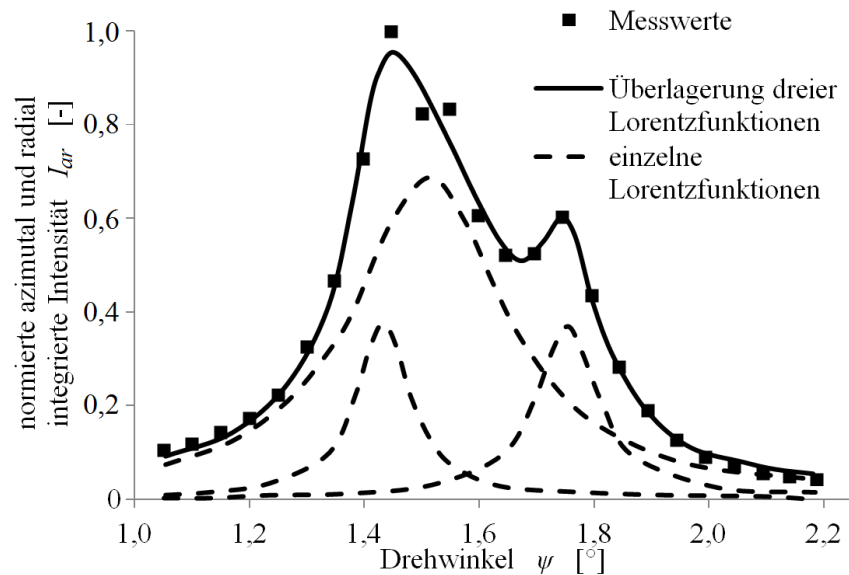


Bild 4.16: Normierte azimutal und radial integrierte Intensität  $I_{ar}$  einer einzelnen Austenit-[131]-Reflektion in Abhängigkeit von dem Drehwinkel  $\psi$  nach  $10^9$  Lastzyklen

Die relative Häufigkeit  $h_n$  der Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima in Abhängigkeit vom vertikalen Abstand zum Probenzentrum ist in Bild 4.17 dargestellt. Darüber hinaus ist die Häufigkeit im Probenzentrum in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl aufgetragen. Zur Generierung dieser Daten wurden drei unterschiedliche Proben untersucht, die bis  $10^9$ ,  $10^7$  bzw.  $10^5$  Lastzyklen bei einer Spannungsamplitude von 380 MPa ermüdet wurden. Zusätzlich wurde eine Probe untersucht, die nicht ermüdet wurde. Der Verlauf der Amplitude der von Mises Vergleichsspannung, der mit Hilfe einer FE-Fußpunktanregung für den Resonanzfall bestimmt wurde (siehe Bild 3.12), wird in Ab-

hängigkeit des vertikalen Abstands zum Probenzentrum ebenfalls in Bild 4.17 wiedergegeben. Die relative Häufigkeit der Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima korreliert mit der Höhe der Spannungsamplitude – je höher die Spannungsamplitude, desto größer die relative Häufigkeit. Des Weiteren nimmt die im Probenzentrum ermittelte relative Häufigkeit der Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima bis  $10^7$  Lastzyklen stetig zu und verbleibt anschließend bis zu einer Milliarde Lastzyklen in etwa konstant. In Bild 4.18 ist die Häufigkeit der Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima sowie der Verlauf der Amplitude der von Mises Vergleichsspannung in Abhängigkeit vom horizontalen Abstand zum Probenzentrum dargestellt. Auch hier wird der Zusammenhang zwischen der Höhe der Spannungsamplitude und der relativen Häufigkeit der Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima deutlich.

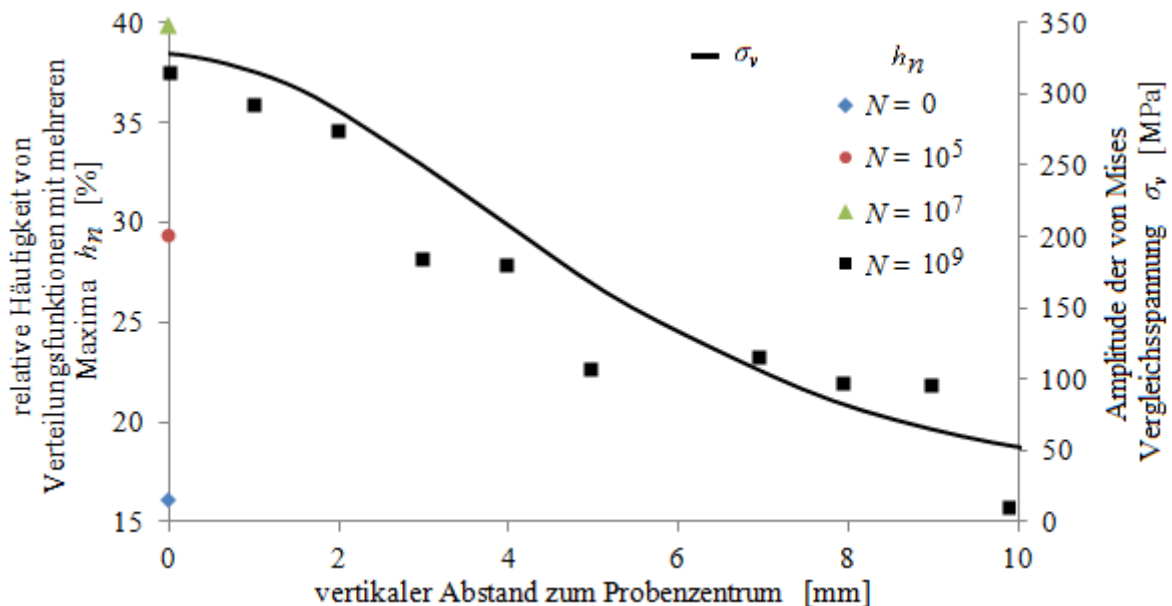


Bild 4.17: Datenpunkte: Relative Häufigkeit von Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflektionen mit mehreren Maxima in Abhängigkeit vom vertikalen Abstand zum Probenzentrum nach  $10^9$  Lastzyklen sowie im Probenzentrum in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl, Linie: Simulierte Amplitude der von Mises Vergleichsspannung

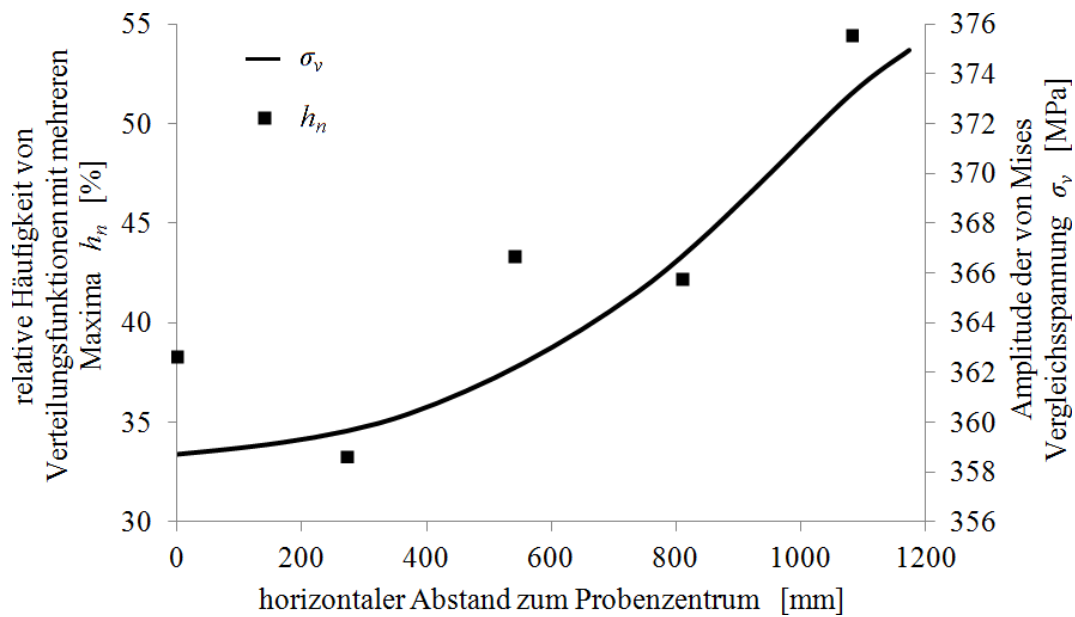


Bild 4.18: Datenpunkte: Relative Häufigkeit von Verteilungsfunktionen von Austenit-[131]-Reflexionen mit mehreren Maxima in Abhängigkeit vom horizontalen Abstand zum Probenzentrum nach  $10^9$  Lastzyklen, Linie: Simulierte Amplitude der von Mises Vergleichsspannung

#### 4.2.4 Entwicklung von Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene

In Bild 4.19, Bild 4.20 und Bild 4.21 sind auf den Gitterebenenabstand im unermüdeten Zustand  $d_0$  bezogene Änderungen elastischer Normaldehnungen  $(d-d_0)/d_0$  in jeweils einem einzelnen Korn in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl dargestellt. Die Spannungsamplitude des Ermüdungsversuchs betrug 380 MPa. Die Versuchsdurchführung ist in Kapitel 3.3.4 beschrieben. Die Änderung der elastischen Normaldehnung in einem Austenitkorn ist in Bild 4.19 dargestellt. Die Gitterebenenabstände wurden anhand einer [040]-Reflexion ermittelt. Mit steigender Lastzyklenzahl zeigt sich keine nennenswerte Änderung der elastischen Normaldehnung (siehe Trendlinie in Bild 4.19). Dieser Trend der Änderung der elastischen Normaldehnung wurde in 7 von 10 Austenit- und 7 von 25 Ferritkörnern beobachtet. Des Weiteren ist in Bild 4.20 die Änderung der Normaldehnung in einem Ferritkorn abgebildet. In diesem Fall wurden die Gitterebenenabstände anhand einer [031]-Reflexion ermittelt. Bis zu einer Lastzyklenzahl von etwa  $10^5$  blieb die elastische Normaldehnung konstant. Anschließend wurden die Gitterebenenabstände kontinuierlich mit steigender Lastzyklenzahl kleiner (siehe Trendlinie in Bild 4.20). Dieser Trend der Änderung der elastischen Normaldehnung wurde in 3 von 10 Austenit- und 4 von 25 Ferritkörnern beobachtet. Darüber hinaus ist die Änderung der elastischen Normaldehnung in einem anderen Ferritkorn in Bild 4.21 dargestellt. Die Gitterebenenabstände wurden ebenfalls anhand einer [031]-Reflexion ermittelt. Bis etwa  $5 \times 10^5$  Lastzyklen nahmen die Gitterebenenabstände kontinuierlich mit der Lastzyklen-

zahl zu. Danach wurden sie jedoch kontinuierlich mit steigender Lastzyklenzahl etwas kleiner (siehe Trendlinien in Bild 4.21). Dieser Trend der Änderung der elastischen Normaldehnung wurde in 14 von 25 Ferritkörnern beobachtet.

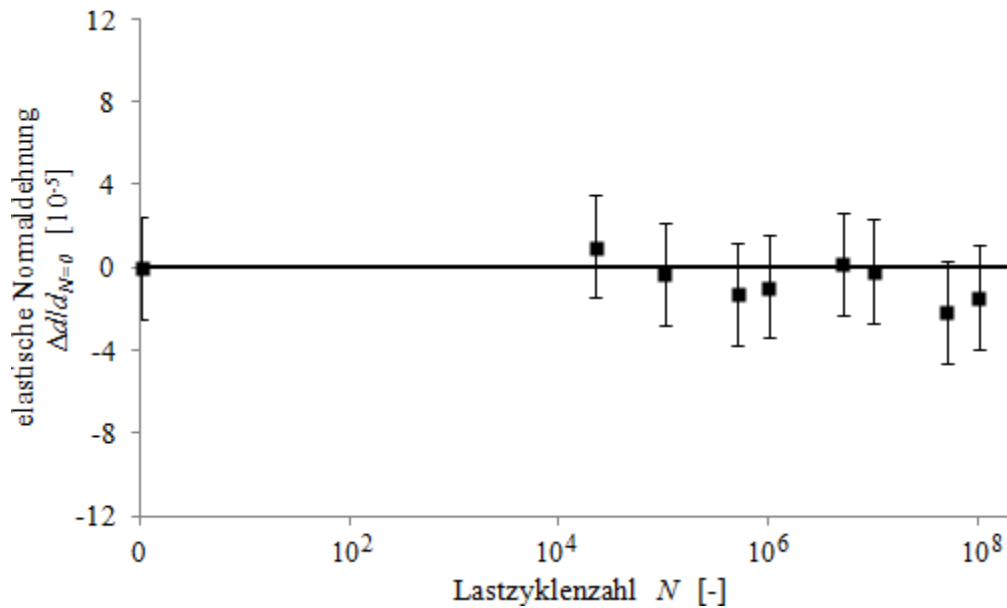


Bild 4.19: Auf den Gitterebenenabstand im unermüdeten Zustand bezogene Änderung der elastischen Normaldehnung in einem einzelnen Korn in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl anhand der Veränderung einer Austenit-[040]-Reflektion

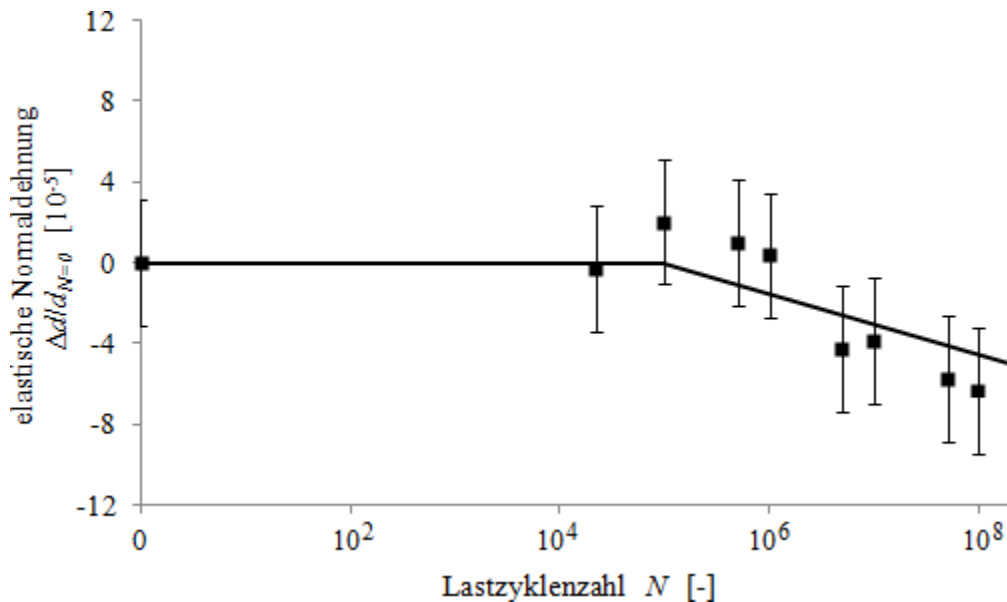


Bild 4.20: Auf den Gitterebenenabstand im unermüdeten Zustand bezogene Änderung der elastischen Normaldehnung in einem einzelnen Korn in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl anhand der Veränderung einer Ferrit-[031]-Reflektion

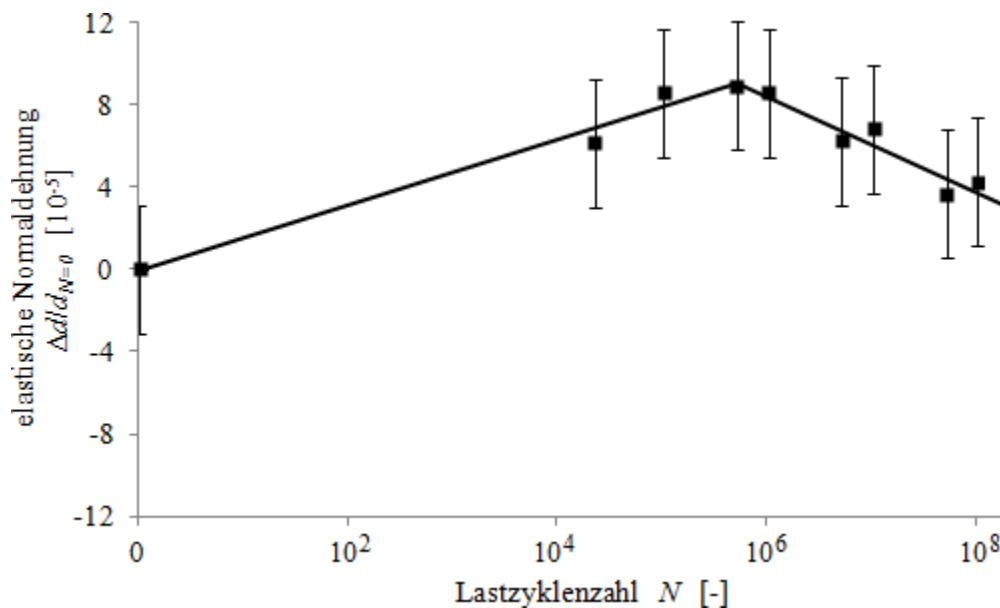


Bild 4.21: *Auf den Gitterebenenabstand im unermüdeten Zustand bezogene Änderung der elastischen Normaldehnung in einem einzelnen Korn in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl anhand der Veränderung einer Ferrit-[031]-Reflektion*

### 4.3 Riskeimbildung

In diesem Kapitel werden die in dem untersuchten Duplexstahl bei niedrigen Spannungsamplituden beobachteten Mechanismen der Riskeimbildung dargestellt. Darüber hinaus wird der Einfluss von Korn- und Phasengrenzen auf diese Phase der Ermüdung wiedergegeben.

#### 4.3.1 Mechanismen der Riskeimbildung

Bild 4.22 a zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer nicht gebrochenen Probe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik nach einer Milliarde Lastzyklen, die bei einer Spannungsamplitude von 380 MPa ermüdet wurde. Lediglich in dem eingekreisten Bereich der dargestellten Mikrostruktur haben sich Gleitspuren gebildet. Diese starke Lokalisierung der Ermüdungsschädigung in wenigen Körnern wurde an der Oberfläche aller nicht gebrochenen Ermüdungsproben bei den in dieser Arbeit untersuchten niedrigen Beanspruchungsamplituden beobachtet. Bild 4.22 b zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Detailaufnahme der in Bild 4.22 a eingekreisten Mikrostruktur. In dem dargestellten Austenitkorn haben sich stark ausgeprägte Gleitspuren gebildet. Eine Analyse der mit Hilfe der automatisierten EBSD-Technik gewonnenen Orientierungsdaten dieses Kornes zeigt, dass die Gleitspuren an Schnittlinien zwischen  $\{111\}$ -Gleitebenen und der Probenoberfläche entstanden. Mögliche Gleitspuren der  $\{111\}$ -Gleitebenen sind in einem Kreis eingezeichnet.

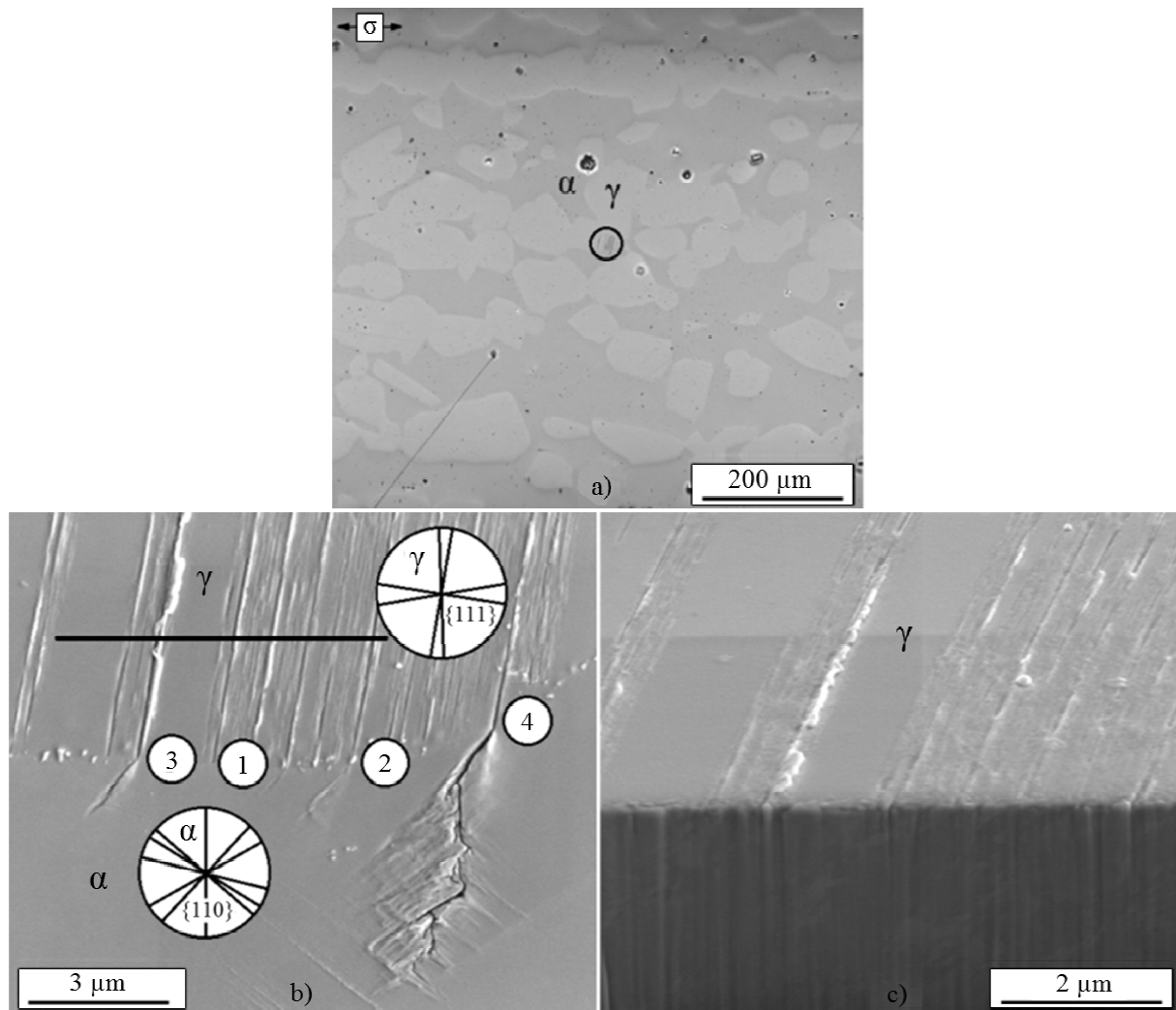
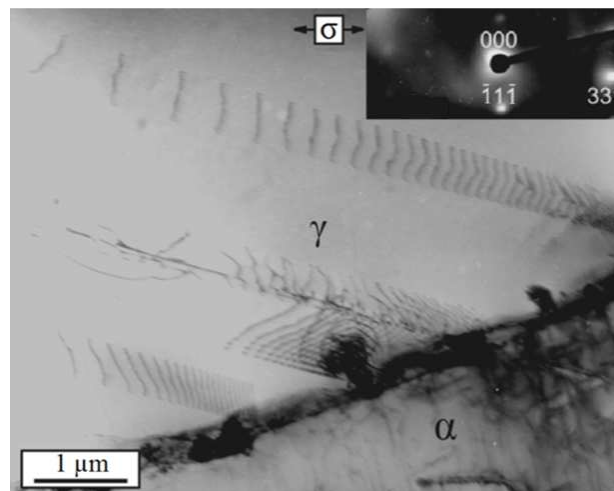


Bild 4.22: a) Oberfläche einer Durchläuferprobe ( $\Delta\sigma/2 = 380 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^9$ ), b) Detail-Aufnahme der eingekreisten Mikrostruktur in Bild 4.22 a (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren), c) geneigte Aufnahme eines FIB-Schnittes entlang der horizontalen Linie in Bild 4.22 b

In unterschiedlichen Austenitkörnern wurden mit einem fokussierten Ionenstrahl (FIB) an stark ausgeprägten Gleitspuren Schnitte senkrecht zur Probenoberfläche erstellt. Hochaufgelöste rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Schnitte zeigten, dass sich stark ausgeprägte Extrusionen und Intrusionen in einigen Austenitkörnern bilden. Es wurde jedoch nicht beobachtet, dass Ermüdungsrisse an Austenitgleitspuren initiieren, die sich unter den in dieser Arbeit aufbrachten relativ niedrigen Beanspruchungsamplituden bilden. Bild 4.22 c zeigt exemplarisch eine solche Schnittfläche senkrecht zur Probenoberfläche entlang der horizontalen Linie in Bild 4.22 b. Die Probe wurde um  $52^\circ$  zur Horizontalen gekippt. Es sind keinerlei Risskeime erkennbar. An der Schnittstelle einiger der in Bild 4.22 b dargestellten Austenitgleitspuren mit der Phasengrenze zu dem benachbarten Ferritkorn sind einige relativ kurze Gleitspuren und Risskeime in dem Ferritkorn zu erkennen. An Position ① und ② haben sich

in dem dargestellten Ferritkorn kurze Gleitspuren an Schnittlinien zwischen  $\{110\}$ -Gleitebenen und der Probenoberfläche gebildet. Dabei ist die Gleitspur an Position ② etwas stärker ausgeprägt als die Gleitspur an Position ①. An Position ③ und ④ haben sich an den Schnittlinien zwischen  $\{110\}$ -Gleitebenen und der Probenoberfläche transkristalline Risskeime gebildet. Der Ermüdungsriss an Position ④ ist nach einer Länge von etwa  $1,5 \mu\text{m}$  alternierend auf verschiedenen  $\{110\}$ -Gleitebenen bis zu einer Länge von etwa  $6 \mu\text{m}$  weiter gewachsen. Mögliche Gleitspuren der  $\{110\}$ -Gleitebenen sind in einem Kreis eingezeichnet. Der Riss ist inmitten des Ferritkorns stehengeblieben und bis zu einer Milliarde Lastzyklen nicht weiter gewachsen.

In Bild 4.23 sind planar angeordnete Versetzungen in einem Austenitkorn im Probeninneren einer nach einer Milliarde Lastzyklen bei einer Spannungsamplitude von  $370 \text{ MPa}$  nicht gebrochenen Ermüdungsprobe dargestellt. Die Versetzungen wurden an einer Phasengrenze aufgestaut. In dem benachbarten Ferritkorn ist im Bereich der Schnittstellen zwischen den Austenitgleitbändern und der Phasengrenze eine erhöhte Versetzungsdichte zu erkennen. Die Aufnahme wurde mit einem Transmissionselektronenmikroskop erstellt.



*Bild 4.23: TEM-Aufnahme von Austenitgleitbändern, die an einer Phasengrenze aufgestaut wurden und erhöhte Versetzungsdichte in einem benachbarten Ferritkorn im Bereich der Schnittpunkte zwischen den Austenitgleitbändern und einer Phasengrenze ( $\Delta\sigma/2 = 370 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^9$ )*

In Bild 4.24 a bis c sind exemplarisch Risskeime dargestellt, welche die in dem untersuchten Duplexstahl bei niedrigen Beanspruchungsamplituden und einer Prüffrequenz von etwa  $20 \text{ kHz}$  überwiegend beobachteten Mechanismen der Risskeimbildung zeigen. Die in Bild 4.24 a und b dargestellten transkristallinen Risskeime sind offensichtlich nach dem gleichen Mechanismus entstanden wie die in Bild 4.22 b gezeigten Risskeime. Im Anschluss an

ihre Entstehung sind die in Bild 4.24 b dargestellten transkristallinen Risskeime teilweise zusammengewachsen und haben somit einen interkristallinen Riss gebildet. Eine Analyse der kristallografischen Orientierungen zeigte, dass die Schmidfaktoren der aktivierten Austenit- und Ferrit-Gleitsysteme verhältnismäßig groß sind. Darüber hinaus ist in Bild 4.24 c ein Ermüdungsriss dargestellt, der offenbar durch ein sprödes Aufreißen der dargestellten Phasengrenze entstanden ist. Dies könnte in einer hohen Phasengrenznormalspannung begründet liegen, welche durch die sich an der Phasengrenze aufstauenden Austenitgleitbänder hervorgerufen wurde. Im Gegensatz zu den in Bild 4.24 a und b dargestellten Risskeimen ist in Bild 4.24 c keine nennenswerte plastische Verformung in dem an die Phasengrenze angrenzenden Ferritkorn zu beobachten.

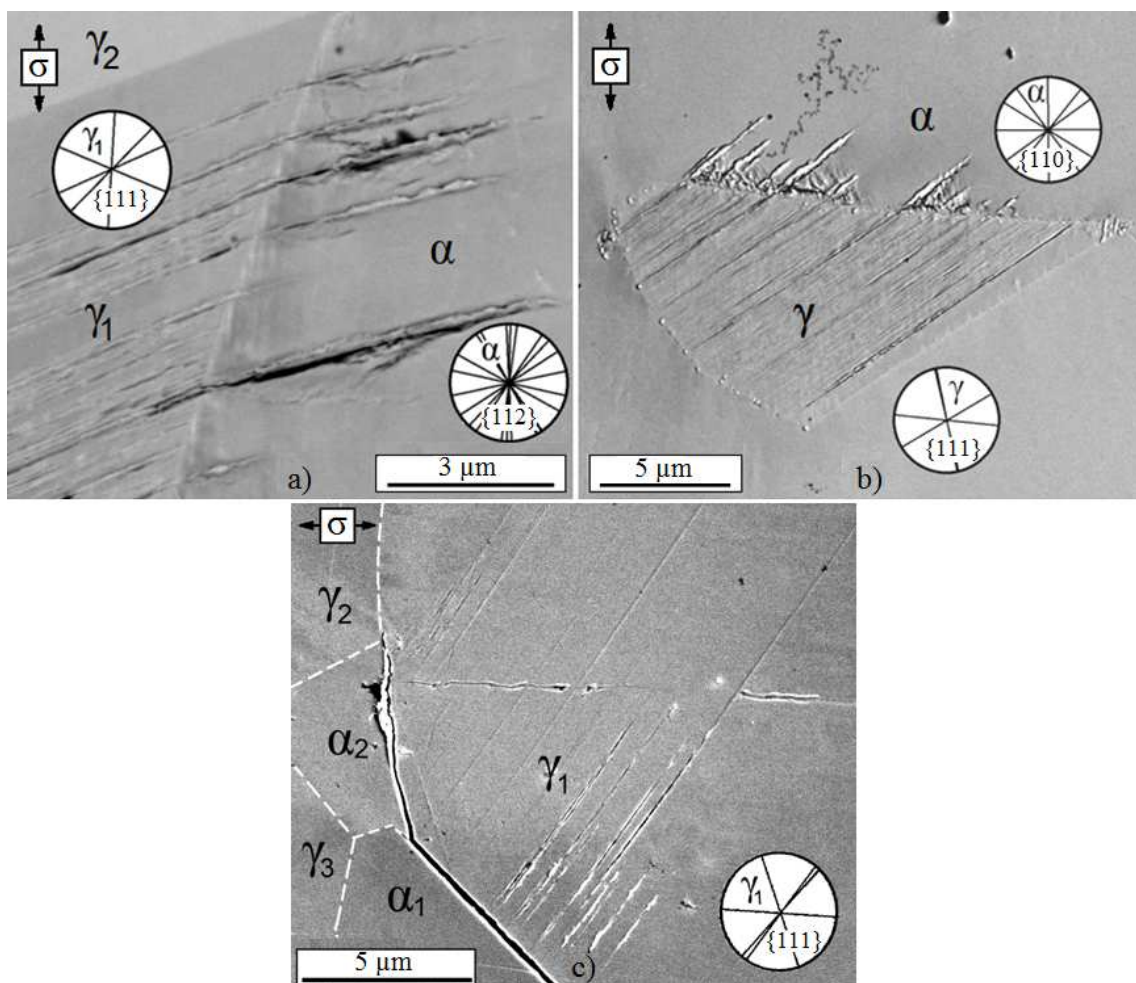
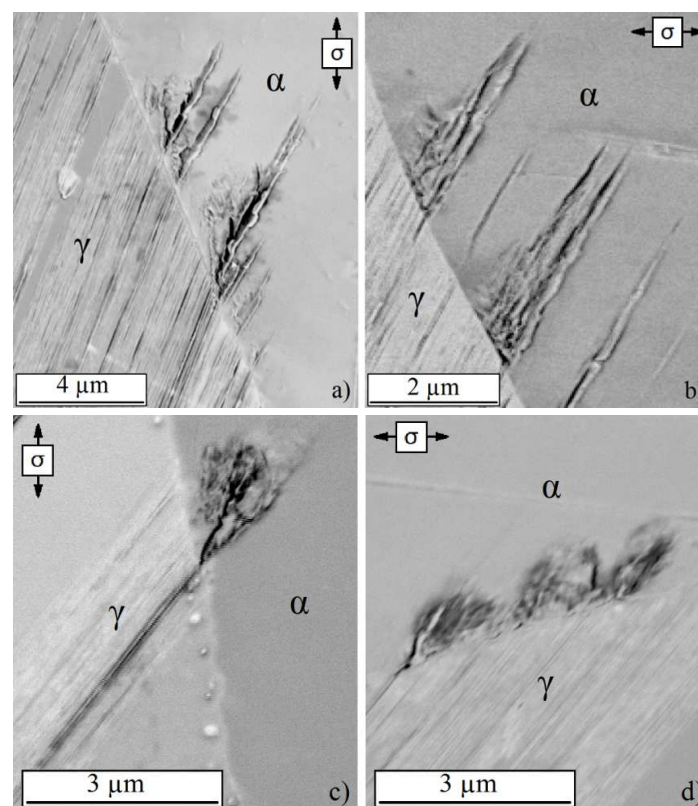


Bild 4.24: Vorrangig beobachtete Mechanismen der Risskeimbildung: a) Trans- und b) interkristalline Risskeimbildung an Ferritgleitspuren sowie c) interkristalline Risskeimbildung durch sprödes Aufreißen einer Phasengrenze (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren)



Neben den bereits beschriebenen, vorrangig beobachteten Mechanismen der Risskeimbildung wurden in wenigen Fällen auch weitere Mechanismen der Risskeimbildung beobachtet. Vereinzelt wurde transkristalline Risskeimbildung inmitten von Ferritkörnern ohne ein Einwirken von Gleitbändern in benachbarten Austenitkörnern festgestellt. Darüber hinaus wurde in einem Fall Risskeimbildung an einem Titancarbonitrid-Einschluss an der Probenoberfläche beobachtet. Fraktografische Untersuchungen aller gebrochenen Ermüdungsproben zeigten, dass alle Ermüdungsrisskeime in den Versuchsreihen dieser Arbeit an der Probenoberfläche entstanden.

Im Rahmen der Versuchsreihe, die bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre durchgeführt wurde, war zu beobachten, dass die grundsätzlichen Mechanismen der Risskeimbildung unverändert gegenüber der Versuchsreihe in Laborluftatmosphäre blieben (Bild 4.25 a und b). Gleiches gilt für die Versuchsreihe mit der Prüffrequenz von 30 Hz in Laborluftatmosphäre (Bild 4.25 c und d). Im Rahmen der Versuchsreihe des über 100 Stunden bei 475°C geglühten Duplexstahls wurde beobachtet, dass sich Ermüdungsrisskeime überwiegend an Titancarbonitrid-Einschlüssen in der Ferritphase bilden (Bild 4.26).



*Bild 4.25: Gegenüber der Referenzversuchsreihe unveränderte Mechanismen der Risskeimbildung: a) und b) bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre sowie c) und d) bei einer Prüffrequenz von 30 Hz in Laborluftatmosphäre*

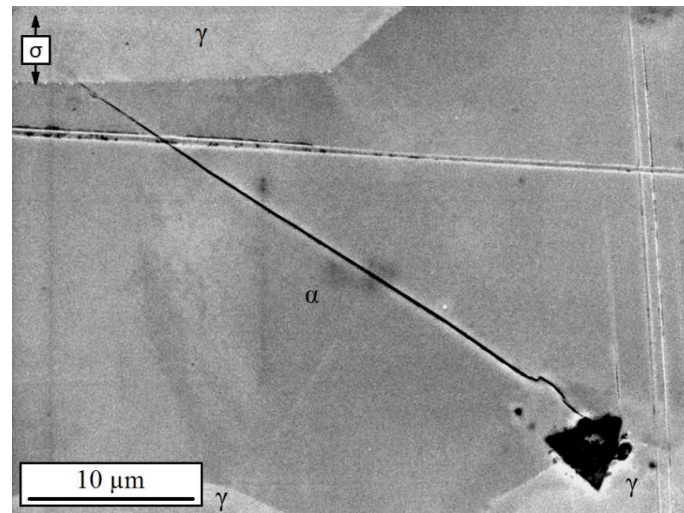


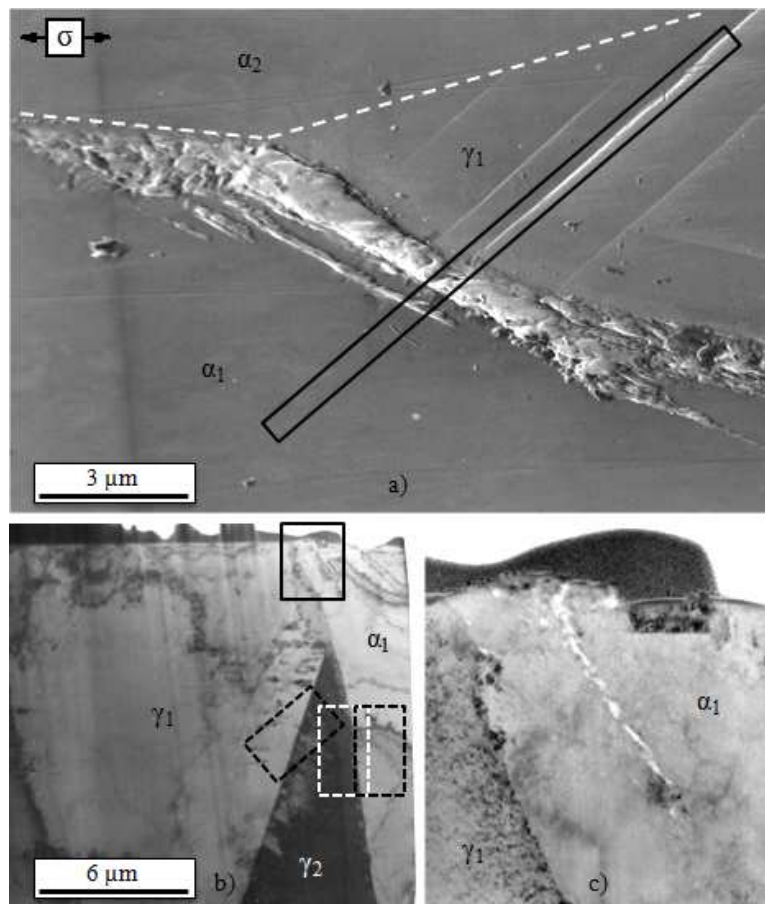
Bild 4.26: Ermüdungsrissinitiierung an Titancarbonitrid-Einschluss ( $\Delta\sigma/2 = 360$ ,  $N = 10^9$ )

#### 4.3.2 Einfluss von Korn- und Phasengrenzen auf die Riskeimbildung

In Bild 4.27 a ist die Oberfläche einer Probe nach  $2 \cdot 10^6$  Lastzyklen dargestellt, die bei einer Spannungsamplitude von 365 MPa ermüdet wurde. Die Aufnahme wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop erstellt. In dem Austenitkorn  $\gamma_1$  sind Gleitspuren an den Schnittstellen zwischen zwei unterschiedlich orientierten  $\{111\}$ -Gleitebenen und der Probenoberfläche zu erkennen. Die zugehörigen Gleitbänder bewirkten in dem benachbarten Ferritkorn  $\alpha_1$  an der Phasengrenze zwischen den beiden Körnern offenbar eine Spannungsüberhöhung, die zu einer lokalen plastischen Verformung und zur Bildung von Riskeimen führte. Das eingezeichnete Rechteck zeigt die Position, an der mit Hilfe der FIB-Technik eine Lamelle für anschließende transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen senkrecht zur Probenoberfläche entnommen wurde. In Bild 4.27 b ist eine Übersichtsaufnahme der entnommenen Lamelle abgebildet. Darüber hinaus ist in Bild 4.24 c eine Detailaufnahme des in Bild 4.27 b mit dem nicht gestrichelten Rechteck gekennzeichneten Bereichs zu sehen. Die Aufnahmen wurden mit einem Transmissionselektronenmikroskop erstellt. In der Detailaufnahme ist ein transkristalliner Riskeim in dem Ferritkorn  $\alpha_1$  dargestellt, der in Bild 4.27 a als interkristalliner Riskeim erscheint.

In Bild 4.28 a und b sind TEM-Aufnahmen des in Bild 4.27 b mit dem schiefen, gestrichelten Rechteck gekennzeichneten Bereichs dargestellt. Es ist jeweils ein Aufstau von planar angeordneten Versetzungen in dem Austenitkorn  $\gamma_1$  bzw.  $\gamma_2$  an der gemeinsamen Korngrenze zu sehen. Die TEM-Probe wurde nur geringfügig zwischen den beiden Aufnahmen gekippt, weshalb die in Bild 4.28 a sichtbaren Versetzungen in dem Austenitkorn  $\gamma_1$  auch in

Bild 4.28 b zu erkennen sind. Dies lässt auf einen geringen Orientierungsunterschied zwischen den aktivierten Gleitsystemen in beiden Körnern schließen. Die Gleitbänder in beiden Körnern schneiden die gemeinsame Korngrenze in etwa an der gleichen Stelle. In Bild 4.28 c und d sind TEM-Aufnahmen des in Bild 4.27 b mit dem vertikal angeordneten, schwarz-gestrichelten Rechteck (Bild 4.28 d) bzw. mit dem weiß-gestrichelten Rechteck (Bild 4.28 c) gekennzeichneten Bereichs abgebildet. Es sind jeweils mehrere Aufstaus von planar angeordneten Versetzungen in dem Austenitkorn  $\gamma_2$  bzw. dem Ferritkorn  $\alpha_1$  an der gemeinsamen Phasengrenze zu sehen. In dem Ferritkorn  $\alpha_1$  sind Versetzungen auf unterschiedlichen Gleitsystemen zu erkennen. Die TEM-Probe wurde zwischen den beiden Aufnahmen nicht gekippt und die Gleitbänder in beiden Körnern schneiden die gemeinsame Phasengrenze in etwa an der gleichen Stelle. Das in Bild 4.28 b in dem Austenitkorn  $\gamma_2$  dargestellte Gleitband ist in Bild 4.28 c ebenfalls zu erkennen.



**Bild 4.27:** a) Risskeimbildung an Phasengrenze, b) TEM-Aufnahme einer Lamelle, die senkrecht zur Oberfläche an der mit dem Rechteck in a) gekennzeichneten Stelle entnommen wurde und c) vergrößerte TEM-Aufnahme eines Mikrorisses (Position gekennzeichnet mit dem nicht gestrichelten Rechteck in b) ( $\Delta\sigma/2 = 365$  MPa,  $N = 2 \cdot 10^6$ )

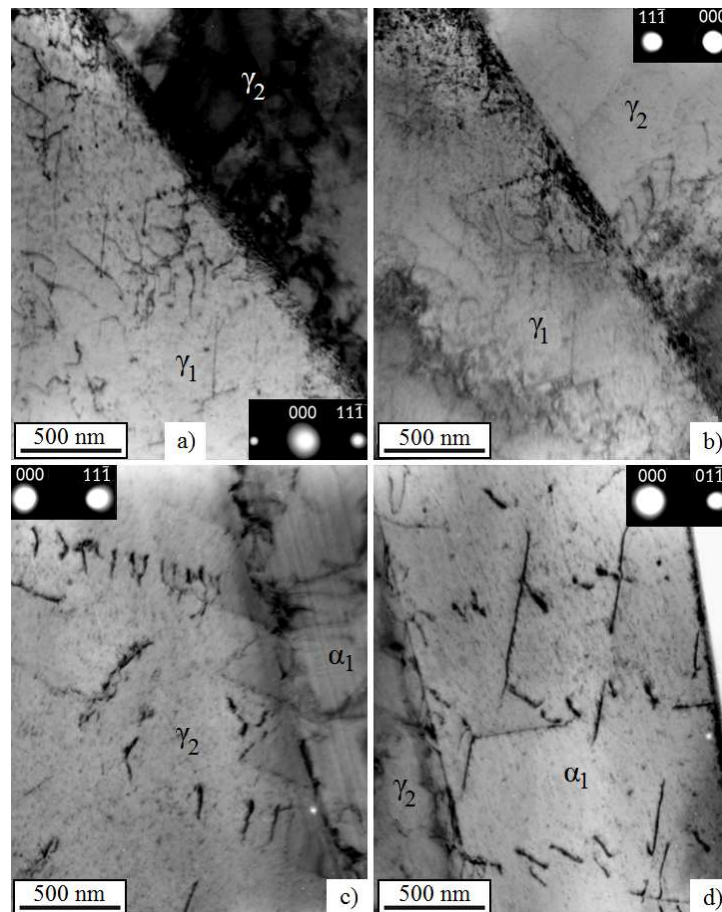


Bild 4.28: Versetzungsanordnungen nahe der Probenoberfläche an einer Rissenstehungsstelle: a) und b) Übertragung plastischer Verformung über eine  $\gamma$ - $\gamma$ -Korngrenze hinweg sowie c) und d) über eine  $\gamma$ - $\alpha$ -Phasengrenze hinweg ( $\Delta\sigma/2 = 365$  MPa,  $N = 2 \cdot 10^6$ )

In Bild 4.29 a und c sind REM-Aufnahmen von Mikrostrukturen an der Oberfläche von Proben nach  $10^7$  Lastzyklen dargestellt, die bei einer Spannungsamplitude von 360 MPa ermüdet wurden. In den Austenitkörnern  $\gamma_1$  und  $\gamma_3$  sind Gleitspuren an Schnittlinien zwischen  $\{111\}$ -Gleitebenen und der Probenoberfläche entstanden. Die aktivierten Gleitsysteme wiesen den maximalen Schmidfaktor des jeweiligen Kornes auf ( $S_{\gamma_1} = 0,46$  bzw.  $S_{\gamma_3} = 0,45$ ). Mögliche Gleitspuren sind in Kreisen eingezeichnet. In den benachbarten Ferritkörnern wurden auf  $\{110\}$ -Gleitebenen transkristalline Riskeime gebildet. In den Bildern 4.29 b und c sind die geometrischen Beziehungen zwischen Gleitebenen benachbarter Körner mit dem größten Schmidfaktor des jeweiligen Kornes perspektivisch dargestellt (Austenit: Grün und Ferrit: Rot). Für die Ferritkörner sind zusätzlich die Gleitebenen dargestellt, auf denen plastische Verformung und Riskeimbildung hervorgerufen wurden (blau). Die blau dargestellten Gleitebenen wiesen deutlich geringere maximale Schmidfaktoren auf als die rot dargestellten Gleitebenen. Jedoch waren die Drehwinkel zwischen den blau und grün dargestellten Gleit-

ebenen deutlich geringer als zwischen den rot und grün dargestellten Gleitebenen. Die Kippwinkel zwischen den blau und grün sowie zwischen den rot und grün dargestellten Gleitebenen unterschieden sich nur unwesentlich.

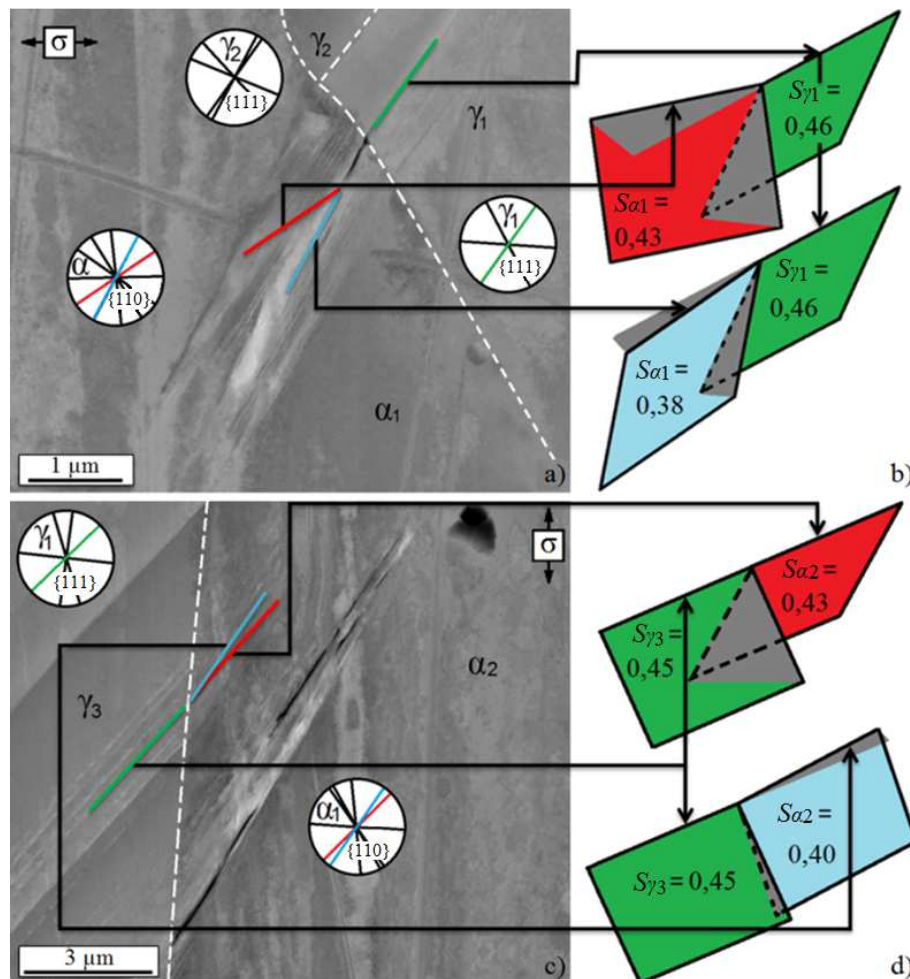


Bild 4.29: a) und c) Transkristalline Risskeimbildung an Phasengrenze (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren) sowie b) und d) geometrische Beziehung zwischen Gleitebenen benachbarter Körner mit hohen Schmidfaktoren (perspektivische Darstellung) ( $\Delta\sigma/2 = 360 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^7$ )

In zahlreichen anderen Mikrostrukturen wurde beobachtet, dass Risskeimbildung auf Ferritgleitebenen erfolgte, die den größten Schmidfaktor des jeweiligen Kornes aufwiesen. Die Dreh- und Kippwinkel dieser Gleitebenen waren in diesen Fällen gegenüber den aktivierten Gleitebenen der jeweils benachbarten Austenitkörner relativ gering.

#### 4.4 Kurzrisswachstum

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse zur Untersuchung des mikrostrukturdominierten Kurzrisswachstums wiedergegeben. Hierbei steht die Hinderniswirkung von

Korn- und Phasengrenzen im Blickpunkt der Untersuchungen. Darüber hinaus sind die Mechanismen von besonderem Interesse, die zu einer Verzögerung bzw. zu einem Stopp des Kurzrischwachstums führen.

#### 4.4.1 Wechselwirkungen zwischen kurzen Rissen und Korn- bzw. Phasengrenzen

In Bild 4.30 ist die Oberfläche einer Miniaturprobe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik (Bild 3.8 e) dargestellt, die bei einer Spannungsamplitude von etwa 400 MPa ermüdet wurde und in der sich ein Ermüdungsriss gebildet hat. Zu den aufgeführten Lastzyklenzahlen wurden lichtmikroskopische Aufnahmen des Risses zwecks Dokumentation des Risswachstums gemacht. Der abgebildete Ermüdungsriss ist sowohl an der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_3$  und dem Ferritkorn  $\alpha_2$  initiiert, als auch an der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_4$  und dem Ferritkorn  $\alpha_3$ . Die Risse haben sich zunächst transkristallin in den jeweiligen Ferritkörnern gebildet und sind anschließend zusammengewachsen. Infolge der weiteren Wechselverformung ist der Riss in beide Richtungen weitergewachsen. Das Risswachstum wurde deutlich abgebremst, sobald sich eine Risspitze einer Phasengrenze näherte. Ein Beispiel hierfür ist die Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_7$  und dem Ferritkorn  $\alpha_4$ , nach deren Überwindung das Risswachstum wieder stark beschleunigt wurde. An der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_1$  wurde der Riss sogar bis zum temporären Stillstand abgebremst.

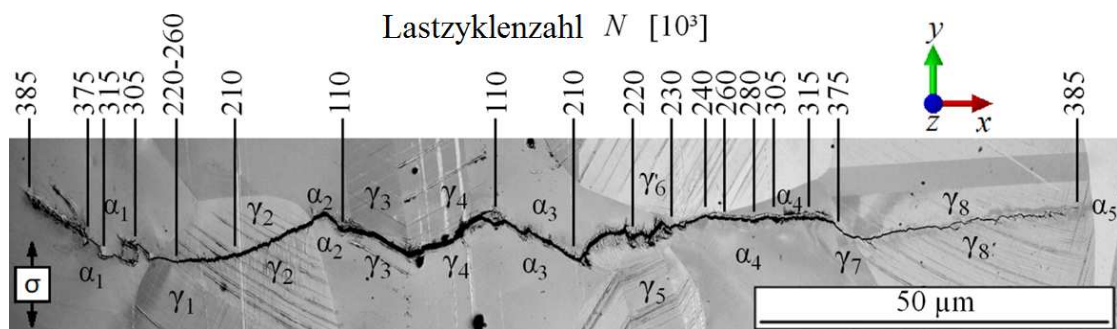


Bild 4.30: Kurzrischwachstum an der Probenoberfläche

Mit Hilfe der Phasenkontrasttomografie (Kapitel 3.3.5) und der kommerziellen 3D-Datenvisualisierungssoftware Avizo Fire wurde der in Bild 4.30 dargestellte Riss nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen dreidimensional abgebildet. Zur Durchführung der Tomografie wurde die Miniaturprobe von der Trägerprobe (Bild 3.8 e) abmontiert und in die Synchrotronstrahllinie eingebaut. Im Anschluss an die Tomografie wurde sie wieder auf der Trägerprobe montiert und weiter ermüdet. Die Einstellungen der Ultraschall-Ermüdungsprüfmaschine

blieben während des gesamten Versuchs unverändert. Die Rissfront nach den jeweiligen Lastzyklenzahlen ist in Blickrichtung parallel zur Probenlängsachse in Bild 4.31 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich der Riss im Mittel halb elliptisch ausbreitet. Jedoch weist die Rissausbreitungsrate deutliche lokale Unterschiede auf. In Bild 4.32 a ist der Riss nach  $3,75 \cdot 10^5$  Lastzyklen in Blickrichtung senkrecht zur Probenoberfläche abgebildet (vergleiche mit Bild 4.30). Darüber hinaus zeigt Bild 4.32 b das Rissprofil entlang der gestrichelten Linie in Bild 4.31. In beiden Aufnahmen ist der für kurze Ermüdungsriss charakteristische Zickzackverlauf aufgrund des Risswachstums auf einzelnen Gleitebenen deutlich zu erkennen. Knicke entstehen an Korn- bzw. Phasengrenzen (hier nicht dargestellt) aufgrund der Änderung der kristallografischen Orientierung.

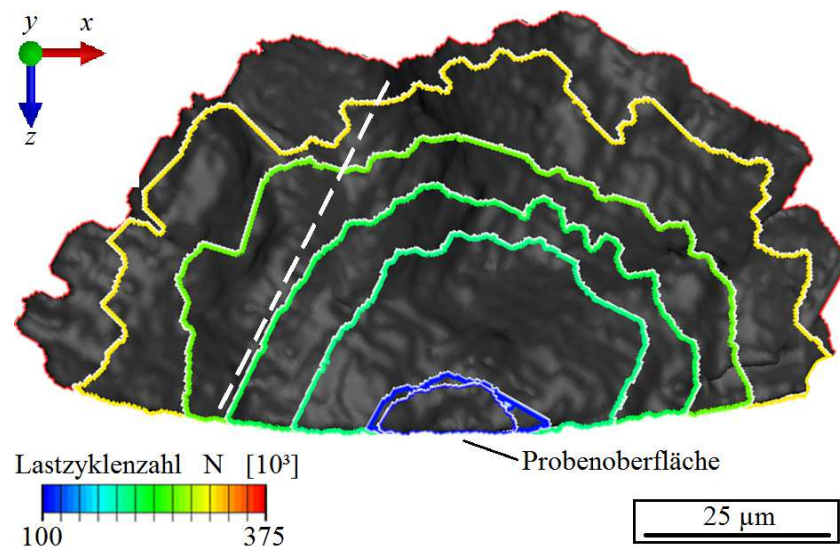


Bild 4.31: Fläche des in Bild 4.30 dargestellten Risses in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl in Blickrichtung parallel zur Probenlängsachse

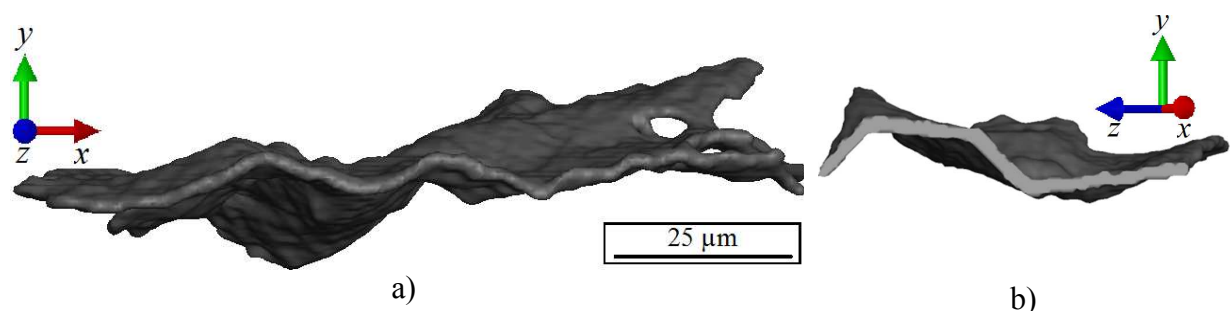


Bild 4.32: a) 3D-Geometrie des in Bild 4.30 dargestellten Risses in Blickrichtung senkrecht zur Probenoberfläche und b) Rissprofil entlang der gestrichelten Linie in Bild 4.31

In Bild 4.33 ist ein Ermüdungsriss dargestellt, der an der Phasengrenze  $PG_1$  zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_1$  und dem Austenitkorn  $\gamma_1$  transkristallin entstanden ist. Der Mechanismus der Risseimbildung entspricht dem Entstehungsmechanismus des in Bild 4.24 a dargestellten Risseikms. Mögliche Gleitspuren der jeweiligen Körner an der Probenoberfläche sind in Krei-

sen eingezeichnet. In Bild 4.34 ist die mit Hilfe eines Fernfeldmikroskops (Typ: Questar QM100) horizontal vom Rissursprungsort gemessene Länge des linken und rechten Rissastes in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl aufgetragen. Der Riss ist zunächst unter etwa  $45^\circ$  zur Lastrichtung durch das Ferritkorn  $\alpha_1$  gewachsen. Bereits nach wenigen  $\mu\text{m}$  änderte der Riss seine Wachstumsrichtung allmählich durch Aktivierung einer weiteren Gleitebene, wodurch er sich letztendlich senkrecht zur Lastrichtung ausbreitete. An der Phasengrenze  $\text{PG}_2$  zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_1$  und dem Austenitkorn  $\gamma_2$  wurde der Riss für etwa  $7 \cdot 10^4$  Lastzyklen aufgehalten. Anschließend ist der Riss durch das Austenitkorn  $\gamma_2$  weitergewachsen, bis er an der Phasengrenze  $\text{PG}_3$  zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_2$  und dem Ferritkorn  $\alpha_3$  für etwa  $10^5$  Lastzyklen aufgehalten wurde. Nachdem der rechte Rissast einige  $\mu\text{m}$  in das Ferritkorn  $\alpha_3$  hineingewachsen war, hat der linke Rissast die Phasengrenze  $\text{PG}_1$  zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_1$  und dem Austenitkorn  $\gamma_1$  überwunden. Er ist anschließend transkristallin durch das Austenitkorn  $\gamma_1$  weitergewachsen. Danach wurde der Riss an der Phasengrenze  $\text{PG}_4$  zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_2$  für etwa  $10^4$  Lastzyklen aufgehalten. Das Risswachstum wurde danach an beiden Rissfronten stark beschleunigt und der Riss breitete sich als Langriss weiter aus.

In Bild 4.35 a ist ein anderer Ermüdungsriss dargestellt, der interkristallin ungefähr in der Mitte der Phasengrenze  $\text{PG}_1$  zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_1$  entstanden ist. Der Mechanismus der Risskeimbildung entspricht offenbar dem Entstehungsmechanismus des in Bild 4.24 c dargestellten Risskeims. Bild 4.35 b zeigt die untere Hälfte der selben Ermüdungsprobe an der Rissinitiierungsstelle unter einem Winkel von  $45^\circ$  bezüglich der Horizontalen gekippt.

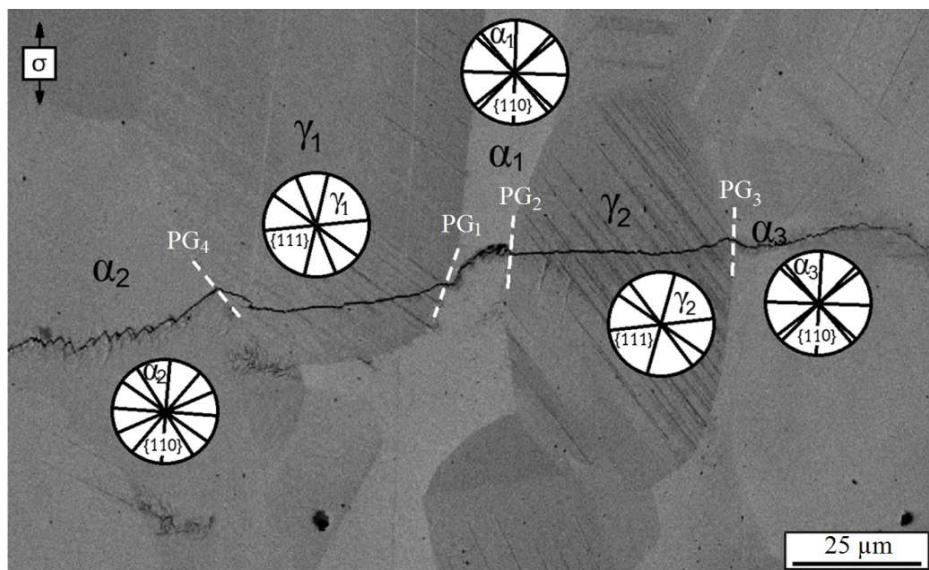


Bild 4.33: Mikrostruktur mit Ermüdungsriss (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren) ( $\Delta\sigma/2 = 400 \text{ MPa}$ ,  $N_B = 1,8 \cdot 10^6$ )



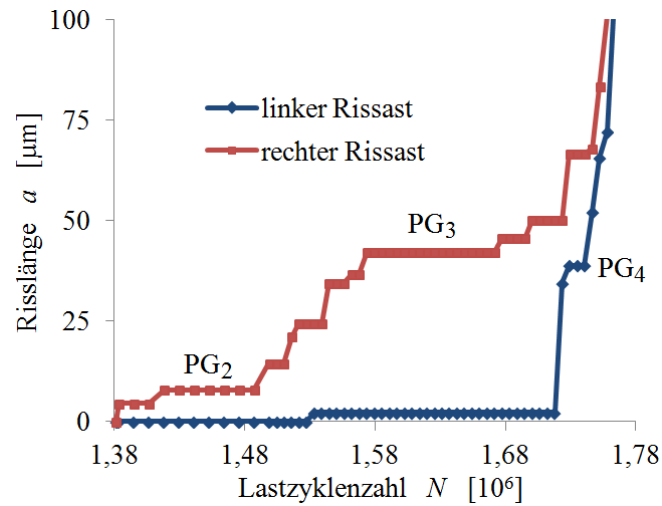


Bild 4.34: Risslänge in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl des in Bild 4.33 dargestellten Ermüdungsrisses

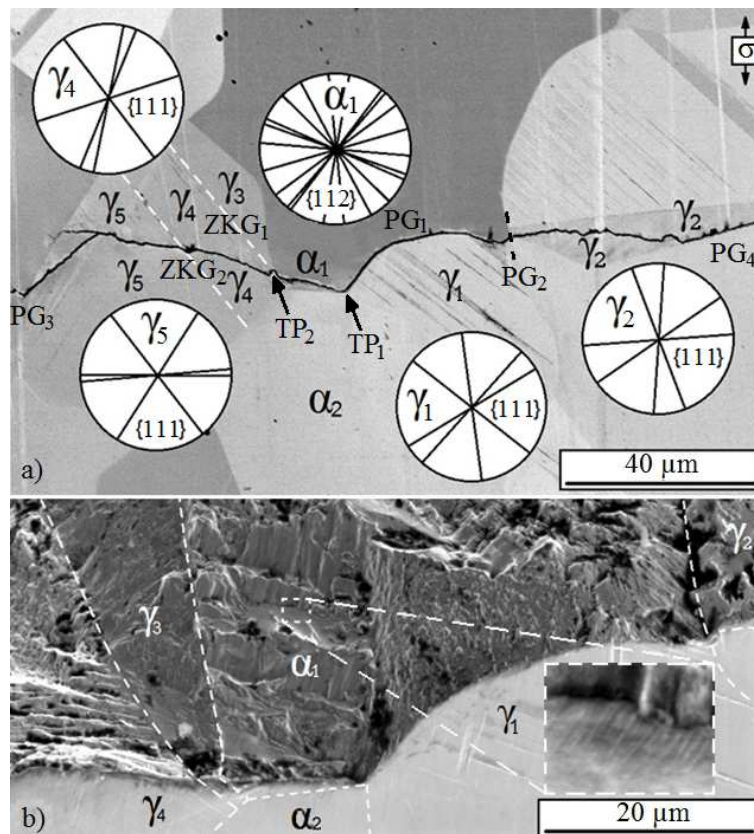


Bild 4.35: a) Mikrostruktur mit Ermüdungsriss (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren) und b) um 45° geneigte Probe: Probenoberfläche (unten) und Bruchfläche (oben) ( $\Delta\sigma/2 = 370 \text{ MPa}$ ,  $N_B = 2,2 \cdot 10^6$ )

In Bild 4.36 ist die mit einem Fernfeldmikroskop horizontal vom Rissursprungsort gemessene Länge des linken und rechten Rissastes des in Bild 4.35 gezeigten Risses in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl aufgetragen. Der Riss ist zunächst interkristallin entlang der Phasengrenze

PG<sub>1</sub> zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_1$  gewachsen. Danach wurde der Riss an dem Tripelpunkt TP<sub>1</sub> zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$ , dem Ferritkorn  $\alpha_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_2$  für etwa  $3 \cdot 10^4$  Lastzyklen aufgehalten. Anschließend erfolgte das Risswachstum transkristallin durch das Ferritkorn  $\alpha_1$ . Hierzu bildete der Riss entsprechend des in Kapitel 2.2.4 beschriebenen Mechanismus nach Zhai et al. (2000) Bruchstufen um die Barriere leichter überwinden zu können. Auf diesen Bruchstufen haben sich deutliche Schwingstreifen gebildet (siehe weiß gestricheltes Rechteck in Bild 4.35 b). An dem Tripelpunkt TP<sub>2</sub> zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_1$ , dem Austenitkorn  $\gamma_3$  und dem Austenitkorn  $\gamma_4$  wurde der Riss für etwa  $6 \cdot 10^5$  Lastzyklen aufgehalten. Nachdem der Riss an der rechten Rissfront bis zur Phasengrenze PG<sub>2</sub> weitergewachsen war, ist er auch an der linken Rissfront weitergewachsen. Während der Annäherung der rechten Rissspitze an die Phasengrenze PG<sub>2</sub> wurde das Risswachstum bis zum Stillstand abgebremst. Nach dem Überwinden der Barriere wurde das Wachstum plötzlich stark beschleunigt. Während der Annäherung des linken Rissastes an die Zwillingskorn- grenze ZKG<sub>2</sub> und anschließend an die Phasengrenzen PG<sub>3</sub> wurde das Wachstum jeweils etwas abgebremst, jedoch nicht bis zum Stillstand. Durch die Phasengrenze PG<sub>4</sub> hingegen wurde das Risswachstum bis zum Stillstand abgebremst und der Riss wurde für etwa  $10^5$  Lastzyklen aufgehalten. Nach Überwinden der Hindernisse wurde das Risswachstum jeweils schlagartig stark beschleunigt.

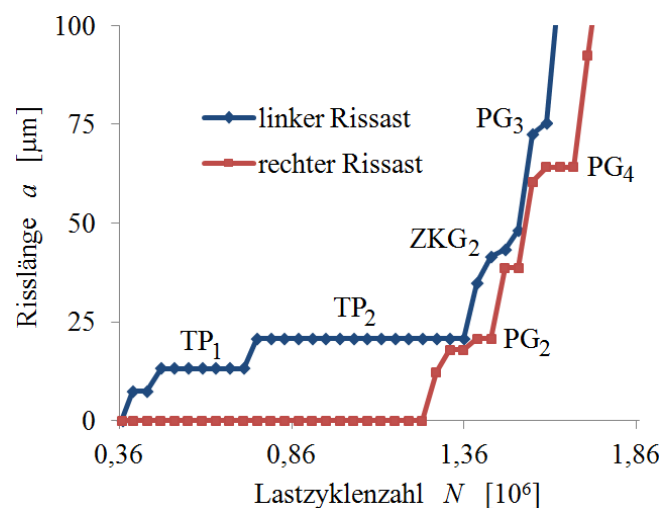


Bild 4.36: Risslänge in Abhängigkeit von der Lastzyklenzahl des in Bild 4.35 dargestellten Ermüdungsrisses

In Bild 4.37 a ist die Bruchfläche einer Ermüdungsprobe nahe einer Rissinitiierungsstelle dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Ermüdungsriss in Pfeilrichtung zunächst auf einer einzelnen Gleitebene durch das Ferritkorn  $\alpha$  gewachsen ist. Um die dargestellte mikrostrukturelle Barriere (Korn- oder Phasengrenze) leichter überwinden zu können, hat der Riss durch ein

Wachstum auf zwei unterschiedlichen Gleitebenen Bruchstufen mit einer relativ geringen Stufenhöhe gebildet. Hierdurch hat sich in dem benachbarten Korn eine Bruchfläche gebildet, die keinen erkennbaren Dreh- und Kippwinkel gegenüber der Bruchfläche in dem dargestellten Ferritkorn aufweist. In Bild 4.37 c sind die geometrischen Gegebenheiten schematisch entsprechend den Modellvorstellungen von Zhai et al. (2000) dargestellt. Durch das Bilden von Bruchstufen wird die zum weiteren Risswachstum erforderliche Bruchfläche an der Korn- bzw. Phasengrenze auf die grüne Fläche reduziert.

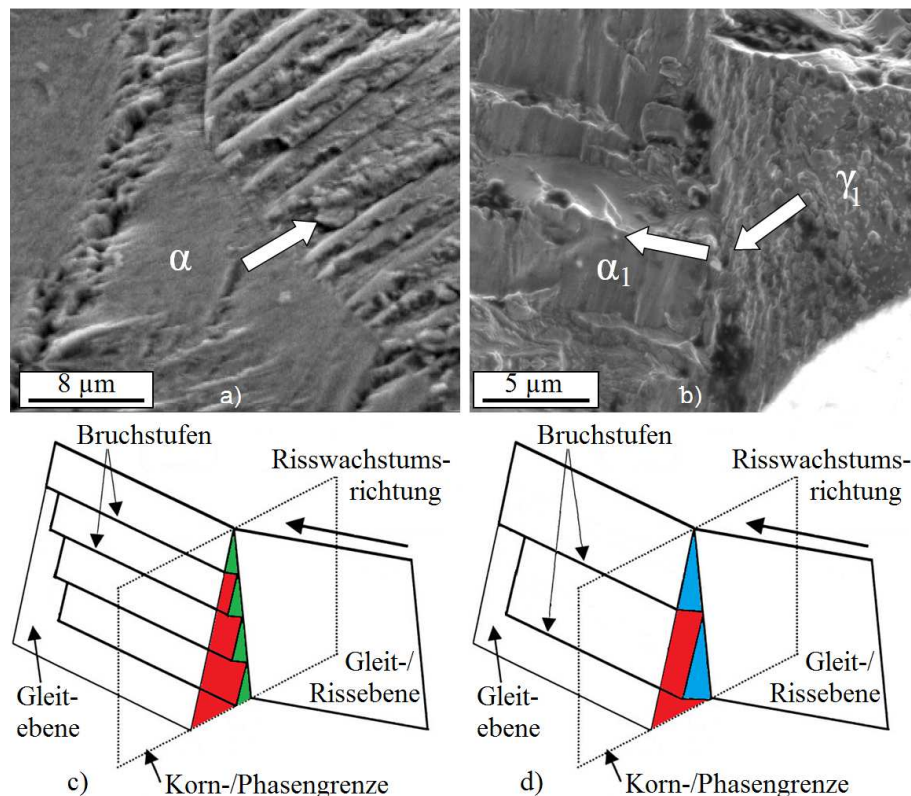


Bild 4.37: a) und b) Bildung von Bruchstufen unterschiedlicher Höhe an Korn- bzw. Phasengrenzen während des Kurzrischwachstums sowie c) und d) schematische Darstellung nach Zhai et al. (2000)

In Bild 4.37 b ist die Bruchfläche einer weiteren Ermüdungsprobe nahe einer Rissentstehungsstelle dargestellt. Der Ermüdungsrisse ist zunächst in Pfeilrichtung entlang der ehemaligen Phasengrenze zu dem abgebildeten Austenitkorn  $\gamma_1$  gewachsen (siehe Bild 4.35). Um die in Bild 4.37 b dargestellte Phasengrenze einfacher überwinden zu können, hat der Riss durch ein Wachstum auf zwei unterschiedlichen Gleitebenen Bruchstufen mit einer relativ großen Stufenhöhe gebildet. Hierdurch hat sich in dem benachbarten Korn eine Bruchfläche gebildet, die zwar einen deutlichen Kippwinkel, jedoch keinen nennenswerten Drehwinkel gegenüber der Bruchfläche in dem dargestellten Ferritkorn aufweist. In Bild 4.37 d sind die geometrischen Gegebenheiten schematisch entsprechend den Modellvorstellungen von Zhai et al.

(2000) abgebildet. Durch das Bilden von Bruchstufen wird die zum weiteren Risswachstum erforderliche Bruchfläche an der Korn- bzw. Phasengrenze auf die blau dargestellte Fläche reduziert. Bruchstufen mit derart hohen Stufenhöhen, wie z.B. in Bild 4.37 b dargestellt, wurden auf den untersuchten Bruchflächen im Bereich von Rissentstehungsorten sehr selten beobachtet.

In Bild 4.38 a ist ein Ermüdungsriss an der Oberfläche einer Probe dargestellt, die bei einer Spannungsamplitude von 370 MPa ermüdet wurde und die bis  $10^9$  Lastzyklen nicht gebrochen ist. Beide Risspitzen wurden von Phasengrenzen dauerhaft aufgehalten. Bild 4.38 b zeigt perspektivisch die Gleitebenen auf denen der Riss in den Körnern  $\gamma_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\gamma_2$  gewachsen ist. Der Drehwinkel zwischen der Gleitebene des Austenitkorns  $\gamma_1$  und der Gleitebene des Ferritkorns  $\alpha_2$  beträgt ungefähr  $35^\circ$ . Hingegen ist der Kippwinkel zwischen den beiden Gleitebenen vernachlässigbar klein. Der Drehwinkel zwischen der Gleitebene des Ferritkorns  $\alpha_2$  und der Gleitebene des Austenitkorns  $\gamma_2$  ist mit etwa  $15^\circ$  deutlich geringer im Vergleich mit dem eben genannten Fall. Hingegen ist an dieser Phasengrenze der Kippwinkel mit etwa  $20^\circ$  deutlich größer. Der Schmidfaktor des risstragenden Gleitsystems hinter der Barriere wird im Falle der erstgenannten Phasengrenze ( $\gamma_1$ - $\alpha_2$ ) etwas vergrößert und im Falle der zweitgenannten Phasengrenze ( $\alpha_2$ - $\gamma_2$ ) deutlich reduziert.

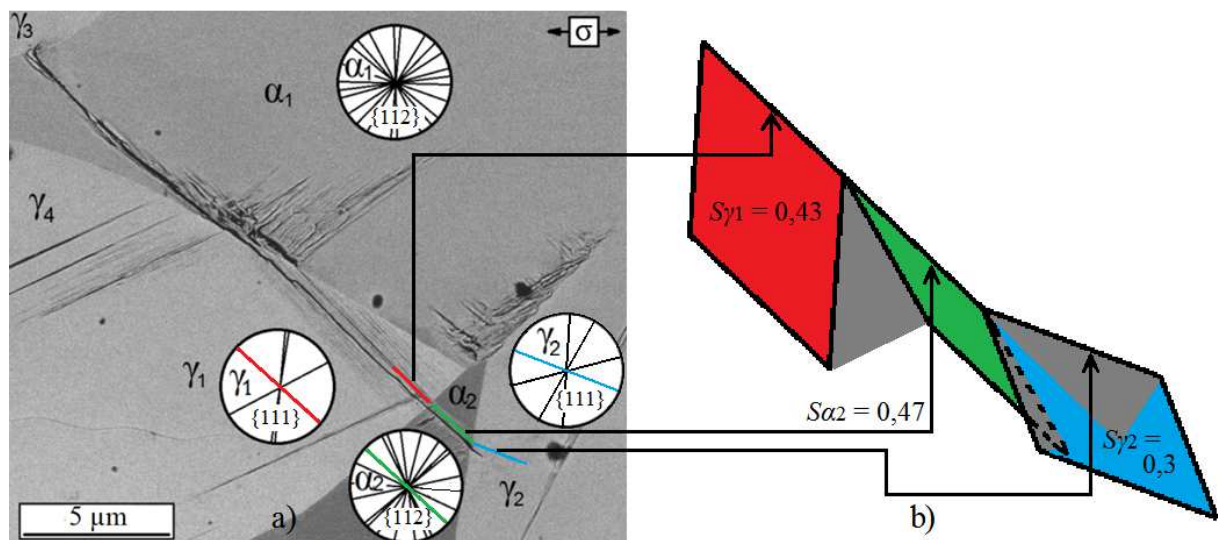


Bild 4.38: a) Nicht wachstumsfähiger Ermüdungsriss (Kreise zeigen mögliche Gleitspuren) und b) perspektivische Darstellung der aktivierten Gleitsysteme benachbarter Körner

Im Rahmen der Referenzversuchsreihe wies der längste, in einer nach  $10^9$  Lastzyklen nicht gebrochenen Ermüdungsprobe beobachtete Riss eine Länge von etwa  $120 \mu\text{m}$  auf. Eine Spitze dieses Risses ist in Bild 4.39 dargestellt. Die plastische Zone an der Risspitze ist aufgrund

des “channeling“-Kontrasts zu erkennen. Sie wurde durch die Phasengrenze zu dem benachbarten Austenitkorn in ihrer Ausdehnung eingeschränkt.

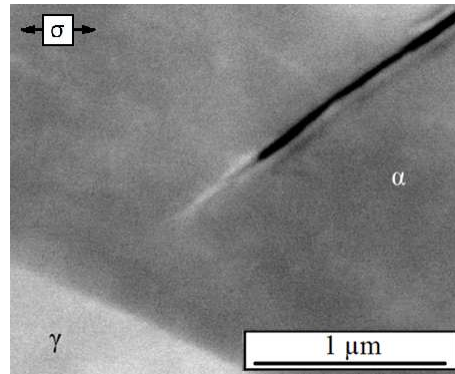


Bild 4.39: Ermüdungsriss, der an einer Phasengrenze stehengeblieben ist, sowie plastische Zone an dessen Rissspitze ( $\Delta\sigma/2 = 330 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^9$ )

In Bild 4.40 ist die Oberfläche einer bis  $10^9$  Lastzyklen nicht gebrochenen Probe dargestellt, die aus dem für 100 Stunden bei  $475^\circ\text{C}$  geglühten Duplexstahl gefertigt wurde. Der dargestellte Riss weist eine Länge von über  $400 \mu\text{m}$  auf und ist über seine gesamte Länge unter einem Winkel von etwa  $45^\circ$  zur Zugachse gewachsen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit handelt es sich um den längsten Riss, der in einer nach  $10^9$  Lastzyklen nicht gebrochenen Probe entdeckt wurde. Die in Proben aus dem für 100 Stunden bei  $475^\circ\text{C}$  geglühten Werkstoffzustand beobachteten Risse waren durchschnittlich deutlich länger als Risse in dem Referenzzustand.

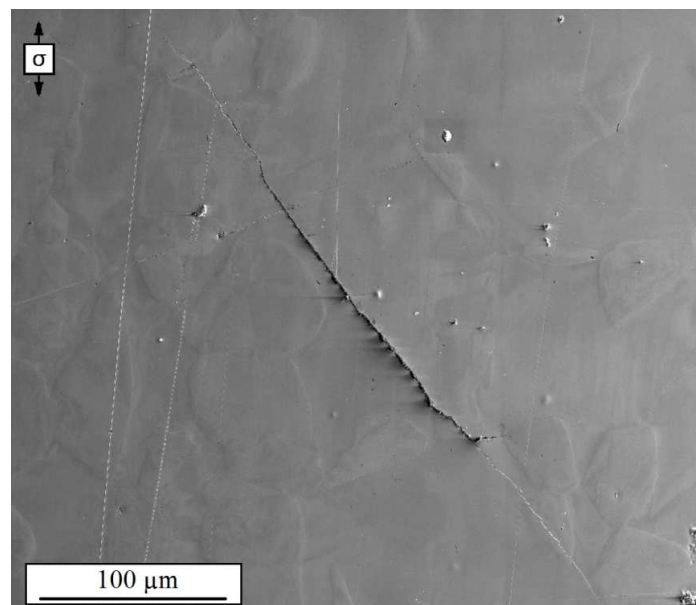
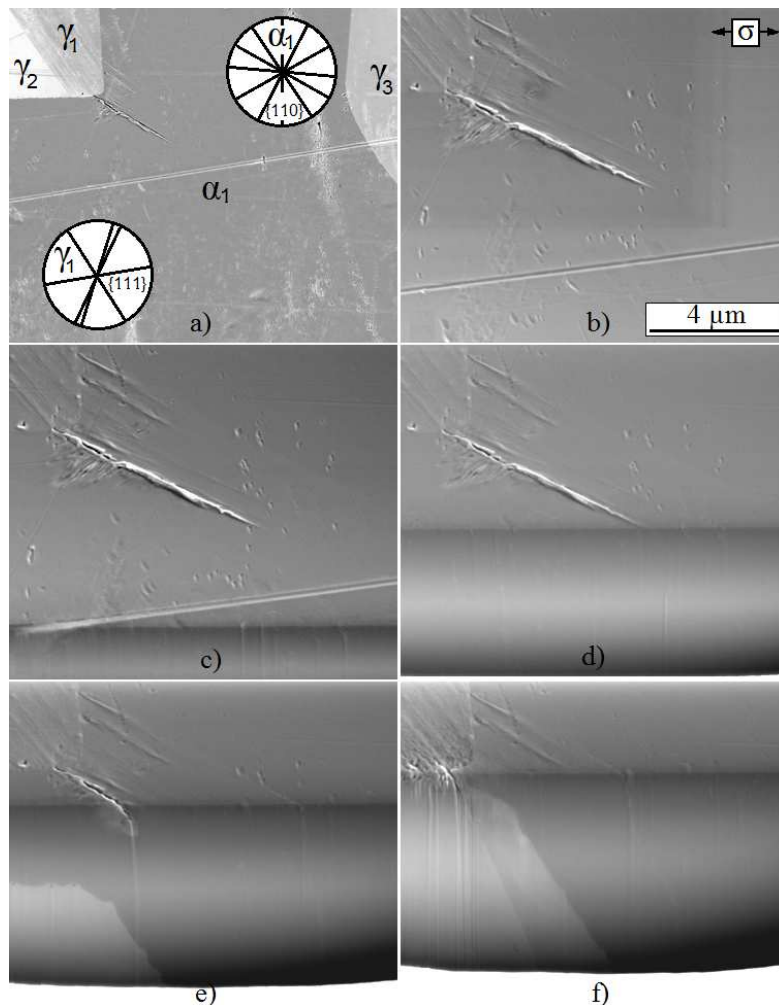


Bild 4.40: Riss mit einer Länge von über  $400 \mu\text{m}$  in einer nicht gebrochenen Ermüdungsprobe aus Duplexstahl, der für 100 Stunden bei einer Temperatur von  $475^\circ\text{C}$  geglüht wurde ( $\Delta\sigma/2 = 360 \text{ MPa}$ ,  $N = 10^9$ )

#### 4.4.2 Rissstopp inmitten eines Kornes

In Bild 4.41 a ist eine REM-Aufnahme eines Ermüdungsrisses dargestellt, der transkristallin in dem Ferritkorn  $\alpha_1$  entstanden ist und der inmitten dieses Kornes ohne erkennbares Hindernis bis  $10^9$  Lastzyklen stehengeblieben ist. Der Mechanismus der Risskeimbildung entspricht dem Entstehungsmechanismus des in Bild 4.24 a dargestellten Risskeims. Um herauszufinden, ob dem Risswachstum ein Hindernis unterhalb der Probenoberfläche entgegenwirkte, wurden mit der FIB-Technik Schnitte senkrecht zur Probenoberfläche erstellt, die anschließend raster-elektronenmikroskopisch untersucht wurden. In den Bildern 4.41 b bis f ist die Probenoberfläche um  $52^\circ$  bezüglich der Horizontalen gekippt dargestellt, sodass sowohl der Riss an der Probenoberfläche als auch die senkrecht zur Oberfläche in dem Ferritkorn  $\alpha_1$  erstellten FIB-Schnitte zu erkennen sind (Bild 4.41 c bis f). Die Bilder zeigen, dass der Riss mit keiner Korn- oder Phasengrenze wechselwirkte.



*Bild 4.41: Nicht wachstumsfähiger transkristalliner Ermüdungsriss, der inmitten des ersten Kornes bis  $10^9$  Lastzyklen stehengeblieben ist ( $\Delta\sigma/2 = 350$  MPa): a) REM-Aufnahme senkrecht zur Probenoberfläche (mögliche Gleitspuren sind in Kreisen dargestellt), b) bis f) Detailaufnahmen des Risses (Probenoberfläche um  $52^\circ$  bezüglich der Horizontalen gedreht) und c) bis f) FIB-Schnitte*

## 4.5 Langrisswachstum

Mit Hilfe von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen wurden fraktografische Untersuchungen an gebrochenen Ermüdungsproben durchgeführt. Die in Bild 4.42 a dargestellte Ermüdungsbruchfläche stammt von einer Probe, die mit einer Frequenz von etwa 20 kHz ermüdet wurde. Hingegen stammt die in Bild 4.42 b dargestellte Ermüdungsbruchfläche von einer Probe, die mit einer Frequenz von 30 Hz ermüdet wurde. Die Rissentstehungsstelle in Bild 4.42 a befindet sich links oben und in Bild 4.42 b mittig unten. Die mit einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz ermüdeten Proben wiesen gegenüber den Proben, die mit 30 Hz ermüdet wurden, einen größeren Anteil an spröden Bruchflächen auf. Der Risspfad folgte häufig einzelnen kristallografischen Ebenen (Bild 4.43).

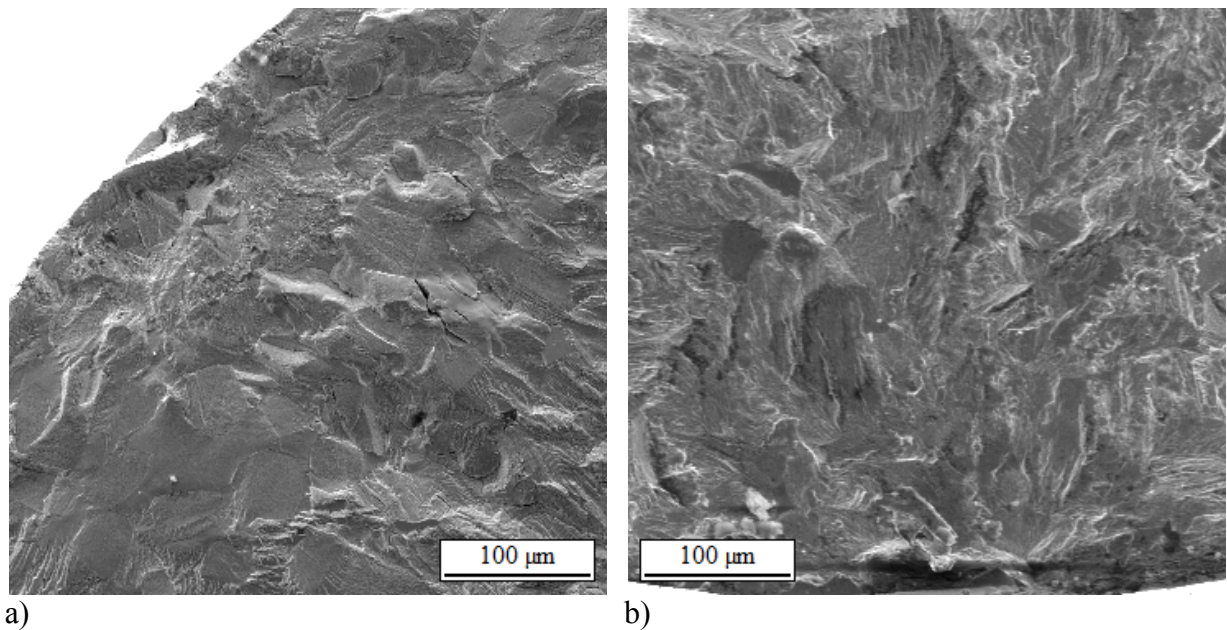


Bild 4.42: Bruchfläche einer mit a) 20 kHz und b) 30 Hz ermüdeten Probe

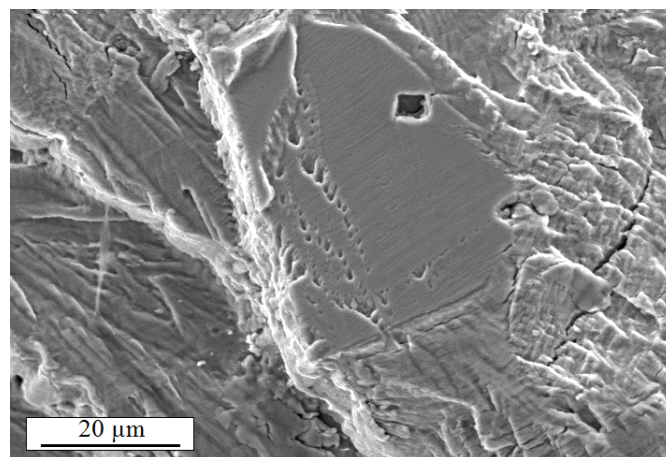


Bild 4.43: Bruchfläche einer mit 20 kHz ermüdeten Probe: Der Risspfad folgt zum Teil einzelnen kristallografischen Ebenen

## 5 Ein dreidimensionales Modell zur Beschreibung der Risskeimbildung und des Kurzrischwachstums

In diesem Kapitel wird dargestellt, wie die bei niedrigen Beanspruchungsamplituden zum Tragen kommenden Ermüdungsmechanismen des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls unter Berücksichtigung der Werkstoffmikrostruktur numerisch nachgebildet werden können mit dem Ziel einer möglichst exakten Abschätzung der Ermüdungslebensdauer realer und synthetischer Mikrostrukturen. Das kommerzielle Finite-Elemente-Programm Abaqus und das von Huang (1991) erstellte UMAT-Unterprogramm (Kapitel 2.3.2) dienen dazu als Basis. Hiermit ist es möglich die durch Wechselverformung hervorgerufenen plastischen Scherungen auf Gleitsystemen in beliebigen Mikrostrukturen zu bestimmen.

Beim Vorliegen von zweidimensionalen Mikrostrukturinformationen, die synthetisch generiert wurden oder die an der Probenoberfläche mit Hilfe der automatisierten EBSD-Technik ermittelt wurden, wird ein dreidimensionales Modell erstellt, bei dem die Korngrenzen senkrecht zur Oberfläche in die Tiefe extrudiert werden. Die dadurch nachgebildeten Körner werden durch Tetraederelemente mit quadratischen Ansatzfunktionen diskretisiert, denen richtungsabhängiges elastisches und kristallplastisches Materialverhalten zugewiesen wird. Beim Vorliegen von dreidimensionalen Mikrostrukturinformationen, die mit der Diffraktions- und Phasenkontrasttomografie (Kapitel 3.3.5) bestimmt wurden, wird die Diskretisierung der Körner mit Hilfe der kommerziellen 3D-Datenvisualisierungssoftware Avizo Fire durchgeführt. Den Tetraederelementen mit quadratischen Ansatzfunktionen wird ebenfalls richtungsabhängiges elastisches und kristallplastisches Materialverhalten zugewiesen.

Den Finiten Elementen der einzelnen Körner werden die experimentell ermittelten Phasenzugehörigkeiten und kristallografischen Orientierungen zugeordnet. Ein Rahmen mit isotrop-elastischem Materialverhalten mit einem Elastizitätsmodul von 197 GPa und einer Querkontraktionszahl von 0,3 wird um die Mikrostruktur herum modelliert, um den Einfluss der umgebenden Mikrostruktur möglichst realitätsnah abzubilden.

Um wärmebehandlungsbedingte Eigenspannungen II. Art zu berücksichtigen, wird zunächst der Abschreckvorgang von 1050°C auf Raumtemperatur simuliert. Hierzu finden die in Bild 3.6 dargestellten Temperaturabhängigkeiten der richtungsabhängigen elastischen Konstanten ( $E_{11}$ ,  $E_{12}$  und  $E_{44}$ ) und der Wärmeausdehnungskoeffizienten ( $\alpha_T$ ) Berücksichtigung. Auch die in Bild 3.7 aufgeführten Temperaturabhängigkeiten der mikrostrukturellen Fließschubspannung ( $\tau_F$ ) beider Phasen wird im Rahmen der Simulation abgebildet. Darüber hinaus wird für den isotrop-elastischen Rahmen die in Bild 3.6 abgebildete Temperaturabhängig-



keit des Elastizitätsmoduls sowie des Wärmeausdehnungskoeffizientens des gesamten Werkstoffs berücksichtigt. Die von Fu (2016) an der Oberfläche gemessenen Eigenspannungen I. Art (Kapitel 3.1) werden als Zugspannungen (50,2 MPa) an der Seitenfläche definiert, an der auch die Spannungsamplitude zur anschließenden Simulation der Wechselverformung festgelegt wird. Die Druckspannungen (21 MPa) werden an den beiden senkrecht dazu stehenden Seitenflächen des Modells festgelegt. Aufgrund der geringen Abmessung der erstellten Finite Elemente Modelle senkrecht zur Oberfläche, wird ein konstanter Verlauf der Eigenspannungen I. Art in dieser Richtung angenommen.

Entsprechend der in den Gleichungen 2.11 und 2.13 dargestellten Abhängigkeit zwischen der Lastzyklenzahl bis zur Risskeimbildung und der Schwingweite der plastischen Scherung wird durch das im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelte UMAT-Unterprogramm die über der Lastzyklenzahl  $N$  akkumulierte, quadrierte Schwingweite der plastischen Scherung  $\Delta\gamma_{pl}^2$  als Ermüdungsschädigungsparameter (kurz:  $ESP$ ) verwendet. Bei Erreichen eines materialspezifischen kritischen Wertes des Ermüdungsschädigungsparameters  $ESP_{krit}$  werden die richtungsabhängigen elastischen Konstanten  $E_{11}$ ,  $E_{12}$  und  $E_{44}$  der entsprechenden Finiten Elemente auf Null herabgesetzt. Aufgrund des damit verbundenen Verlustes der Steifigkeit können diese Finiten Elemente der äußeren Last keinen Widerstand mehr entgegensetzen, weshalb sie einen Risskeim darstellen. Um das Kräftegleichgewicht der gesamten Struktur aufrecht zu erhalten, müssen in benachbarten Finiten Elementen größere Spannungen wirken. Dies kann dazu führen, dass der Bereich der plastischen Verformung an der Spitze des Risskeims – d.h. die Ausdehnung der plastischen Zone – vergrößert wird und dass in direkt benachbarten Finiten Elementen größere plastische Scherungen hervorgerufen werden.

Entsprechend der in Gleichung 2.14 dargestellten Abhängigkeit zwischen der Rissausbreitungsrate  $da/dN$  und der Schwingweite der Rissspitzenableitung  $\Delta CTSD$ , die in direktem Zusammenhang mit der Schwingweite der plastischen Scherung  $\Delta\gamma_{pl}$  an der Rissspitze steht, wird auch für die Nachbildung des Kurzrischwachstums der oben beschriebene Ermüdungsschädigungsparameter  $ESP$  angewendet. Das sich an die Risskeimbildung anschließende Kurzrischwachstum wird in dem Modell abgebildet, indem der kritische Wert des Ermüdungsschädigungsparameters in den folgenden Lastzyklen in benachbarten Finiten Elementen erreicht wird, sodass auch diese Elemente einen Steifigkeitsverlust erleiden und sich wie Risselemente verhalten. Dieses Konzept, welches Risskeimbildung und Kurzrischwachstum in gleicher Weise beschreibt, deckt sich gut mit beispielsweise den Modellvorstellungen von Zhai et al. (2000): *“Since short fatigue cracks are often approximately semi-elliptical in shape, they tend to impinge initially on a grain boundary at a point near the sample surface. The point on*

*the surface where the crack tip first impinges on the grain boundary could act as a point crack-starter for the next grain in the surface region“* sowie den Modellvorstellungen von Déprés et al. (2015): *“...cracks will not be able to shear and cross the grain boundary, but will rather generate a new slip band in the next grain, which will later initiate in the same way as in the first grain”*.

Anhand des in Bild 5.1 dargestellten Finite-Elemente-Modells wurde das mit Hilfe des Ermüdungsschädigungsparameters nachgebildete Kurzrischwachstum untersucht. Die dargestellte quadratische Scheibe mit einer Dicke von 5  $\mu\text{m}$  wurde durch Tetraederelemente mit quadratischen Ansatzfunktionen diskretisiert. Die Knoten an der linken Seitenfläche wurden in  $x$ -Richtung translatorisch fixiert (Bild 5.1 a). Um Starrkörperbewegung und/oder -rotation zu vermeiden wurde der Knoten an der oberen linken Ecke zusätzlich in  $z$ -Richtung und der Knoten an der unteren linken Ecke zusätzlich in  $y$ - und  $z$ -Richtung translatorisch fixiert. An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine zyklische Normalspannung mit einer Amplitude von 400 MPa in  $x$ -Richtung definiert. Den grau dargestellten Finiten Elementen wurde ein isotropes, linear-elastisches Materialverhalten mit einem Elastizitätsmodul von 197 GPa und einer Querkontraktionszahl von 0,3 zugewiesen. Mit den in Bild 5.1 b rot dargestellten Finiten Elementen konnten darüber hinaus plastische Scherungen auf einem Gleitsystem mit einem Schmidfaktor von  $S = 0,5$  unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Zugachse abgebildet werden, wenn die vorgegebene mikrostrukturelle Fließschubspannung (hier: 99 MPa) erreicht wurde. Für das geschwindigkeitsabhängige Fließgesetz (Gleichung 2.20) wurde als Referenzwert der plastischen Scherrate ein Wert von  $\dot{\gamma}_{pl,ref} = 0,001 \text{ s}^{-1}$  definiert. Für den Exponenten wurde ein Wert von  $m = 20$  und für den impliziten Integrationsparameter wurde ein Wert von  $q = 0,5$  gewählt. In der Mitte des Gleitbandes wurden einige Finite Elemente weggelassen um einen Starterriss abzubilden, von dem aus sich ein Ermüdungsriss schubspannungskontrolliert entlang des Gleitbandes ausbreiten konnte.

In Bild 5.2 ist die mit dem Modell ermittelte Risswachstumsrate  $da/dN$  in Abhängigkeit von der Schwingweite der plastischen Scherung  $\Delta\gamma_{pl}$  an der Rissspitze für unterschiedliche Elementgrößen dargestellt. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, was gut mit der von Künkler (2007) für den in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl festgestellten linearen Abhängigkeit zwischen der Risswachstumsrate  $da/dN$  und der Schwingweite der Rissspitzenableitung  $\Delta CTSD$  übereinstimmt. Darüber hinaus scheint das Berechnungsergebnis von der Elementgröße weitestgehend unabhängig zu sein, solange die plastische Zone mindestens ein gesamtes Finites Element überstreckt. In diesem Fall ist es unerheblich, ob am Ende eines simulierten Lastzyklus ein einzelnes Finites Element seine Steifigkeit verliert oder ob mehrere

Finite Elemente zeitgleich ihre Steifigkeit verlieren, die gemeinsam den gleichen Bereich diskretisieren, wie das zuerst genannte einzelne Finite Element.

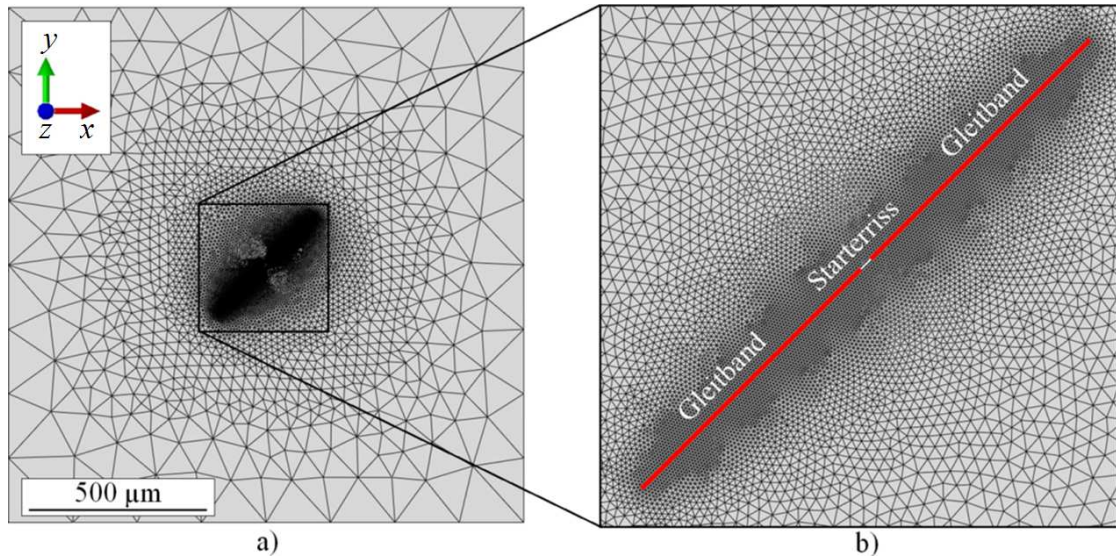


Bild 5.1: Finite-Elemente-Modell bestehend aus einem Starrerriss (weiß) und zwei Gleitbändern (rote Elemente) in einer elastisch isotropen Umgebung (graue Elemente);  $\Delta\sigma/2 = 400$  MPa (Lastrichtung: Horizontal)

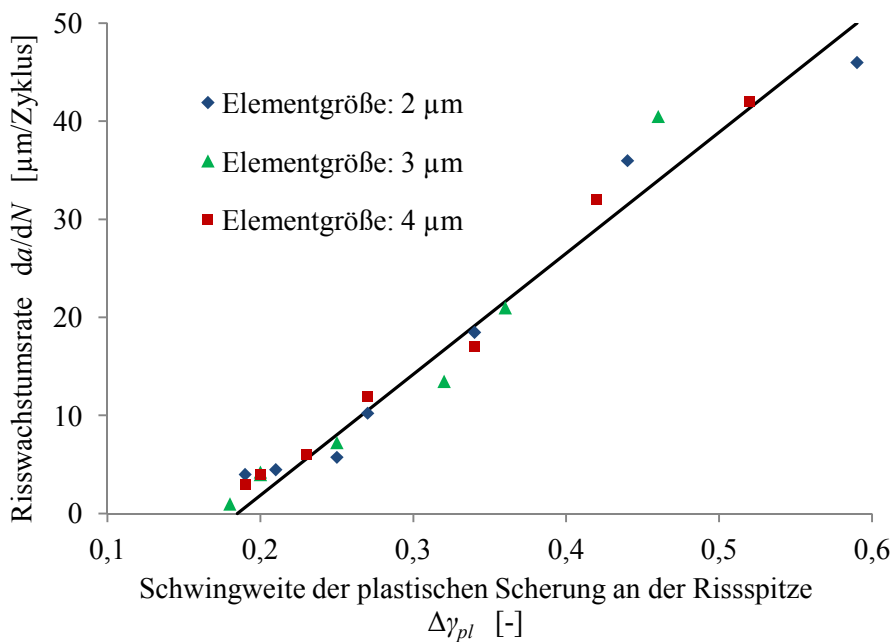


Bild 5.2: Simulierte Risswachstumsrate als Funktion der Schwingweite der plastischen Scherung an der Rissspitze für unterschiedliche Elementgrößen

## 6 Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dargestellt, die mit Hilfe des in Kapitel 5 erläuterten Modells zur Beschreibung der Riskeimbildung und des Kurzrisswachstums simuliert wurden. Zunächst wird wiedergegeben, wie die für die Berechnungen erforderlichen Parameter ermittelt wurden. Anschließend werden Simulationsergebnisse präsentiert, die auf realen ermüdeten Mikrostrukturen basieren. Hiermit kann das in Kapitel 5 beschriebene Modell verifiziert werden. Darüber hinaus werden Simulationsergebnisse gezeigt, die auf synthetischen Mikrostrukturen basieren. Hiermit sollen grundsätzliche Ermüdungsmechanismen aufgezeigt werden. Abschließend werden Ermüdungsdaten von synthetischen Mikrostrukturen dargestellt, um den Einfluss der im Duplexstahl vorhandenen Walztextur bzw. Vorzugsorientierung auf die Ermüdungslebensdauer zu untersuchen.

### 6.1 Parameterbestimmung

Im Folgenden wird zunächst erläutert, wie das Verhältnis des kritischen Ermüdungsschädigungsparameters der Austenitphase zum kritischen Ermüdungsschädigungsparameter der Ferritphase bestimmt wurde. Anschließend wird die Ermittlung der Verfestigungsparameter beider Phasen für die Simulation der Kristallplastizität dargestellt.

#### 6.1.1 Verhältnis der kritischen Ermüdungsschädigungsparameter

Um Ermüdungssimulationen des untersuchten Duplexstahls durchführen zu können, müssen die kritischen Ermüdungsschädigungsparameter beider Phasen bekannt sein. Daher wurde zunächst das Verhältnis des kritischen Ermüdungsschädigungsparameters der Austenitphase  $ESP_{krit,\gamma}$  zum kritischen Ermüdungsschädigungsparameter der Ferritphase  $ESP_{krit,\alpha}$  mit Hilfe des in Bild 5.1 dargestellten Finite-Elemente-Modells bestimmt. Für die Simulation eines Austenitleitbandes wurde eine mikrostrukturelle Fließschubspannung von 68 MPa und für die Simulation eines Ferritleitbandes wurde eine mikrostrukturelle Fließschubspannung von 99 MPa definiert (siehe Kapitel 3.1). Die kritischen Ermüdungsschädigungsparameter wurden systematisch variiert, sodass letztendlich das Verhältnis der numerisch nachgebildeten Risswachstumsgeschwindigkeiten in beiden Phasen dem gemittelten Wert der von Düber (2007) und Scharnweber (2013) experimentell ermittelten Daten entsprach. Die experimentellen Untersuchungen bei Spannungsamplituden von etwa 400 MPa zeigten eine durchschnittlich doppelt so große Rissausbreitungsgeschwindigkeit von kurzen Ermüdungsrissen in der Ferritpha-

se gegenüber kurzen Ermüdungsrissen in der Austenitphase. Das durch die Simulationen ermittelte Verhältnis des kritischen Ermüdungsschädigungsparameters der Austenitphase  $ESP_{krit,\gamma}$  zum kritischen Ermüdungsschädigungsparameter der Ferritphase  $ESP_{krit,\alpha}$  betrug in etwa 4. Dieser Wert wurde für alle Simulationen der im Folgenden dargestellten Simulationsergebnisse konstant gehalten.

### 6.1.2 Verfestigungsparameter

Mit Hilfe von Incremental Step Tests erstellte Düber (2007) zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurven (Bild 6.1) für einen rein austenitischen Edelstahl (Werkstoffnummer: 1.4404, X2CrNiMo17-12-3) und einen rein ferritischen Edelstahl (Werkstoffnummer: 1.4511, X6CrNb17), deren chemische Zusammensetzungen denen der austenitischen bzw. ferritischen Phase des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls ähneln.

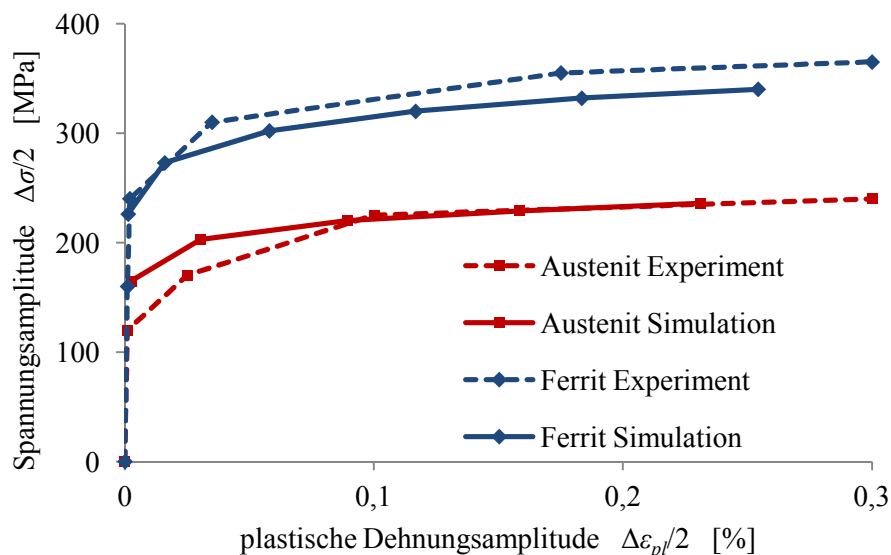


Bild 6.1: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurven eines austenitischen (rot) und eines ferritischen (blau) Edelstahls (gestrichelte Linien: Experimentelle Ergebnisse (Düber 2007) und geschlossene Linien: Simulationsergebnisse)

Das in Bild 6.2 abgebildete Finite-Elemente-Modell ist aus etwa 400 einzelnen Körnern mit einem Durchmesser von etwa 40  $\mu\text{m}$  entsprechend den Beschreibungen in Kapitel 5 aufgebaut. An der linken und rechten Seite der nachgebildeten Mikrostruktur wurden Finite Elemente definiert, die isotrop-elastisches Materialverhalten mit einem Elastizitätsmodul von 197 GPa und einer Querkontraktionszahl von 0,3 aufwiesen. Die Randbedingungen des FE-Modells wurden analog zu den Randbedingungen des in Bild 5.1 abgebildeten Modells gewählt. An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine Last in  $x$ -Richtung definiert. Mit

dem beschriebenen Modell wurde das Verformungsverhalten der beiden einphasigen Werkstoffe nachgebildet. Dabei war es das Ziel die Verfestigungsparameter der einzelnen Phasen herauszufinden. Für die Austenitphase wurde eine mikrostrukturelle Fließschubspannung von 68 MPa und für die Ferritphase wurde eine mikrostrukturelle Fließschubspannung von 99 MPa definiert (siehe Kapitel 3.1). Es wird angenommen, dass aufgrund der Einphasigkeit der zu untersuchenden Werkstoffe keine Eigenspannungen zu berücksichtigen sind.

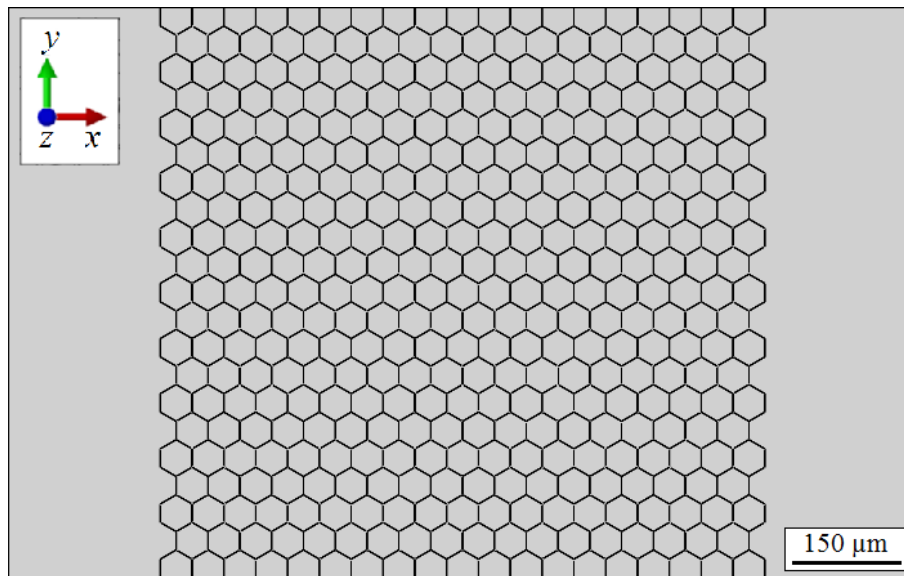


Bild 6.2: *Finite-Elemente-Modell zur Ermittlung der Verfestigungsparameter (Lastrichtung: Horizontal)*

In Bild 6.1 sind die hiermit simulierten zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurven unter Vernachlässigung von Wechselverfestigung dargestellt. Die simulierten Kurvenverläufe stimmen gut mit den experimentell von Düber (2007) bestimmten Kurvenverläufen überein. Daher wurde im Rahmen der Ermüdungssimulationen, die zu den in den folgenden Kapiteln dargestellten Ergebnissen geführt haben, keine Wechselverfestigung berücksichtigt. Darüber hinaus liegt dieses Vorgehen darin begründet, dass Düber (2007) im Rahmen von Wechselverformungsuntersuchungen des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls bei den im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Spannungsamplituden keinerlei Ver- oder Entfestigung feststellte. Die Ursachen dafür, dass mit Hilfe eines linear-elastischen, ideal-plastischen Materialverhaltens – d.h. ohne Verfestigung – die dargestellten Kurven simuliert wurden, ist die Berücksichtigung der polykristallinen Mikrostruktur mit unterschiedlichen kristallografischen Orientierungen der einzelnen Körner sowie die Berücksichtigung von Kristallplastizität. Bei Erreichen der Elastizitätsgrenze beginnen zunächst diejenigen Körner plastisch zu verformen, die ein Gleitsystem mit dem maximalen Schmidfaktor der gesamten abgebildeten Mikrostruk-

tur aufweisen, auf dem daher die mikrostrukturelle Fließschubspannung zuerst in der gesamten Mikrostruktur erreicht wird. Währenddessen verformen sich alle anderen Körner lediglich linear-elastisch. Mit steigender äußerer Last beginnen sich auch Körner plastisch zu verformen, deren Gleitsysteme geringere Schmidfaktoren aufweisen. Der bei ideal-plastischem Materialverhalten erwartete waagerechte Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Kurve wird erreicht, wenn in allen Bereichen der nachgebildeten Mikrostruktur plastische Verformung auftritt.

## 6.2 Simulation der wechselverformungsbedingten Entwicklung von Eigenspannungen auf Mikrostrukturebene

In Bild 6.3 ist ein Finite-Elemente-Modell einer dreidimensionalen Mikrostruktur des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls abgebildet. In der linken Hälfte ist die ferritische Phase und in der rechten Hälfte ist die austenitische Phase dargestellt. Die Randbedingungen des gesamten Finite-Elemente-Modells wurden analog zu den Randbedingungen des in Bild 5.1 abgebildeten Modells gewählt (siehe Kapitel 5). Auf die Simulation des in Kapitel 5 beschriebenen Abschreckvorgangs folgte die Simulation der Wechselverformung. Hierzu wurde an der rechten Seitenfläche des Modells eine zyklische Normalspannung mit einer Amplitude von 350 MPa in  $x$ -Richtung aufgebracht. Aufgrund der Komplexität des erstellten Finite Elemente Modells wurden lediglich 10 Lastzyklen simuliert, wofür etwa drei Tage erforderlich waren. Somit werden mit einem simulierten Lastzyklus eine Vielzahl realer Lastzyklen abgebildet.

In der linken Hälfte von Bild 6.3 ist die simulierte Normalspannung in Lastrichtung  $\sigma_x$  in der ferritischen Phase nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen dargestellt. In einigen Körnern ist keine nennenswerte Änderung der Eigenspannung mit zunehmender Lastzyklenzahl zu erkennen – z.B. Position ①. Hingegen ist in einigen anderen Körnern zu beobachten, dass anfängliche Druckeigenspannungen infolge der Wechselverformung bereits nach den ersten Lastzyklen stark abgebaut wurden – z.B. Position ②. Darüber hinaus wurde in einigen Körnern nach den ersten Lastzyklen deutliche Zugeigenspannungen aufgebaut – z.B. Position ③. In der rechten Hälfte von Bild 6.3 ist die simulierte Normalspannung in Lastrichtung  $\sigma_x$  in der austenitischen Phase nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen dargestellt. Wiederum ist in einigen Körnern keine nennenswerte Änderung der Eigenspannung mit zunehmender Lastzyklenzahl zu erkennen – z.B. Position ④. In anderen Körnern wurden anfängliche Zugeigenspannungen durch die plastische Verformung infolge der Wechselverformung abgebaut – z.B. Position ⑤.

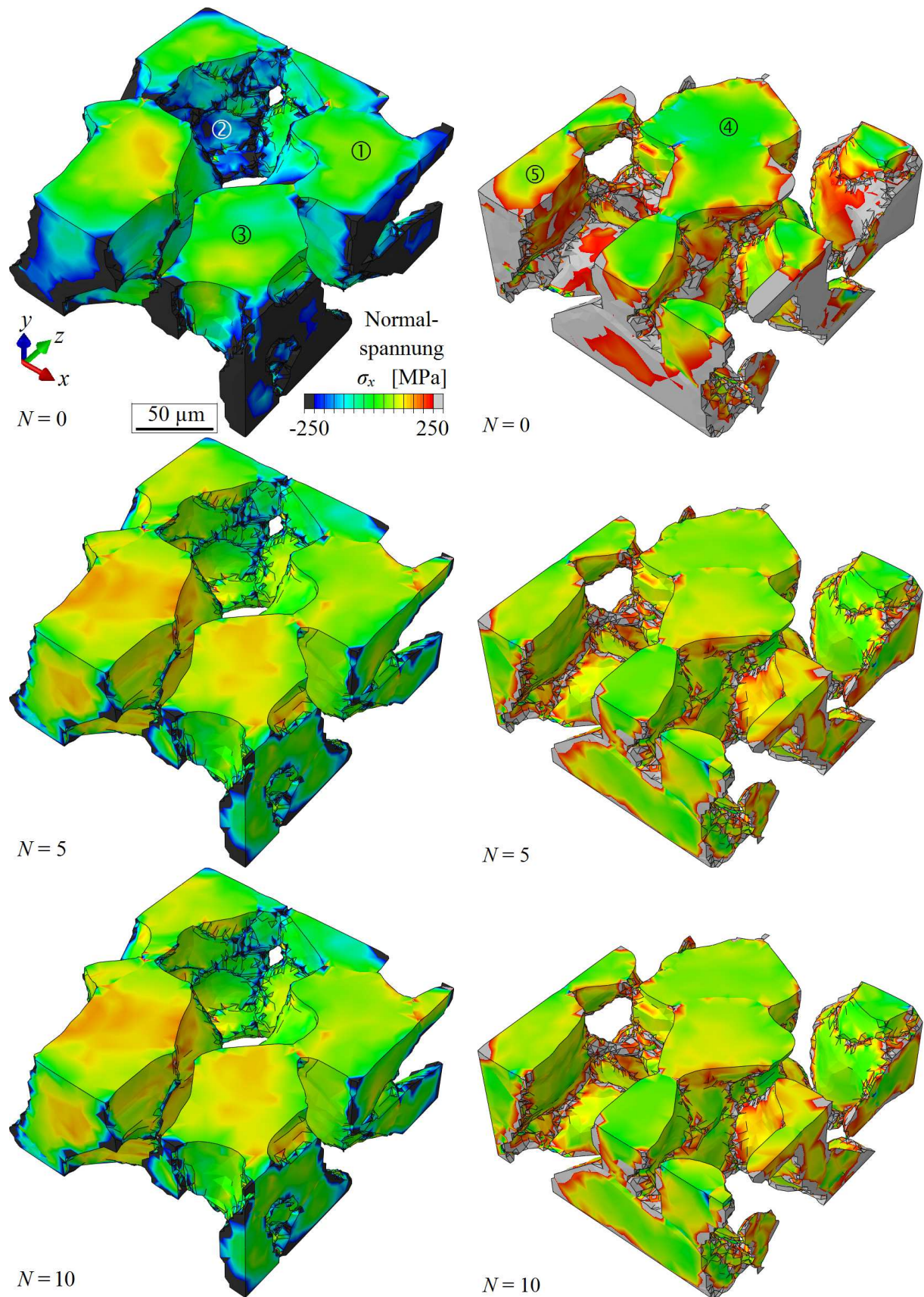


Bild 6.3: Simulierte Normalspannung in Lastrichtung nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen in der ferritischen (links) und austenitischen Phase (rechts)



### 6.3 Simulation der Risskeimbildung

In Bild 6.4 a ist eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe dargestellt, die transkristalline Risskeime enthält, die an der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha$  auf einem  $\{110\}$ - $\langle 111 \rangle$ -Gleitsystem entstanden sind. Die mit Hilfe der EBSD-Technik an der Probenoberfläche gewonnenen Mikrostrukturinformationen wurden in ein Finite-Elemente-Modell mit einer Dicke von  $5 \mu\text{m}$  übertragen, welches durch Tetraederelemente mit quadratischen Ansatzfunktionen diskretisiert wurde. Die Korngrenzen wurden dabei senkrecht zur Oberfläche in die Tiefe extrudiert. Den Körnern wurden experimentell ermittelte kristallografische Orientierungen, richtungsabhängige elastische Konstanten ( $E_{11}$ ,  $E_{12}$  und  $E_{44}$ ) sowie kristallplastisches Materialverhalten zugewiesen. Ein Rahmen mit isotrop-elastischem Materialverhalten (hier nicht dargestellt) mit einem Elastizitätsmodul von  $197 \text{ GPa}$  und einer Querkontraktionszahl von  $0,3$  wurde um die dargestellte Mikrostruktur herum modelliert, um den Einfluss der umgebenden Mikrostruktur möglichst realitätsnah abzubilden. Die Randbedingungen des gesamten Finite-Elemente-Modells wurden analog zu den Randbedingungen des in Bild 5.1 abgebildeten Modells definiert. Wärmebehandlungs- und fertigungsbedingte Eigenspannungen wurden entsprechend den Erläuterungen in Kapitel 5 berücksichtigt. Auf die Simulation des Abschreckvorgangs folgte die Simulation der Wechselverformung. Hierzu wurde an der rechten Seitenfläche des Modells eine zyklische Normalspannung mit einer Amplitude von  $380 \text{ MPa}$  in  $x$ -Richtung definiert.

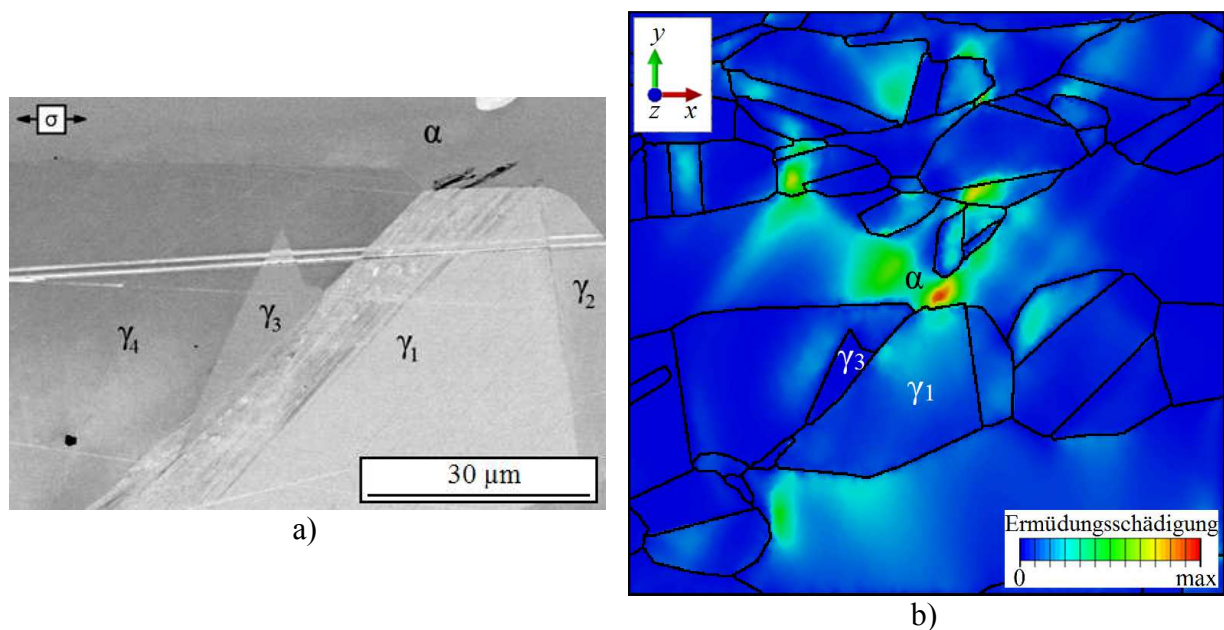


Bild 6.4: a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe und b) simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung von Eigenspannungen I. und II. Art (Lastrichtung: Horizontal)

In Bild 6.4 b ist die nach einem Lastzyklus berechnete Ermüdungsschädigung ( $ESP_{max} / ESP_{krit}$ ) dargestellt. Die maximale Schädigung in der gesamten dargestellten Mikrostruktur wurde an exakt der Stelle bestimmt, an der die Riskeime in der realen Mikrostruktur entstanden sind.

Bild 6.5 a zeigt eine weitere rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe, die ebenfalls einen transkristallinen Riskeim aufweist. Dieser ist an der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha$  entstanden. Analog zu der in Bild 6.4 a dargestellten Mikrostruktur wurde auch für die in Bild 6.5 a abgebildete Mikrostruktur ein Finite-Elemente-Modell erstellt. An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine zyklische Normalspannung in  $x$ -Richtung mit einer Amplitude von 380 MPa aufgebracht. In Bild 6.5 b ist die simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung der wärme- und fertigungsbedingten Eigenspannungen I. und II. Art dargestellt. Eine sehr große Ermüdungsschädigung wurde an exakt der Stelle bestimmt, an der der Riskeim in der realen Mikrostruktur entstanden ist.

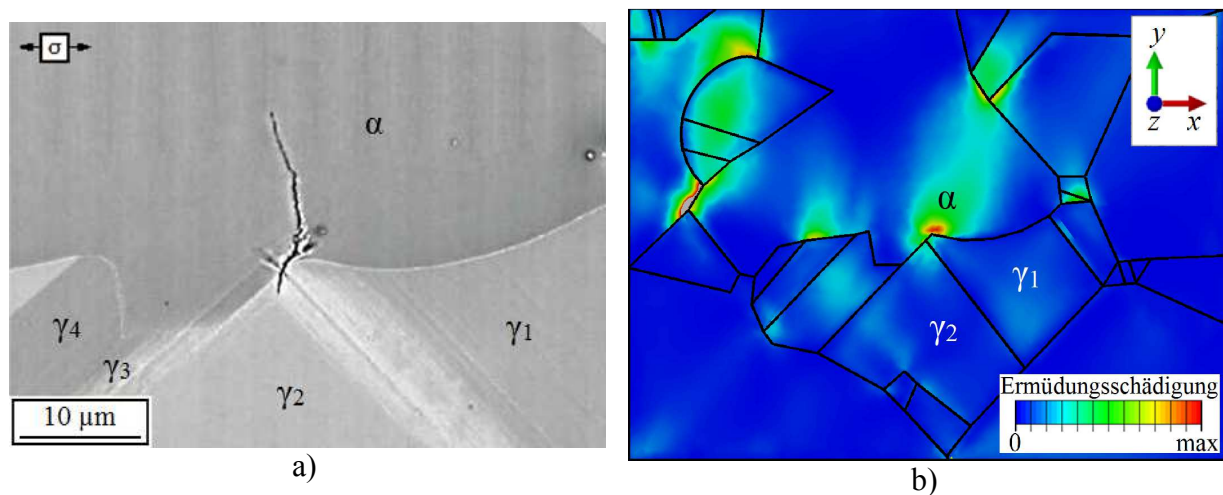


Bild 6.5: a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe (Knobbe 2016) und b) simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung von Eigenspannungen I. und II. Art (Lastrichtung: Horizontal)

In Bild 6.6 a ist eine weitere rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe dargestellt, die Riskeime enthält. Diese sind an der Phasengrenze zwischen dem Austenitkorn  $\gamma_1$  und dem Ferritkorn  $\alpha_1$  entstanden. Analog zu den in Bild 6.4 a und Bild 6.5 a dargestellten Mikrostrukturen wurde auch für die in Bild 6.6 a abgebildete Mikrostruktur ein Finite-Elemente-Modell erstellt. An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine zyklische Normalspannung in  $x$ -Richtung mit einer Amplitude von 365 MPa aufgebracht. Bild 6.6 b zeigt die simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung

sichtigung der wärme- und fertigungsbedingten Eigenspannungen I. und II. Art. Ein hoher Wert der Ermüdungsschädigung wurde an exakt der Stelle bestimmt, an der ein Risskeim in der realen Mikrostruktur entstanden ist. An einer weiteren Rissinitiierungsstelle wurde jedoch nur ein sehr geringer Wert der Ermüdungsschädigung bestimmt. Darüber hinaus wurden an anderen Stellen in der dargestellten Mikrostruktur hohe Werte der Ermüdungsschädigung berechnet, obwohl hier keine Risskeime in der realen Mikrostruktur beobachtet werden konnten.

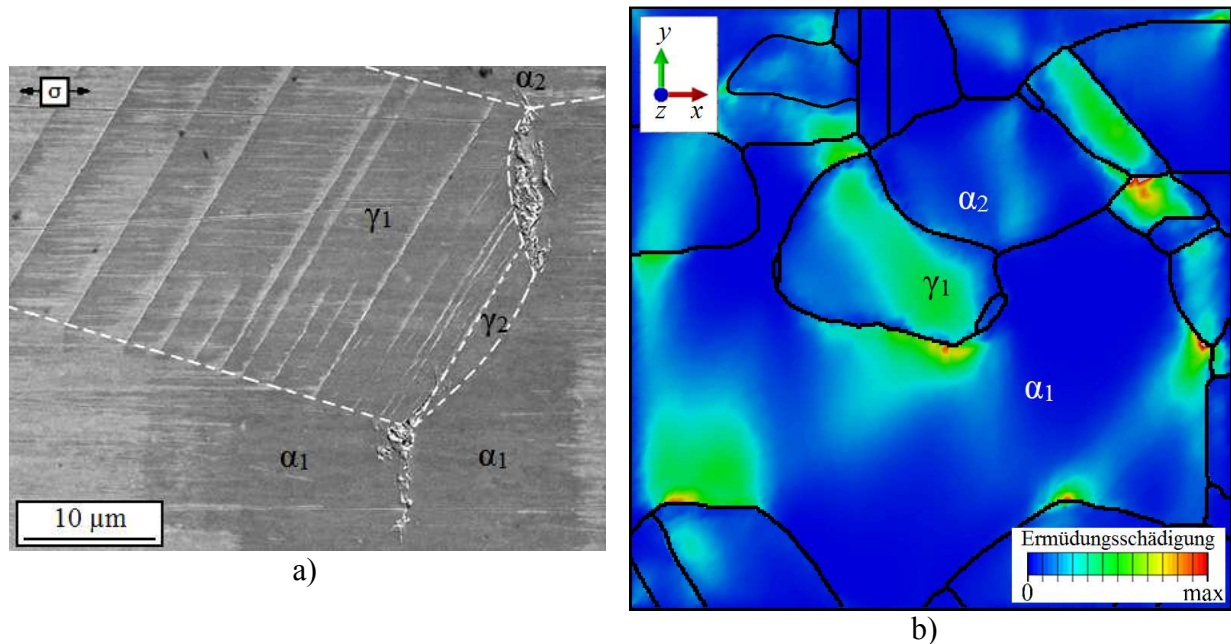


Bild 6.6: a) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe und b) simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung von Eigenspannungen I. und II. Art (Lastrichtung: Horizontal)

Bild 6.7 a zeigt ein weiteres Finite-Elemente-Modell der in Bild 6.6 a dargestellten Mikrostruktur, welches analog zu dem in Bild 6.6 b gezeigten Modell erstellt wurde. In diesem Fall wurde jedoch zusätzlich die Mikrostruktur unterhalb der Probenoberfläche berücksichtigt. Die Mikrostrukturdaten wurden gewonnen, indem die Oberfläche einer ermüdeten Flachprobe für die Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik (Bild 3.8 b) in Schritten von etwa 15  $\mu\text{m}$  abgeschliffen und poliert wurde. Nach jedem Poliervorgang wurde eine automatisierte EBSD-Aufnahme erstellt. Um die Rissinitiierungsstelle nach jedem Schleif- und Poliervorgang wiederfinden zu können, wurden mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls Markierungen senkrecht zur Oberfläche bis in eine Tiefe von etwa 30  $\mu\text{m}$  eingebracht. Vickers-Pyramiden-Eindrücke, die vor dem ersten Schleifvorgang in die Probenoberfläche eingebracht wurden, dienten zur Messung der Abtragtiefe. In Bild 6.7 ist die simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus unter Berücksichtigung der wärme- und fertigungsbedingten Eigenspannungen I. und II. Art

dargestellt. Die maximale Ermüdungsschädigung in der gesamten dreidimensionalen Mikrostruktur wurde an exakt der Stelle bestimmt, an der ein Risskeim in der realen Mikrostruktur entstanden ist. In Bild 6.8 a ist das Ferritkorn perspektivisch dargestellt, in dem der Risskeim entstanden ist. Eine Detailaufnahme des Rissinitiierungsortes ist in Bild 6.8 b dargestellt.

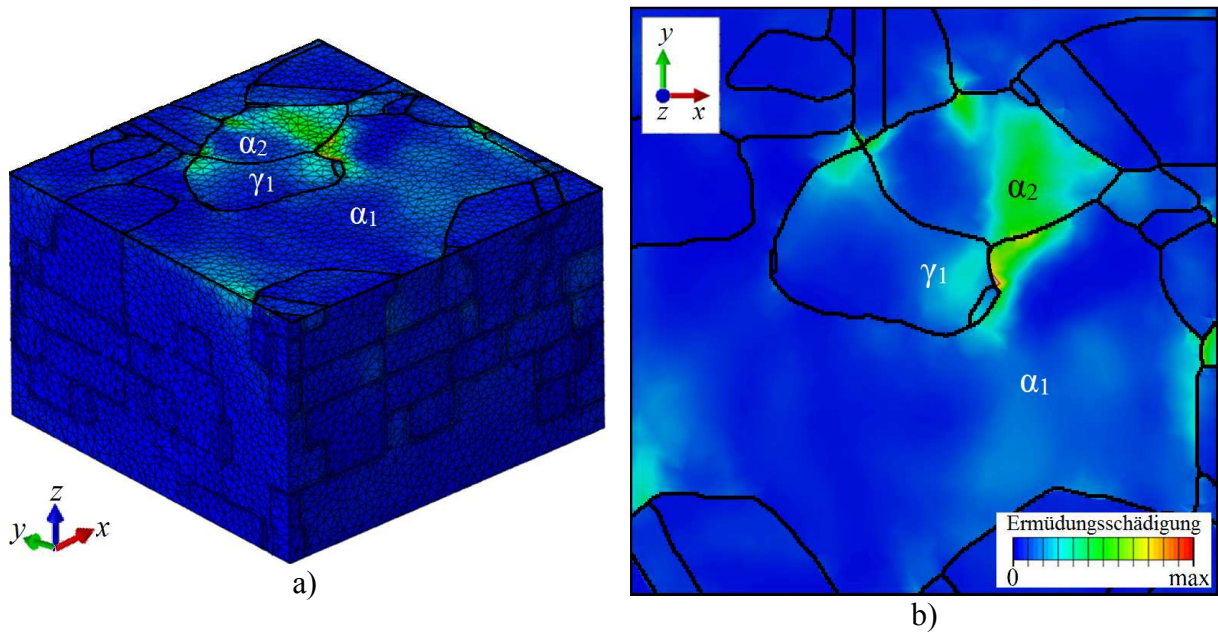


Bild 6.7: Simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus in der in Bild 6.6 a dargestellten Mikrostruktur unter Berücksichtigung der 3D-Korngeometrie sowie Eigenspannungen I. und II. Art: a) Perspektivische Darstellung und b) Oberfläche (Lastrichtung: Horizontal)

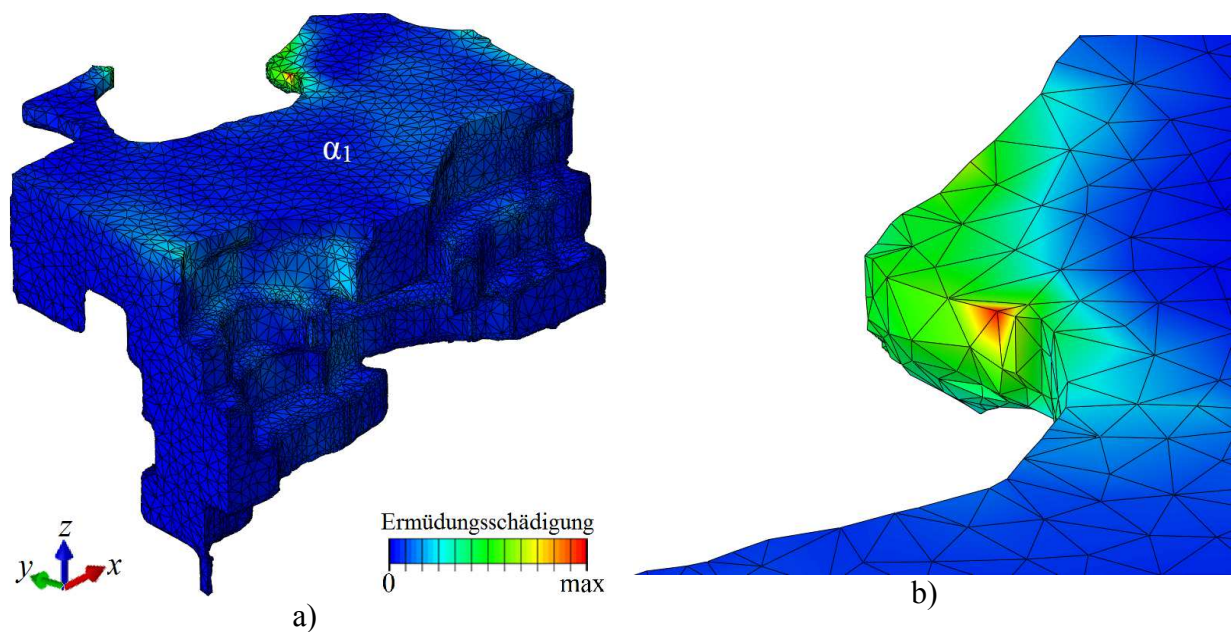


Bild 6.8: Simulierte Ermüdungsschädigung nach einem Lastzyklus in dem in Bild 6.6 a dargestellten Ferritkorn  $\alpha_1$ : a) Perspektivische Darstellung und b) Detailaufnahme der Rissinitiierungsstelle

In Bild 6.9 a ist ein Finite-Elemente-Modell dargestellt, das analog zu dem in Bild 5.1 gezeigten Finite-Elemente-Modellen aufgebaut wurde. Hiermit wurde ein Austenitgleitband (rote Elemente) in einer elastisch isotropen Umgebung (graue Elemente) abgebildet. Der Schmidfaktor des Gleitsystems betrug  $S = 0,5$  und als mikrostrukturelle Fließschubspannung wurde der experimentell ermittelte Wert der Austenitphase festgelegt ( $\tau_{F\gamma} = 68 \text{ MPa}$ ). An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine Normalspannung von 350 MPa in  $x$ -Richtung definiert. In Bild 6.9 b ist die Verteilung der simulierten Normalspannung in Lastrichtung  $\sigma_x$  entlang der Querschnittsfläche A-B abgebildet, die beispielsweise eine Phasengrenze darstellen soll. An der Schnittlinie zwischen dem Gleitband und der Querschnittsfläche entsteht aufgrund der starken Lokalisierung der plastischen Dehnung eine Konzentration der Normalspannung, was ein sprödes Aufreißen einer Phasengrenze begünstigt. Allen Elementen wurden einheitliche isotrope elastische Eigenschaften zugewiesen, um Spannungskonzentrationen infolge elastischer Anisotropie zu vermeiden.

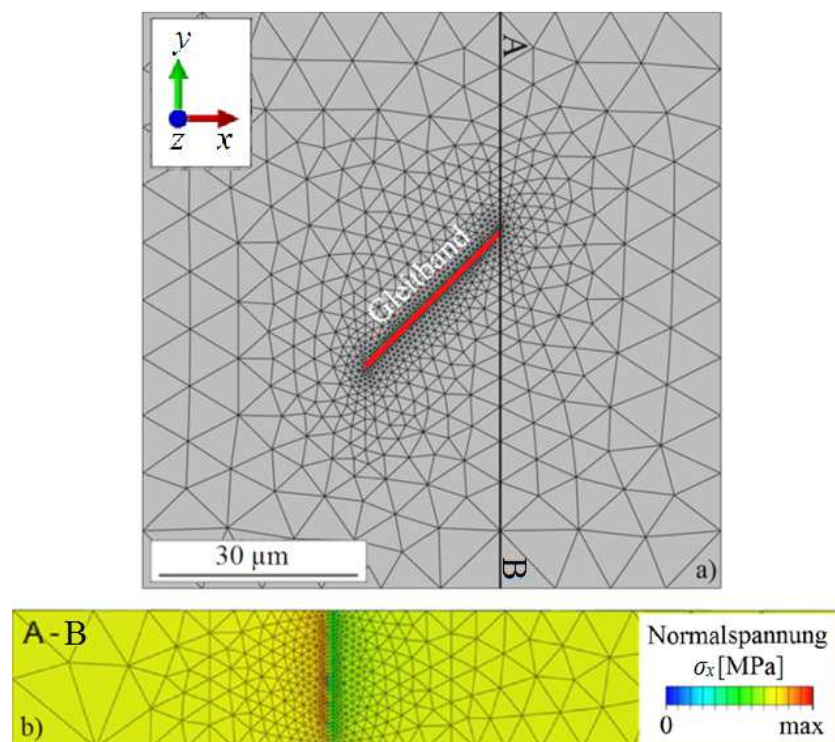


Bild 6.9: a) Finite-Elemente-Modell bestehend aus einem Austenitgleitband (rote Elemente) in einer elastisch isotropen Umgebung (graue Elemente) (Lastrichtung: Horizontal,  $\sigma = 350 \text{ MPa}$ ) und b) Normalspannungsverteilung in Querschnittsfläche A-B

#### 6.4 Simulation des Kurzrischwachstums

Bild 6.10 zeigt ein Finite-Elemente-Modell, das analog zu dem in Bild 5.1 gezeigten Finite-Elemente-Modellen aufgebaut wurde. Hiermit wurde ein Austenit- und ein Ferritgleitband (rote Elemente) in einer elastisch-isotropen Umgebung (graue Elemente) abgebildet. Der

Schmidfaktor des Austenitgleitsystems betrug  $S = 0,5$  und als mikrostrukturelle Fließschubspannung wurde der experimentell ermittelte Wert der Austenitphase festgelegt ( $\tau_{F\gamma} = 68$  MPa). Der Schmidfaktor des Ferritgleitsystems betrug  $S = 0,46$  und als mikrostrukturelle Fließschubspannung wurde der experimentell ermittelte Wert der Ferritphase zugewiesen ( $\tau_{F\alpha} = 99$  MPa). An der rechten Seitenfläche des Modells wurde eine zyklische Normalspannung in  $x$ -Richtung mit einer Amplitude von 350 MPa aufgebracht. Die simulierte Ermüdungsschädigung auf dem Ferritgleitband ist in Bild 6.11 a-c nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen dargestellt. In Bild 6.11 d ist die simulierte Rissfront nach dem 4ten bis 13ten Lastzyklus abgebildet. Das Kurzrischwachstum wurde zunächst bis etwa zur Mitte des Gleitbandes beschleunigt. Anschließend wurde es jedoch stark abgebremst, da die plastische Dehnung an der Rissspitze durch die Annäherung der Rissspitze an die Korn- bzw. Phasengrenze behindert und damit reduziert wurde.

In Bild 6.12 ist ein Finite-Elemente-Modell der in Bild 4.41 abgebildeten Mikrostruktur dargestellt, welches analog zu dem in Bild 6.4 b zu sehenden Modell aufgebaut wurde. In rot ist die Gleitebene dargestellt, auf der sich ein Riskeim an der mit dem Pfeil gekennzeichneten Stelle gebildet hat. Die simulierte Ermüdungsschädigung auf dieser Gleitebene ist in Bild 6.13 a-e nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen unter Berücksichtigung der wärme- und fertigungsbedingten Eigenspannungen I. und II. Art dargestellt. Darüber hinaus ist in Bild 6.13 f die simulierte Rissfront nach dem 21sten bis 28sten Lastzyklus abgebildet. Das Risswachstum wurde im Anschluss an die Riskeimbildung zunächst bis zum 24sten Lastzyklus beschleunigt. Anschließend wurde es jedoch ohne Einwirken einer mikrostrukturellen Barriere, wie z.B. einer Korn- oder Phasengrenze, stark abgebremst.

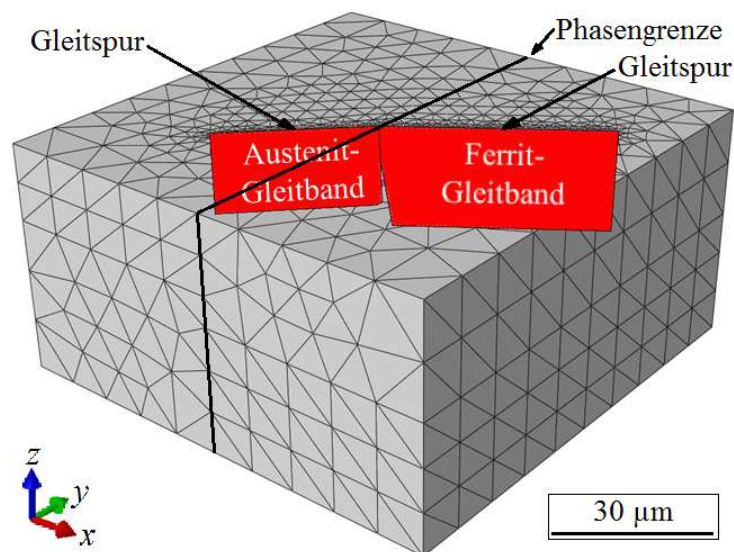


Bild 6.10: Finite-Elemente-Modell eines Austenit- und Ferritgleitbandes (rote Elemente) in einer elastisch-isotropen Umgebung (graue Elemente)

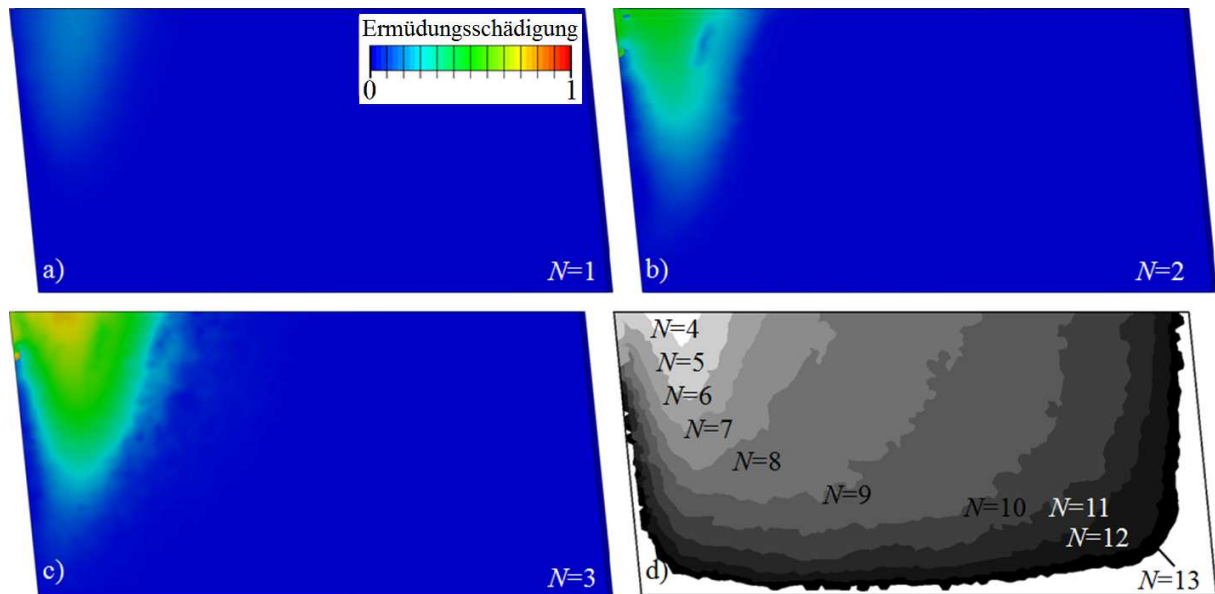


Bild 6.11: a) bis c) Simulierte Ermüdungsschädigung auf der in Bild 6.10 rot dargestellten Ferritgleitebene nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen und d) simulierte Rissfront nach dem 4ten bis 13ten Lastzyklus ( $\Delta\sigma/2 = 350 \text{ MPa}$ )

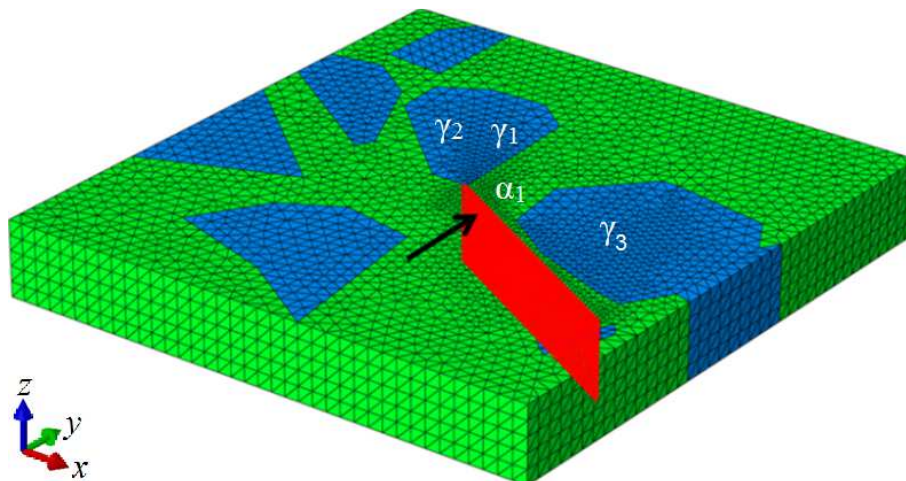


Bild 6.12: Finite-Elemente-Modell der Mikrostruktur aus Bild 4.41 (Austenit: Blau, Ferrit: Grün)

Das in Bild 6.14 dargestellte Finite-Elemente-Modell mit einer Dicke von  $5 \mu\text{m}$  besteht aus etwa 400 einzelnen Körnern mit einem Durchmesser von ungefähr  $40 \mu\text{m}$ , die durch Tetraederelemente diskretisiert wurden und denen Kristallplastizität sowie unterschiedliche kristallografische Orientierungen zugewiesen wurden. Die Orientierungen wurden durch automatisierte EBSD-Untersuchungen ermittelt und den einzelnen Körnern unter Berücksichtigung ihrer Phasenzugehörigkeit willkürlich zugeordnet. An der linken und rechten Seite der nachgebildeten Mikrostruktur wurden Finite Elemente definiert, die isotrop-elastisches Materialverhalten mit einem Elastizitätsmodul von  $197 \text{ GPa}$  und einer Querkontraktionszahl von

0,3 aufwiesen. Die Randbedingungen des FE-Modells wurden analog zu den Randbedingungen des in Bild 5.1 abgebildeten Modells festgelegt. Wärmebehandlungs- und fertigungsbedingte Eigenspannungen I. und II. Art wurden entsprechend den Erläuterungen in Kapitel 5 berücksichtigt. Auf die Simulation des Abschreckvorgangs folgte die Simulation der Wechselverformung. Hierzu wurde an der rechten Seitenfläche des Modells eine zyklische Normalspannung in  $x$ -Richtung mit einer Amplitude von 360 MPa definiert. Mit dem Modell wurden die Risseimbildung und das Kurzrischwachstum simuliert.

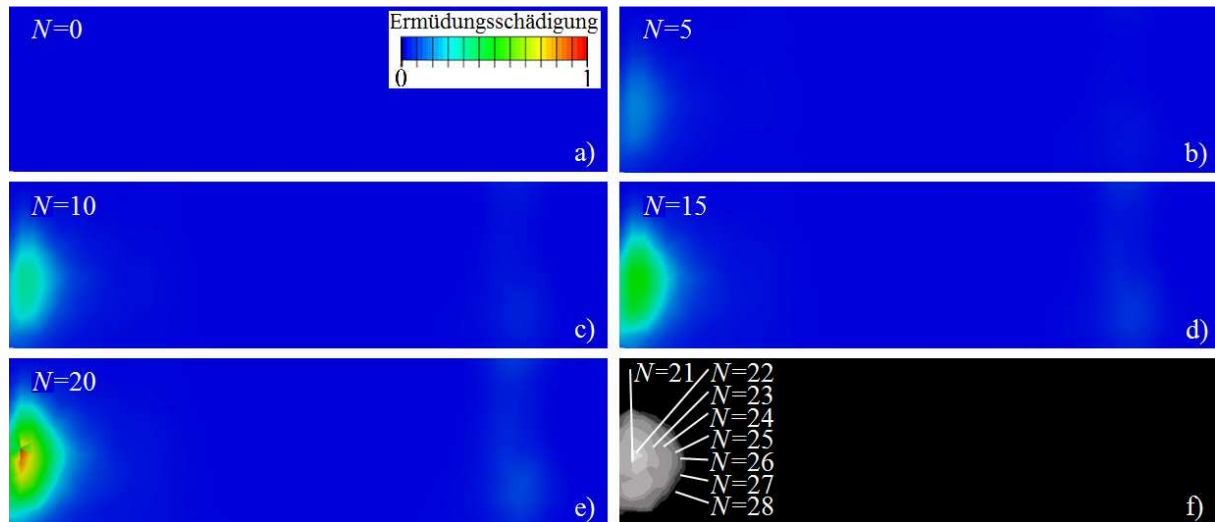


Bild 6.13: a) bis e) Simulierte Ermüdungsschädigung auf der in Bild 6.12 rot dargestellten Ferritleitebene nach unterschiedlichen Lastzyklen und f) simulierte Rissfront nach dem 21sten bis 28sten Lastzyklus ( $\Delta\sigma/2 = 350$  MPa)

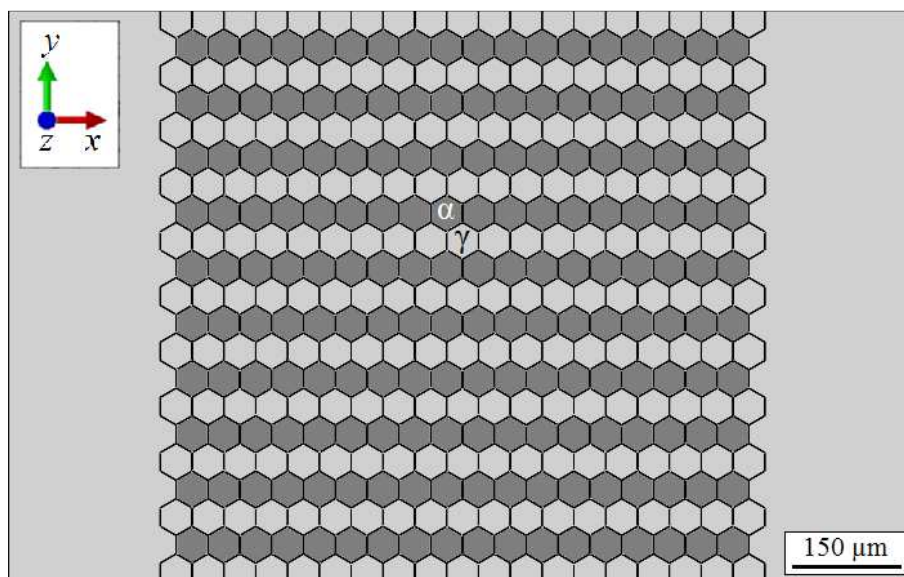


Bild 6.14: Finite-Elemente-Modell zur Untersuchung des Einflusses der Walztextur auf die Risseimbildung und das Kurzrischwachstum (Lastrichtung: Horizontal)



Die simulierte Ermüdungsschädigung ist in Bild 6.15 nach unterschiedlichen Lastzyklenzahlen dargestellt. Nach neun simulierten Lastzyklen hat sich in dem Modell ein transkristalliner Risskeim in dem Ferritkorn  $\alpha_2$  gebildet, der in den darauffolgenden Lastzyklen bis zu der Korngrenze zu dem benachbarten Ferritkorn  $\alpha_1$  weiterwuchs. Die Korngrenze hat das Risswachstum nicht nennenswert beeinflusst, wohingegen die Phasengrenzen zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_1$  und dem Austenitkorn  $\gamma_1$  sowie zwischen dem Ferritkorn  $\alpha_2$  und dem Austenitkorn  $\gamma_6$  den Riss über mehrere Lastzyklen hinweg aufgehalten haben. Deutlich zu erkennen ist, dass es in den Austenitkörnern  $\gamma_1$ ,  $\gamma_5$  und  $\gamma_6$  erst zu einer nennenswerten Schädigungsentwicklung kommt, sobald sich die Spitze des Ermüdungsrisses den entsprechenden Körnern genähert hat.

Mit Hilfe des in Bild 6.9 a dargestellten Finite-Elemente-Modells wurde der Einfluss des maximalen Schmidfaktors des zum risstragenden Korn benachbarten Kornes auf die Barrierewirkung einer Phasengrenze untersucht. Hierzu wurde an der oberen Seitenfläche des Modells eine zyklische Normalspannung in  $y$ -Richtung mit einer Amplitude von 350 MPa definiert. Die Knoten der unteren Seitenfläche wurden in  $y$ -Richtung fixiert. Um Starrkörperbewegung und/oder -rotation zu vermeiden, wurden darüber hinaus der Knoten an der unteren linken Ecke in  $x$ -Richtung und der Knoten an der unteren rechten Ecke zusätzlich in  $z$ -Richtung fixiert. Den rot dargestellten Elementen wurde ein Elastizitätsmodul von  $E = 1$  MPa zugewiesen, sodass sich diese gemeinsam wie ein Riss verhielten. Den Elementen rechts der Linie A-B wurde kristallplastisches Materialverhalten mit der mikrostrukturellen Fließschubspannung der Austenitphase zugewiesen, währenddessen sich die grau dargestellten Elemente links der Linie A-B rein isotrop-elastisch verformten. Die kristallografische Orientierung der Elemente rechts der Linie A-B wurde variiert. In Bild 6.16 ist die berechnete Lastzyklenzahl zur Überwindung der Barriere in Abhängigkeit vom maximalen Schmidfaktor der Elemente rechts der Linie A-B dargestellt. Die Werte wurden auf den Wert für  $S = 0,5$  normiert. Mit sinkendem maximalem Schmidfaktor des zum risstragenden Korn benachbarten Kornes steigen die Lastzyklenzahl zur Überwindung der Barriere und damit die Effektivität der Barriere überproportional an.

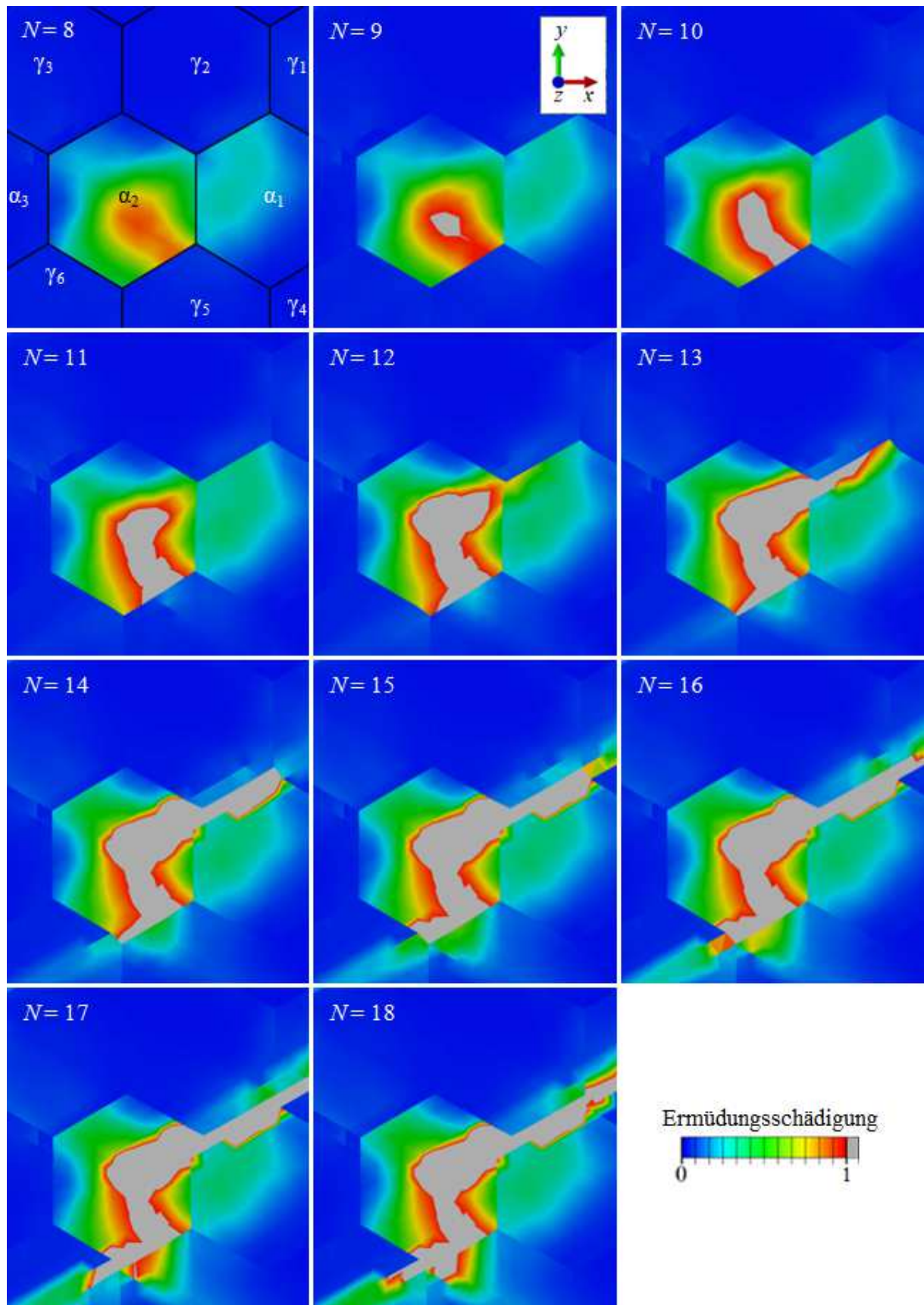


Bild 6.15: Simulation der Risskeimbildung und des Kurzrisswachstums in einer synthetischen Mikrostruktur (Lastrichtung: Horizontal)

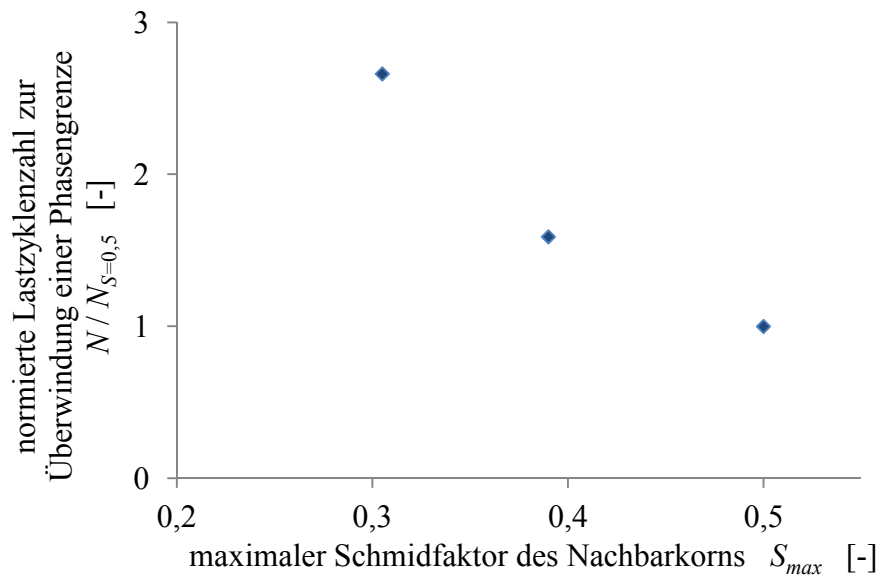


Bild 6.16: Normierte Lastzyklenzahl zur Überwindung einer Phasengrenze in Abhängigkeit von dem maximalen Schmidfaktor des Nachbarkorns

## 6.5 Einfluss der Walztextur auf die Riskeimbildung und das Kurzrisswachstum

Mit Hilfe des in Bild 6.14 dargestellten Finite-Elemente-Modells wurde der Einfluss der herstellungsbedingten Vorzugsorientierung bzw. Textur des Duplexstahls analysiert. In Bild 6.17 sind die simulierten Lastzyklenzahlen bis zur Riskeimbildung sowie bis zum Erreichen der Übergangsrisslänge zwischen Kurz- und Langrisswachstum  $a_{KRW-LRW}$  bei einer Spannungsamplitude von 360 MPa bis zu einer maximalen Lastzyklenzahl von 100 abgebildet. Die linken Enden der Balken symbolisieren die Lastzyklenzahlen bis zur Riskeimbildung, währenddessen die rechten Enden die Lastzyklenzahlen bis zum Erreichen der Übergangsrisslänge zwischen Kurz- und Langrisswachstum darstellen. Die Simulationsergebnisse auf Basis der durch automatisierte EBSD-Untersuchungen gewonnenen kristallografischen Orientierungsdaten werden mit den roten Linien dargestellt, währenddessen die Simulationsergebnisse auf Basis der durch Zufallsgenerierung gewonnenen kristallografischen Orientierungsdaten mit den blauen Linien symbolisiert sind. Die Orientierungsdaten wurden den Körnern des Finite-Elemente-Modells unter Berücksichtigung ihrer Phasenzugehörigkeit willkürlich zugeordnet. Darüber hinaus sind simulierte Lastzyklenzahlen bis zur Riskeimbildung bei einer Spannungsamplitude von 300 MPa abgebildet.

Die Übergangsrisslänge zwischen Kurz- und Langrisswachstum wurde mit Hilfe der Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors bestimmt, die dem unteren Schwellenwert der

Parisgeraden (Bild 2.19) entspricht. Düber (2007) ermittelte für diese Schwingweite des Spannungsintensitätsfaktors für den in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl einen Wert von etwa  $7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ . Hieraus ergibt sich nach Gleichung 2.18 bei einer Spannungsamplitude von 360 MPa eine Übergangsrisslänge von etwa  $60 \mu\text{m}$ . Bei einem gemittelten mittleren Korndurchmesser der beiden Phasen von etwa  $40 \mu\text{m}$  entspricht dies einer Risslänge, die sich über 1,5 Körner erstreckt. Im Falle der Spannungsamplitude von 300 MPa erstreckt sich die Risslänge über etwas mehr als zwei Körner. Die kritischen Werte der Ermüdungsschädigungsparameter der austenitischen und ferritischen Phase wurden so gewählt, dass bei der Spannungsamplitude von 360 MPa die Riskeimbildung und das Erreichen der Übergangsrisslänge innerhalb der simulierten 100 Lastzyklen erfolgten. Die Werte wurden für die gesamte Untersuchungsreihe konstant gehalten. Auch das Verhältnis der kritischen Werte der Ermüdungsschädigungsparameter beider Phasen, dessen Ermittlung in Kapitel 6.1.1 beschrieben wurde, wurde beibehalten.

Bei der Spannungsamplitude von 360 MPa haben sich in allen nachgebildeten Mikrostrukturen innerhalb der 100 simulierten Lastzyklen Riskeime gebildet, die anschließend bis zur Übergangsrisslänge gewachsen sind. Hingegen haben sich bei der Spannungsamplitude von 300 MPa nur in einigen Mikrostrukturen innerhalb der 100 simulierten Lastzyklen Riskeime gebildet. Diese sind jedoch nicht bis zur Übergangsrisslänge weitergewachsen, was durch die Pfeile symbolisiert wird. In einigen Mikrostrukturen haben sich keine Riskeime gebildet, was durch Pfeile und Punkte gekennzeichnet ist. Auf beiden Lastniveaus zeigt sich, dass die Riskeimbildung in den synthetischen Mikrostrukturen, denen kristallografische Orientierungen entsprechend den automatisierten EBSD-Untersuchungen zugewiesen wurden, durchschnittlich etwas später erfolgt als in synthetischen Mikrostrukturen, die auf gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierungen basieren. Bei der Spannungsamplitude von 360 MPa haben die simulierten Ermüdungsrisse in den synthetischen Mikrostrukturen, denen kristallografische Orientierungen entsprechend den automatisierten EBSD-Untersuchungen zugewiesen wurden, die Übergangsrisslänge im Durchschnitt etwas schneller erreicht als die Ermüdungsrisse in den synthetischen Mikrostrukturen, die auf gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierungen basieren.

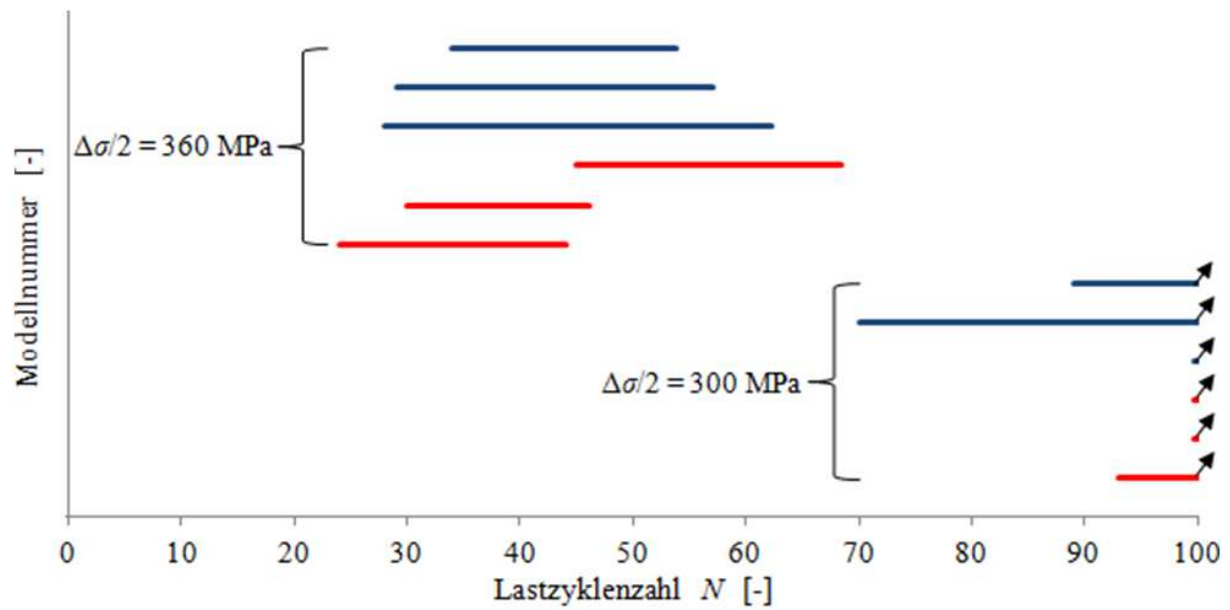


Bild 6.17: Simulierte Lastzyklenzahl zur Bildung des ersten Risskeims (linkes Ende der Linien) sowie zum Erreichen der Übergangsrisslänge zwischen Kurz- und Langrisswachstum (rechtes Ende der Linien) für unterschiedliche synthetische Mikrostrukturen (rote Linien: Durch automatisierte EBSD-Untersuchungen gewonnene kristallografische Orientierungen, blaue Linien: Durch Zufallsgenerierung gewonnene kristallografische Orientierungen)

## 7 Zusammenfassende Diskussion und Ausblick

In diesem Kapitel werden die experimentellen und numerischen Ergebnisse dieser Arbeit zum Ermüdungsverhalten eines austenitisch-ferritischen Duplexstahls bei niedrigen Spannungsamplituden zusammengefasst und diskutiert. Dabei stehen zunächst die experimentell beobachteten Vorgänge auf Mikrostrukturebene im Fokus, die zur Riskeimbildung und dem sich daran anschließenden Kurzrissswachstum führen. Anschließend werden Einflüsse auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit dargestellt und diskutiert.

### 7.1 Riskeimbildung

#### 7.1.1 Einfluss der Austenitphase

In nicht gebrochenen Ermüdungsproben des untersuchten austenitisch-ferritischen Duplexstahls kommt es unter den in dieser Arbeit angewendeten niedrigen Spannungsamplituden selbst nach einer Milliarde Lastzyklen nur in relativ wenigen Austenitkörnern zur Bildung von Gleitbändern und Gleitspuren (Bild 4.22 a). Diese Körner weisen üblicherweise einen sehr großen Schmidfaktor auf. Die relative Häufigkeit der Austenitkörner, in denen sich nach einer Milliarde Lastzyklen Gleitbänder bilden, korreliert mit der Spannungsamplitude – je größer die Spannungsamplitude, desto höher die relative Häufigkeit (Bild 4.17 und Bild 4.18). In der ferritischen Phase sind selbst nach einer Milliarde Lastzyklen fast keine Gleitbänder bzw. Gleitspuren zu erkennen. Diese ungleichmäßige Verteilung der plastischen Verformung ist auf die geringere mikrostrukturelle Fließschubspannung der Austenitphase gegenüber der mikrostrukturellen Fließschubspannung der Ferritphase zurückzuführen. Darüber hinaus begünstigen fertigungsbedingte und wärmebehandlungsbedingte Eigenspannungen in der Austenitphase (Bild 6.3) die plastische Verformung infolge der äußeren Lastaufbringung während der anfänglichen Wechselverformung.

Die anfänglichen Zugeigenspannungen werden in einigen Austenitkörnern durch plastische Verformung deutlich abgebaut (Bild 4.20 und Bild 6.3 Position ⑤), was mit einer Verringerung des Zuwachses der plastischen Verformung pro Lastzyklus infolge weiterer Wechselverformung verbunden ist (Bild 4.12). Daher streben die Versetzungs- und Gleitbanddichte in einzelnen Austenitkörnern im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen einen Sättigungswert an (Bild 4.7 und Bild 4.14). Das Gleiche gilt für die relative Häufigkeit der Austenitkörner, in denen sich Gleitbänder bilden (Bild 4.17). Dieses Zumerliegenkommen lokaler plastischer

Verformung stellt eine Voraussetzung dafür dar, dass der untersuchte Duplexstahl eine Dauerfestigkeit aufweist (Bild 4.1).

Düber (2007) und Scharnweber (2013) beobachteten im Rahmen von Wechselverformungsuntersuchungen an der gleichen Charge des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls in einigen Fällen die Bildung von Ermüdungsrissen an Austenitgleitbändern. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen konnte dieser Mechanismus der Risskeimbildung jedoch nicht festgestellt werden, was vermutlich auf die im Rahmen dieser Arbeit angewendeten, deutlich niedrigeren Spannungsamplituden zurückzuführen ist.

Das von Düber (2007), Mateo et al. (1996), Polák et al. (1993) und Vogt et al. (1999) im HCF-Bereich beobachtete planare Gleitverhalten von Versetzungen in der Austenitphase wurde im Rahmen dieser Arbeit auch im VHCF-Bereich nach einer Milliarde Lastzyklen festgestellt.

### 7.1.2 Einfluss der Ferritphase

In einigen Ferritkörnern werden aufgrund der plastischen Verformung benachbarter Austenitkörner deutliche Eigenspannungen aufgebaut (Bild 4.21 und Bild 6.3 Position ③). Die Begrenzung der auf den Austenitgleitsystemen wirkenden Schubspannungen auf den Wert der mikrostrukturellen Fließschubspannung hat zur Folge, dass benachbarte Körner größere Spannungen ertragen müssen, um das Kräftegleichgewicht aufrecht zu erhalten. Die Überlagerung dieser Spannungsüberhöhungen mit Eigenspannungen und eventuell wirkenden Anisotropiespannungen kann dazu führen, dass lokal die mikrostrukturelle Fließschubspannung in einem angrenzenden Ferritkorn erreicht wird, was mit der Bildung und Bewegung von Versetzungen (Bild 4.23) und damit verbundener Gleitpurgenerierung einhergeht (z.B. Bild 4.22 b). In solchen Bereichen kommt es häufig zur zellartigen Anordnung von Versetzungen (Bild 4.10) und zur Bildung von transkristallinen Risskeimen (z.B. Bild 4.24 a). Die Ferritkörner, in denen eine derartige plastische Verformung hervorgerufen wird, weisen üblicherweise einen sehr großen Schmidfaktor auf. Wenn mehrere transkristalline Risskeime ausreichend nah beieinander entstehen, können diese zusammenwachsen und an einer Phasengrenze einen interkristallinen Riss bilden (z.B. Bild 4.24 b). Aufgrund der lokalen, wechselverformungsbedingten Reduzierung von Eigenspannungen in der Austenitphase und dem damit verbundenen, sukzessiven Versiegen weiterer plastischer Verformung mit steigender Lastzyklenzahl kommt es im Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen zu einer Sättigung der

Risskeimdichte in der Ferritphase, was eine weitere Voraussetzung für die beobachtete Dauerfestigkeit des untersuchten Werkstoffs darstellt.

Der eben beschriebene Mechanismus der Risskeimbildung wurde im Rahmen von Finite-Elemente-Simulationen unter Berücksichtigung anisotroper Elastizität, Kristallplastizität sowie fertigungs- und wärmebehandlungsbedingter Eigenspannungen I. und II. Art numerisch nachgebildet. Entsprechend den analytisch hergeleiteten Gesetzmäßigkeiten von Tanaka und Mura (1981) (Gleichung 2.11) und Chan (2003) (Gleichung 2.13) wird hierzu die über der Lastzyklenzahl akkumulierte, quadrierte Schwingweite der plastischen Scherung auf einzelnen Gleitsystemen als Ermüdungsschädigungsparameter  $ESP$  angewendet. Bei Erreichen eines material- bzw. phasenspezifischen kritischen Wertes des Ermüdungsschädigungsparameters  $ESP_{krit}$  kommt es dabei zur Bildung eines Risskeims. Numerische Untersuchungen ergaben, dass der kritische Wert der Ferritphase etwa ein Viertel des kritischen Wertes der Austenitphase beträgt. Die Simulationen zeigen gute Übereinstimmungen mit experimentellen Befunden (Bild 6.4, Bild 6.5 und Bild 6.6). Dabei führen Simulationen, die auf dreidimensionalen Mikrostrukturdaten beruhen, zu deutlich genaueren Ergebnissen als Simulationen, die auf zweidimensionalen Mikrostrukturdaten basieren (Bild 6.6 und Bild 6.7). Weitere Verifikationen des Modells finden sich in Hu (2015).

Der von Vogt et al. (1999) im HCF-Bereich beobachtete planare Gleitcharakter von Versetzungen in der Ferritphase wurde im Rahmen dieser Arbeit auch im VHCF-Bereich nach einer Milliarde Lastzyklen festgestellt (Bild 4.9). Das von Düber (2007) und Polák et al. (1993) im HCF-Bereich beobachtete wellige Gleitverhalten von Versetzungen in der Ferritphase wurde im Rahmen dieser Arbeit nur in sehr lokalen Bereichen festgestellt, in denen es auch zur Bildung von Risskeimen gekommen ist (Bild 4.10). Dies ist offenbar auf die dort auftretenden, deutlich größeren plastischen Verformungen zurückzuführen.

Rissinitiierung an inneren Einschlüssen, wie es von Krupp et al. (2010) in zwei Ermüdungsproben aus dem in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl bei sehr hohen Lastzyklenzahlen beobachtet wurde, konnte in den Versuchsreihen dieser Arbeit nicht festgestellt werden.

### 7.1.3 Einfluss von Korn- und Phasengrenzen

In dem in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl tritt Rissinitiierung häufig auch interkristallin an Phasengrenzen auf, ohne dass in einem angrenzenden Ferritkorn eine nennenswerte plastische Verformung zu verzeichnen ist (Bild 4.24 c). In diesem Fall ist die Risskeimbildung auf Spannungskonzentrationen zurückzuführen, die an den Schnittstellen zwischen



Austenitgleitbändern und Phasengrenzen entstehen (Bild 6.9). Dieser Mechanismus der Rissbildung geht auf Essmann et al. (1981) zurück (Bild 2.18, Korn 2). Um das entwickelte Simulationsmodell hinsichtlich der numerischen Nachbildung dieses Mechanismus der Riskeimbildung zu erweitern, könnten Finite Elemente an den Phasengrenzen definiert werden, die bei Erreichen einer kritischen Phasengrenznormalspannung ihre Steifigkeit verlieren.

Die transkristalline Riskeimbildung in der Ferritphase durch eine Übertragung plastischer Verformung von einem Austenitkorn in ein benachbartes Ferritkorn wird durch große Schmidfaktoren der beteiligten Gleitsysteme sowie geringe Dreh- und Kippwinkel zwischen Gleitebenen der benachbarten Körner begünstigt (Bild 4.28 und Bild 4.29). Hierauf hat der Drehwinkel einen größeren Einfluss als der Kippwinkel. Dieses Phänomen, das sich in dieser Arbeit im Rahmen der Riskeimbildung äußerte, wurde bereits von Zhai et al. (2000) und Marx et al. (2010) im Rahmen der Kurzrisssausbreitung beobachtet.

## 7.2 Kurzrissswachstum

Entsprechend der in Gleichung 2.14 dargestellten Abhängigkeit zwischen der Rissausbreitungsrate  $da/dN$  und der Schwingweite der Risspitzenablenkung  $\Delta CTSD$ , die in direktem Zusammenhang mit der Schwingweite der plastischen Scherung  $\Delta\gamma_{pl}$  an der Risspitze steht, wird auch für die Nachbildung des Kurzrissswachstums die über der Lastzyklenzahl akkumulierte, quadrierte Schwingweite der plastischen Scherung auf einzelnen Gleitsystemen als Ermüdungsschädigungsparameter  $ESP$  angewendet. Das Kurzrissswachstum erfolgt in dem Modell, indem der kritische Wert des Ermüdungsschädigungsparameters in den folgenden Lastzyklen in benachbarten Finiten Elementen erreicht wird, sodass auch diese Elemente einen Steifigkeitsverlust erleiden und sich wie Risselemente verhalten. Dies deckt sich gut mit beispielsweise den Modellvorstellungen von Zhai et al. (2000) und Déprés et al. (2015). Das simulierte Verhältnis der Lastzyklenzahlen bis zum Erreichen der Übergangrisslänge zwischen Kurz- und Langrissswachstum sowie der Lastzyklenzahlen bis zur Riskeimbildung (Bild 6.17) stimmt gut mit experimentell beobachteten Ergebnissen überein (z.B. Bild 4.34 und Bild 4.36).

Häufig bleiben Ermüdungsrisse im Anschluss an ihre Entstehung inmitten eines Korns bis zu einer Milliarde Lastzyklen stehen (Bild 4.41). Dies ist offenbar auf die inhomogene Spannungsverteilung in den einzelnen Körnern aufgrund der anisotropen Elastizität sowie die fertigungs- und wärmebehandlungsbedingten Eigenspannungen I. und II. Art zurückzuführen. Ermüdungsrisse entstehen in der Regel in Bereichen hoher Spannung an Phasengrenzen und

wachsen anschließend transkristallin weiter. Die auf das risstragende Gleitsystem bezogene Schubspannung kann dabei stärker entlang des potenziellen Risspfades abfallen als sie aufgrund des länger werdenden Risses ansteigt. Dies kann an der Risspitze zu einem Verschwinden der plastischen Verformung führen (Bild 7.1), welche die risstreibende Kraft darstellt (siehe Kapitel 2.2.4). Dieser Zusammenhang wurde anhand einer Simulation des in Bild 4.41 dargestellten Risses bestätigt (Bild 6.12 und Bild 6.13). Unter der Annahme von isotrop-elastischem Materialverhalten und Vernachlässigung von Eigenspannungen kommt es nicht zum Stopp des Risswachstums inmitten eines Kornes (Bild 6.10 und Bild 6.11), was die eben beschriebene These untermauert.

Häufig haben Korn- und Phasengrenzen keinen nennenswerten Einfluss auf das Kurzrissswachstum in dem in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl. In einigen Fällen können sie jedoch das Wachstum kurzer Ermüdungsrisse (i) abbremsen (z.B. Bild 4.36 PG<sub>3</sub>), (ii) temporär blockieren (z.B. Bild 4.34 PG<sub>3</sub>) oder sogar (iii) dauerhaft blockieren (Bild 4.38). Die Barrierewirkung der Korn- und Phasengrenzen ist im Wesentlichen darauf zurückzuführen, dass sich die plastische Zone an der Risspitze aufgrund der an der Korn- bzw. Phasengrenze vorliegenden kristallografischen Orientierungsänderung unter Umständen nicht weiter ausbreiten kann (Bild 4.39). Die Barrierewirkung einer Korn- bzw. Phasengrenze nimmt daher mit geringer werdendem maximalem Schmidfaktor des Nachbarkornes überproportional zu (Bild 4.38 und Bild 6.16). Der Sachverhalt ist in Bild 7.2 schematisch dargestellt. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell zur mechanismenorientierten Beschreibung der Riskeimbildung und des Kurzrissswachstums bildet die Wechselwirkung zwischen kurzen Rissen und mikrostrukturellen Barrieren, wie Korn- und Phasengrenzen, realitätsnah ab (Bild 6.15).

Trotz großer Drehwinkel zwischen beteiligten Gleitebenen benachbarter Körner kann es in dem untersuchten Duplexstahl zu einem weiteren Risswachstum kommen, indem der Riss hinter der Korn- oder Phasengrenze auffächert und Bruchstufen mit einer möglichst geringen Stufenhöhe bildet (Bild 4.37). Ein solches Verhalten beobachteten auch Schäf et al. (2011) durch FIB-Tomografie an Rissen in einer polykristallinen Nickelbasis-Superlegierung. Durch das Bilden von Bruchstufen kann der Drehwinkel zwischen der risstragenden Gleitebene in dem Korn vor der Korn- oder Phasengrenze und der sich durch das Auffächern bildenden effektiven Gleitebene in dem Korn hinter der Grenze deutlich reduziert werden, was in einer geringeren Barriereeffektivität resultiert.

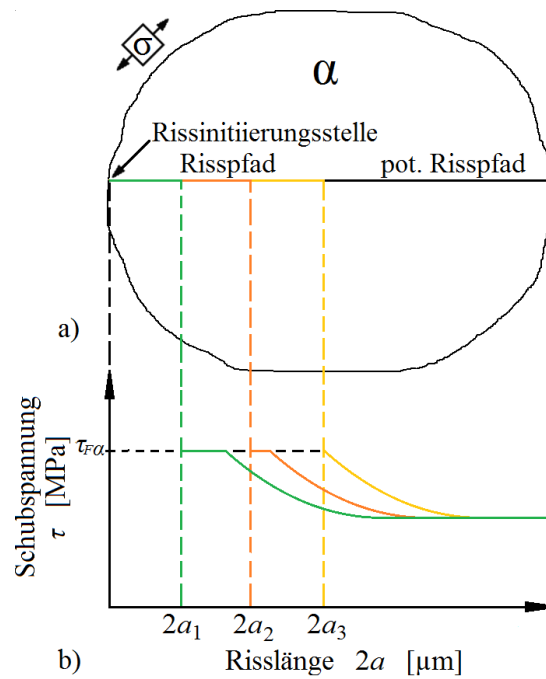


Bild 7.1: Schematische Darstellung a) des Wachstums eines transkristallinen Ermüdungsrisses durch ein Ferritkorn und b) auf das risstragende Gleitsystem bezogene Schubspannung entlang des (potenziellen) Risspfades (ideal-plastisch betrachtet)

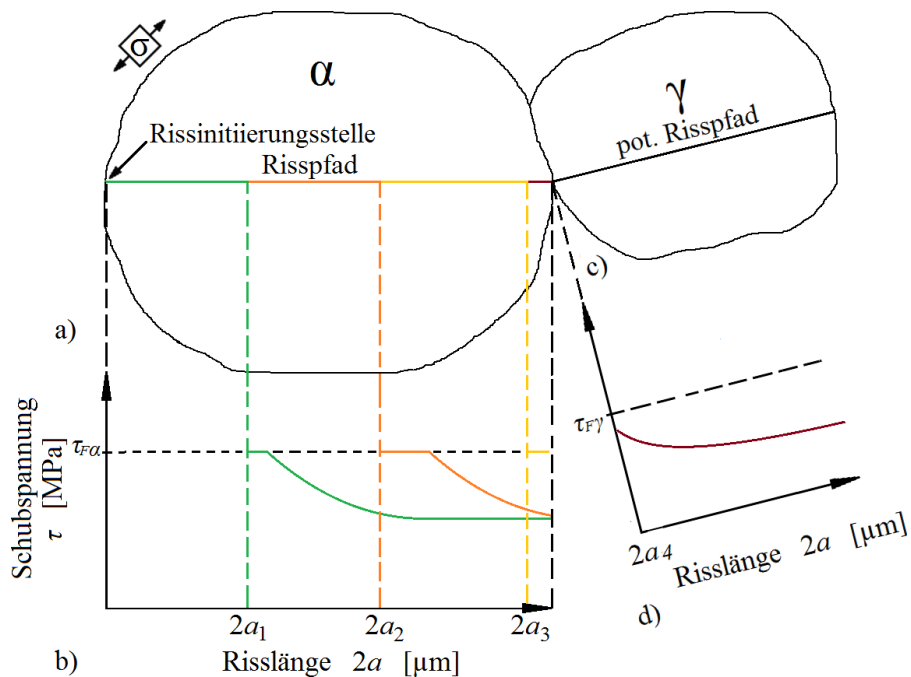


Bild 7.2: Schematische Darstellung des Wachstums eines transkristallinen Ermüdungsrisses durch a) ein Ferritkorn und c) ein benachbartes Austenitkorn sowie b) auf das risstragende Gleitsystem und d) ein Gleitsystem in einem benachbarten Austenitkorn bezogene Schubspannung entlang des (potenziellen) Risspfades (ideal-plastisch betrachtet)

Kurze Ermüdungsrisse breiten sich in dem untersuchten Werkstoff im Mittel halbelliptisch aus (Bild 4.31). Jedoch weist die Rissausbreitungsrate deutliche örtliche Unterschiede auf, was auf die lokalen Unterschiede hinsichtlich des Spannungszustands und der kristallografischen Orientierung zurückzuführen ist. Sowohl an der Probenoberfläche als auch senkrecht dazu folgen Ermüdungsrisse in den ersten Körnern häufig einzelnen kristallografischen Ebenen, was zu dem charakteristischen Zickzackverlauf des Risses in diesem Stadium der Ermüdungsrissausbreitung führt (Bild 4.32).

### **7.3 Ausgewählte Einflüsse auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit**

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte austenitisch-ferritische Duplex-Edelstahl weist eine Dauerfestigkeit bis zu einer Milliarde Lastzyklen auf. Bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz traten in Laborluftatmosphäre keinerlei Brüche unterhalb von 350 MPa auf (Bild 4.1). Ob sich dieses Verhalten jenseits einer Milliarde Lastzyklen fortsetzt, sollte mit weiteren Ermüdungsexperimenten untersucht werden. Hierfür ist es zweckmäßig, die effektive Prüffrequenz der Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik durch beispielsweise eine bessere Kühlung und ein daran angepasstes, höheres Puls-Pause-Verhältnis der Maschine zu steigern.

Im Rahmen der Versuchsreihe, die mit der servohydraulischen Ermüdungsprüftechnik durchgeführt wurde, wurde die Amplitude der Kraft bzw. Spannung durch einen Regelkreis konstant gehalten. Hingegen wurde im Rahmen der Versuchsreihe, die mit Hilfe der Ultraschall-Ermüdungsprüftechnik durchgeführt wurde, die Verschiebung an einer Stelle des Titanhorns durch einen Regelkreis konstant gehalten. Da der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Duplexstahl laut Düber (2007) keine nennenswerten, wechselverformungsbedingte Ver- bzw. Entfestigung aufweist, sollten die unterschiedlichen Regelarten keinen Einfluss auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit haben.

Bei gleicher Beanspruchungsamplitude nimmt die Ermüdungslebensdauer des Duplexstahls mit steigender Prüffrequenz bzw. Dehnrates deutlich zu (Bild 4.2). Die Prüffrequenz bzw. Dehnrates hat jedoch keinen Einfluss auf die Höhe der Dauerfestigkeit und den Mechanismus der Riskeimbildung (Bild 4.25 c und d). Ermüdungsbruchflächen von Proben, die bei einer Frequenz von etwa 20 kHz ermüdet werden, weisen einen deutlich größeren Spröbruchanteil auf als Ermüdungsbruchflächen von Proben, die bei einer Frequenz von 30 Hz ermüdet werden (Bild 4.42). Bei einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz folgt der Risspfad häufig kristallografischen Ebenen (Bild 4.43). Dies steht in Übereinstimmung mit Untersuchungen an krz-

Werkstoffen, die von Papakyriacou et al. (2001) durchgeführt wurden. Sie stellten ebenfalls eine höhere Ermüdungslebensdauer mit steigender Prüffrequenz bzw. Dehnrate fest. Roth et al. (1982) führten umfangreiche Literaturrecherchen bezüglich des Einflusses der Prüffrequenz bzw. Dehnrate auf die Ermüdungslebensdauer von Kupfer (kfz-Gitterstruktur) durch. Sie stellten dabei jedoch keinen signifikanten Einfluss fest. Die Untersuchungen von Papakyriacou et al. (2001) sowie Roth et al. (1982) werden durch Schlussfolgerungen von Mayer (1999) gestützt, die auf eigenen Untersuchungen sowie Literaturrecherchen basieren. Hieraus geht hervor, dass der Einfluss der Prüffrequenz bzw. Dehnrate auf die Ermüdungslebensdauer bei krz-Werkstoffen deutlich größer ist als bei kfz-Werkstoffen. Diese Beobachtung erklärt Mayer (1999) durch ein bei hohen Dehnraten im krz-Gitter erschwertes thermisch aktiviertes Gleiten von Schraubenversetzungen. Der im Rahmen dieser Arbeit beobachtete Einfluss der Prüffrequenz bzw. Dehnrate auf die Ermüdungslebensdauer des austenitisch-ferritischen Duplexstahls ist daher offenbar auf die Ferritphase zurückzuführen. Zur zweifelsohnen Ergründung der Ursache dieses Einflusses sollten Untersuchungen an beispielsweise dem rein austenitischen Edelstahl 1.4404 und dem rein ferritischen Edelstahl 1.4511 durchgeführt werden, deren chemische Zusammensetzungen denen der austenitischen bzw. ferritischen Phase des in dieser Arbeit untersuchten Duplexstahls ähneln. Hiermit sollte sich der Einfluss der einzelnen Phasen separieren lassen.

Im Rahmen der Versuchsreihe unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre lagen die Lastzyklenzahlen bis zum Bruch zu nah an den Grenzlastzyklenzahlen (Bild 4.3). Daher kann der Einfluss der Laborluftatmosphäre auf die Dauerfestigkeit des Duplexstahls an dieser Stelle nicht beurteilt werden. Bei gleicher Spannungsamplitude werden die Ermüdungslebensdauern durch den Ausschluss der Laborluftatmosphäre deutlich erhöht. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass Atmosphärenbestandteile von der Oberfläche metallischer Werkstoffe absorbiert werden und hierdurch frisch gebildete Oberflächen, wie z.B. Extrusionen und Intrusionen, verspröden bzw. ein Wiederverschweißen des Werkstoffs erschwert wird (Wang et al. 1984 sowie Wang und Mughrabi 1984). Unter den erzielten Vakuumbedingungen ( $p < 5 \times 10^{-6}$  mbar) äußern sich diese Mechanismen offenbar nicht oder nur in geringerem Maße. Eine weitere Ursache für die Lebensdauererlängerung könnte ein stark verzögertes Risswachstum unter Vakuumbedingungen sein, was dadurch erklärt wird, dass neu gebildete Rissoberflächen im Vakuum zu einem größeren Anteil wiederverschweißt werden im Gegensatz zur Ermüdung in Laborluft-Atmosphäre. Darüber hinaus wurde von einigen Autoren im Vakuum eine homogenere plastische Verformung beobachtet. Diesen Sachverhalt führen sie auf das Fehlen eines durch Chemisorption oder Physisorption von Atmosphärenbestandteilen

gebildeten Oberflächenfilm zurück, was zu einer Verringerung der Oberflächenenergie führt. Hieraus resultiert eine Verringerung der Aktivierungsspannungen von Versetzungsquellen an der Oberfläche und unmittelbar darunter. Die Mobilität von Versetzungen wird hierdurch gesteigert. Dies führt zu einer homogeneren Verteilung der Versetzungen bzw. der plastischen Verformung sowie zu einer Vergrößerung der plastischen Zone an der Spitze kurzer Risse (Wang und Mughrabi 1984 sowie Gringberg 1982). Die Vergrößerung der plastischen Zone an der Rissspitze und die homogenere Versetzungsbewegung resultieren in einer weiteren Reduzierung der Risswachstumsgeschwindigkeit. Die Mechanismen der Riskeimbildung im Rahmen der Versuchsreihe unter Ausschluss der Laborluftatmosphäre sind identisch denen der Referenzversuchsreihe in Laborluftatmosphäre (Bild 4.25 a und b).

Entsprechend den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Ergebnissen hat die spinodale Entmischung der Ferritphase durch eine Wärmebehandlung über 100 Stunden bei 475°C keinen Einfluss auf die Ermüdungslebensdauer des Duplexstahls bei gleichen Beanspruchungsamplituden (Bild 4.4). Hingegen wird die Dauerfestigkeit geringfügig erhöht. Marinelli et al. (2013) stellten im Rahmen von Umlaufbiegeversuchen ebenfalls eine Steigerung der Dauerfestigkeit infolge der spinodalen Entmischung der Ferritphase fest. Im Gegensatz zu den Ergebnissen dieser Arbeit, die mit einer Prüffrequenz von etwa 20 kHz gewonnen wurden, beobachteten Marinelli et al. (2013) jedoch eine Erhöhung der Ermüdungslebensdauer bei gleichen Beanspruchungsamplituden. Die im Rahmen der Versuchsreihen an dem nicht für 100 Stunden bei 475°C geglühten Duplexstahl beobachteten Mechanismen der Riskeimbildung kommen in dem versprödeten Werkstoffzustand nicht zum Tragen. Die Versetzungsbewegung in der entmischten Ferritphase an Schnittstellen zwischen Austenitgleitbändern und Phasengrenzen wird durch die  $\alpha'$ -Ausscheidungen offenbar stark behindert (Bild 4.11 a). Somit kommt es an diesen Stellen nicht zur Bildung von Riskeimen – so wie es im Falle der nicht entmischten Ferritkörner häufig beobachtet wurde. Wenn sich infolge erhöhter Schubspannungen dennoch Gleitbänder in der Ferritphase ausbilden, kann es zur lokalen Auflösung der  $\alpha'$ -Ausscheidungen kommen (Bild 4.11 b). Die Ermüdungsrisse bilden sich in dem versprödeten Werkstoffzustand überwiegend in der entmischten Ferritphase an Titancarbonitrid-Einschlüssen (Bild 4.26). Dies ist offenbar auf den mit der Entmischung verbundenen, erheblichen Duktilitätsverlust der Ferritphase zurückzuführen. Hierdurch können Spannungsüberhöhungen an den Titancarbonitrid-Einschlüssen nicht durch plastische Verformung abgebaut werden. Eine Reduzierung oder gar Beseitigung der Titancarbonitrid-Einschlüsse sollte eine weitere Steigerung der Dauerfestigkeit dieses Werkstoffzustandes zur Folge haben. Die Risse in nach einer Milliarde Lastzyklen nicht gebrochenen Ermüdungsproben sind erheblich länger

als in Proben des Referenzzustandes (Bild 4.40). Die Risse verlaufen in der Ferritphase im Vergleich mit Rissen in Proben des Referenzzustandes sehr geradlinig. Das im Rahmen dieser Arbeit beobachtete, ungewöhnliche Rissausbreitungsverhalten in diesem Wärmebehandlungszustand des Duplexstahls sollte durch weitere Ermüdungsexperimente genauer untersucht werden.

Eigenstressen I. Art an der Probenoberfläche des untersuchten Duplexstahls, die im Vergleich zu den Eigenstressen der Referenzversuchsreihe in Richtung des Druckbereichs verschoben sind, führen zu einer Steigerung der Ermüdungslebensdauer sowie Dauerfestigkeit (Bild 4.5). Die Eigenstressen stellen eine Mittelspannung dar, der die Spannung aufgrund der äußeren Lastaufbringung überlagert wird. Eine Verschiebung der Mittelspannung in Richtung des Druckbereichs ist laut Radaj und Vormwald (2007) im Falle von Baustählen und Aluminiumlegierungen zunächst mit einer Erhöhung der ertragbaren Spannungsamplitude verbunden, was gut mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmt. Sie führen diese Beobachtung auf günstige Riss-schließeffekte zurück. Eine weitere Verschiebung der Mittelspannung in den tieferen Druckbereich führt laut Radaj und Vormwald (2007) zu einer Abnahme der Dauerfestigkeit.

Eine Studie mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells zur mechanismenorientierten Beschreibung der Risskeimbildung und des Kurzrissswachstums ergab, dass die durchschnittliche Lastzyklenzahl bis zur Risskeimbildung aufgrund der herstellungsbedingten Vorzugsorientierung bzw. Textur des Duplexstahls gegenüber einer gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierung etwas größer ist (Bild 6.17). Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Mittelwert der maximalen Schmidfaktoren der Körner der ferritischen Phase des Untersuchungsmaterials deutlich geringer ist als bei einer gleichmäßig verteilten Orientierung (Tabelle 3.2). Hierdurch ist die Wahrscheinlichkeit deutlich größer, dass in der betrachteten Mikrostruktur eine Spannungskonzentration in einem Korn auftritt, welches einen großen Schmidfaktor aufweist. Dies resultiert in großen Schubspannungen auf dem betreffenden Gleitsystem und begünstigt die Risskeimbildung. Anders ausgedrückt führen niedrigere maximale Schmidfaktoren bei identischer äußerer Last zu geringeren plastischen Scherungen. Hieraus ergeben sich nach Gleichung 2.11 und Gleichung 2.13 größere Lastzyklenzahlen bis zur Risskeimbildung. In größeren Mikrostrukturen als der hier betrachteten etwa 400 Körner sollte dieser Effekt jedoch weniger stark ausfallen. Im Falle der austenitischen Phase ist der Mittelwert der maximalen Schmidfaktoren ungefähr gleich groß. Die Streuung der maximalen Schmidfaktoren der experimentell und durch Zufallsgenerierung gewonnenen kristallografischen Orientierungsdaten ist in etwa identisch (Tabelle 3.2). Das

Ergebnis dieser numerischen Studie sollte durch experimentelle Untersuchungen an dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Duplexstahl überprüft werden. Hierzu sollte die Textur des Werkstoffs variiert werden, ohne dabei andere mikrostrukturelle Größen, wie beispielsweise den mittleren Korndurchmesser oder die zeilenförmige Anordnung der beiden Phasen zu verändern. Entsprechend den Simulationsergebnissen wird das Kurzrissswachstum aufgrund der herstellungsbedingten Vorzugsorientierung bzw. Textur des Duplexstahls gegenüber einer gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierung im Durchschnitt etwas beschleunigt (Bild 6.17), was aufgrund der größeren Mittelwerte der Schmidfaktoren des texturfreien Gefüges nicht nachvollziehbar ist. Um eine Aussage über den Einfluss der vorliegenden Walztextur auf die gesamte Lebensdauer machen zu können, ist noch zu klären wie das Langrissswachstum durch die Walztextur beeinflusst wird. Allerdings nimmt die Phase des Langrissswachstums einen sehr geringen Anteil der Gesamtlebensdauer bei niedrigen Beanspruchungsamplituden ein (Shiozawa und Matsushita 1996), weshalb diese Phase unter Umständen vernachlässigt werden kann.

Um den Einfluss des mittleren Korndurchmessers auf die Dauerfestigkeit und Ermüdungslebensdauer des untersuchten Werkstoffs entsprechend der Hall-Petch-Beziehung (Hall 1951 und Petch 1953) mit Hilfe des im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Lebensdauervorhersagemodells abzubilden, sollte im Falle beider Phasen anstatt der mikrostrukturellen Fließschubspannung für den Einkristall die kritische Fließschubspannung für den zu untersuchenden mittleren Korndurchmesser aus Bild 3.7 a gewählt werden. Im Falle der austenitischen Phase ergibt sich für den ermittelten mittleren Korndurchmesser von  $33\ \mu\text{m}$  eine kritische Schubspannung von etwa  $77\ \text{MPa}$ , die ungefähr  $13\ \%$  höher ist als der im Rahmen der Simulationen dieser Arbeit verwendete Wert von  $68\ \text{MPa}$ . Im Falle der ferritischen Phase hingegen ergibt sich für den ermittelten mittleren Korndurchmesser von  $46\ \mu\text{m}$  eine kritische Schubspannung von etwa  $110\ \text{MPa}$ , die ungefähr  $11\ \%$  höher ist als der im Rahmen der Simulationen dieser Arbeit verwendete Wert von  $99\ \text{MPa}$ . Da die richtigerweise zu wählenden Werte um etwa den gleichen Prozentwert über den tatsächlich gewählten Werten liegen, sollten die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Simulationsergebnisse hinsichtlich ihrer qualitativen Verläufe nicht nennenswert beeinflusst worden sein. Darüber hinaus stellt der phasenspezifische kritische Wert des Ermüdungsschädigungsparameters einen Kalibrier- bzw. Anpassungswert zwischen experimentellen Ergebnissen und Simulationsergebnissen dar, der bei einer Erhöhung der mikrostrukturellen Fließschubspannungen bzw. kritischen Fließschubspannungen entsprechend anzupassen ist.



## 8 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit stellt einen Beitrag zur Erforschung der Ermüdungsmechanismen zweiphasiger metallischer Werkstoffe bei niedrigen Spannungsamplituden bis in den Bereich sehr hoher Lastzyklenzahlen dar. Die Untersuchungen wurden am Beispiel eines austenitisch-ferritischen Duplex-Edelstahls durchgeführt. Sie zielen auf ein besseres Verständnis der lebensdauerbestimmenden Parameter auf Mikrostrukturebene ab und sollen die Frage klären, ob und gegebenenfalls warum der untersuchte Werkstoff eine echte Dauerfestigkeit aufweist.

Plastische Verformung in Form von Gleitbändern und Gleitspuren tritt bei niedrigen Spannungsamplituden und sehr hohen Lastzyklenzahlen überwiegend in der austenitischen Phase auf. Dies ist in erster Linie auf die niedrigere mikrostrukturelle Fließschubspannung der Austenitphase gegenüber der mikrostrukturellen Fließschubspannung der Ferritphase zurückzuführen. Fertigungsbedingte und wärmebehandlungsbedingte Eigenspannungen sowie Spannungsüberhöhungen aufgrund der anisotropen Elastizität der einzelnen Körner begünstigen die sehr lokal auftretende Gleitbandbildung. Jedoch werden die anfänglichen Eigenspannungen durch plastische Verformung deutlich abgebaut, weshalb die Versetzungs- und Gleitbanddichte mit fortschreitender Wechselverformung einen Sättigungswert in Durchläuferproben anstreben.

Riskeimbildung findet häufig transkristallin in der Ferritphase an Schnittstellen zwischen Austenit-Gleitspuren und Phasengrenzen statt. An solchen Stellen werden durch die Austenitgleitbänder sehr lokale Spannungsüberhöhungen hervorgerufen, die zu zellartigen Anordnungen von Versetzungen in den Ferritkörnern führen können. Die zyklische plastische Verformung in den Austenitgleitbändern nimmt mit steigender Lastzyklenzahl stark ab und begünstigt daher nur bis zu einer bestimmten Lastzyklenzahl die Bildung von Riskeimen in der Ferritphase. Gleiches gilt für die Bildung von interkristallinen Riskeimen an Schnittstellen zwischen Austenitgleitspuren und Phasengrenzen. Dies scheint der ausschlaggebende Grund für die beobachtete Dauerfestigkeit des untersuchten Werkstoffs zu sein – zumindest bis zu der in dieser Arbeit definierten Grenzlastzyklenzahl von einer Milliarde Lastzyklen.

Die durch eine Übertragung plastischer Verformung von einem Austenitkorn in ein benachbartes Ferritkorn hervorgerufene Riskeimbildung in der Ferritphase wird durch große Schmidfaktoren der beteiligten Gleitsysteme und geringe Dreh- und Kippwinkel zwischen Gleitebenen der benachbarten Körner begünstigt. Dabei hat der Drehwinkel einen größeren Einfluss als der Kippwinkel.

Kurze Ermüdungsrisse bleiben häufig inmitten eines Kornes dauerhaft stehen ohne dass sie mit einer mikrostrukturellen Barriere, wie beispielsweise einer Korn- oder Phasengrenze, wechselwirken. Der Grund hierfür liegt in der inhomogenen Spannungsverteilung in den Körnern aufgrund der Eigenspannungen und der anisotropen Elastizität. Hierdurch kann die Schubspannung an der Risspitze entlang des potenziellen Risspfades stärker absinken, als sie durch das Längerwerden des Risses ansteigt. Dies kann zu einem Verschwinden der plastischen Scherung bzw. Versetzungsbewegung an der Risspitze führen, welche die treibenden Kräfte für das Risswachstum darstellen.

Korn- und Phasengrenzen können das Kurzrisswachstum (i) abbremsen, (ii) temporär aufhalten oder (iii) dauerhaft stoppen. Die Stärke der mikrostrukturellen Barriere wird maßgeblich durch den maximalen Schmidfaktor des dem risstragenden Korn benachbarten Kornes bestimmt – mit sinkendem maximalen Schmidfaktor nimmt die Barrierewirkung überproportional zu. Geometrische Inkompatibilitäten an solchen Barrieren aufgrund großer Drehwinkel zwischen beteiligten Gleitsystemen benachbarter Körner können durch Stufenbildung kompensiert werden.

Die experimentell aufgedeckten Mechanismen der Riskeimbildung und des mikrostrukturdominierten Kurzrisswachstums wurden unter Berücksichtigung von fertigungs- und wärmebehandlungsbedingten Eigenspannungen sowie anisotroper Elastizität und Kristallplastizität numerisch nachgebildet. Hierbei dient die über der Lastzyklenzahl akkumulierte, quadrierte Schwingweite der plastischen Scherung als Ermüdungsschädigungsparameter. Die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit experimentellen Ergebnissen zeigt deutlich, dass die Riskeimbildung und das Kurzrisswachstum gleichermaßen auf den irreversiblen Anteil der lokalen zyklischen Versetzungsbewegung zurückzuführen sind.

Der untersuchte Duplexstahl zeigt einen deutlichen Einfluss der Prüffrequenz bzw. Dehnrates auf die Ermüdungslebensdauer bei gleicher Spannungsamplitude – je größer die Prüffrequenz bzw. Dehnrates, desto höher die Ermüdungslebensdauer. Die Ermüdungsbruchflächen von Proben, die mit hoher Prüffrequenz bzw. Dehnrates ermüdet werden, weisen einen deutlich größeren Anteil spröder Bruchflächen auf, als Ermüdungsbruchflächen von Proben, die mit niedriger Prüffrequenz bzw. Dehnrates ermüdet werden. Die Höhe der Dauerfestigkeit sowie die Mechanismen der Riskeimbildung und des Kurzrisswachstums werden durch die Prüffrequenz bzw. Dehnrates nicht beeinflusst.

Die Ermüdung unter Vakuumbedingungen führt bei identischen Spannungsamplituden zu erheblich größeren Lebensdauern und zu einer höheren Dauerfestigkeit. Die Mechanismen der

Riskeimbildung und des Kurzrischwachstums bleiben durch den Ausschluss der Laborluftatmosphäre grundsätzlich unverändert.

Eigenstressen I. Art, die in Richtung Druckeigenstressen verschoben sind, erhöhen sowohl die Ermüdungslebensdauer als auch die Dauerfestigkeit des untersuchten Werkstoffs.

Die spinodale Entmischung der Ferritphase infolge einer Wärmebehandlung über 100 Stunden bei 475°C führt zu einer geringfügigen Erhöhung der Dauerfestigkeit des untersuchten Duplexstahls. Die Ermüdungslebensdauer bei gleicher Beanspruchungsamplitude hingegen wird hierdurch nicht beeinflusst. Die Mechanismen der Riskeimbildung, die in dem nicht entmischten Werkstoffzustand des Duplexstahls beobachtet wurden, werden durch die spinodale Entmischung unterdrückt. Die  $\alpha'$ -Ausscheidungen erhöhen den Widerstand gegenüber lokaler Versetzungsbewegung und erschweren somit die Gleitbandbildung in der Ferritphase und den damit verbundenen Rissbildungsprozess. Gleitbänder, die sich infolge erhöhter Schubspannungen dennoch bildenden, können zu einem lokalen Auflösen der  $\alpha'$ -Ausscheidungen führen. Ermüdungsrisse werden in dem versprödeten Werkstoffzustand überwiegend an Titancarbonitrid-Einschlüssen gebildet. Dies ist offenbar auf den erheblichen Duktilitätsverlust der Ferritphase zurückzuführen. Hierdurch können Spannungskonzentrationen, wie beispielsweise an den Titancarbonitrid-Einschlüssen, nicht ausreichend durch lokale plastische Verformung abgebaut werden.

Die Riskeimbildung wird aufgrund der herstellungsbedingten Vorzugsorientierung bzw. Textur des untersuchten Duplexstahls gegenüber einer gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierung durchschnittlich etwas verzögert. Dies ist auf den geringeren Mittelwert der maximalen Schmidfaktoren der herstellungsbedingten Vorzugsorientierung bzw. Textur gegenüber einer gleichmäßig verteilten kristallografischen Orientierung zurückzuführen. Dadurch ergibt sich eine geringere Wahrscheinlichkeit, dass lokale Spannungskonzentrationen in Körnern auftreten, die einen großen Schmidfaktor aufweisen. Diese Konstellation würde zu erhöhten Schubspannungen auf den entsprechenden Gleitsystemen und damit zu größeren zyklischen plastischen Scherungen führen. Hierdurch wiederum würde eine frühere Riskeimbildung begünstigt werden.

Die vorliegende Arbeit soll mit dem Fazit geschlossen werden, dass die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit von metallischen Werkstoffen von einer Vielzahl mikrostruktureller Parameter auf verschiedenste Weisen beeinflusst werden. Das entwickelte Simulationsmodell bietet die Möglichkeit, eine Vielzahl dieser Parameter hinsichtlich ihres Einflusses auf die Ermüdungslebensdauer und Dauerfestigkeit systematisch zu untersuchen und damit Informa-

tionen für die Erzielung einer erhöhten Ermüdungsresistenz des Werkstoffs zu generieren. Dabei kommt einer realitätsnahen Nachbildung des Spannungszustandes auf Mikrostrukturebene eine große Bedeutung zu. Die Untersuchungen in dieser Arbeit haben deutlich gezeigt, dass hierzu neben der anisotropen Elastizität der Körner und eventuell vorliegenden Eigenspannungen insbesondere die dreidimensionale Geometrie der Mikrostruktur Berücksichtigung finden sollte.

## 9 Literatur

- Antonopoulos, J. G.; Brown, L. M. und Winter, A. T., 1976: Vacancy dipoles in fatigued copper. *Philosophical Magazine*, **34**, S. 549-563.
- Asaro, R. J., 1983: Micromechanics of crystals and polycrystals. *Advances in Applied Mechanics*, **23**, S. 1-115.
- Bargel, H. J. und Schulze, G., 2012: Werkstoffkunde. 11. Auflage. Springer-Verlag, Heidelberg-Dordrecht-London-New York.
- Basquin, O. H., 1910: The exponential law of endurance tests. *Proceedings of the American Society for Testing and Materials*, **10**, 625-630.
- Bathias, C. und Paris, P. C., 2005: Gigacycle fatigue in mechanical practice. Marcel Dekker, New-York.
- Blom, A. F.; Hedlund, A.; Zhao, W.; Fathulla, A.; Weiss, B. und Stickler, R., 1986: Short fatigue crack growth behaviour in Al2024 and Al7475. In Miller, K. J. und de los Rios, E. R. (Hrsg.): *The behaviour of short fatigue cracks*, Mechanical Engineering Publications, London.
- Bracke, A., 2000: Untersuchungen zu Eigenspannungen und Verzug in ferritisch-austenitischen Duplex-Stählen. Shaker-Verlag, Aachen.
- Brown, L. M. und Ogin, S. L., 1985: Role of internal stresses in the nucleation of fatigue cracks. In Bilby, B. A.; Miller, K. J. und Willis, J. R. (Hrsg.): *Fundamentals of deformation and fracture*, S. 501-528. Cambridge University Press.
- Chan, K. S., 2003: A microstructure-based fatigue-crack-initiation model. *Metallurgical and Materials Transactions a-Physical Metallurgy and Materials Science*, **34**, S. 43-58.
- Christ, H. J.; Düber, O.; Fritzen, C. P.; Knobbe, H.; Köster, P.; Krupp, U. und Künkler, B., 2009: Propagation behaviour of microstructural short fatigue cracks in the high-cycle fatigue regime. *Computational Materials Science*, **46**, S. 561-565.
- Cloetens, P.; Ludwig, W.; Baruchel, J.; Van Dyck, D.; Van Landuyt, J.; Guigay, J. P. und Schlenker, M., 1999: Holotomography: Quantitative phase tomography with micrometer resolution using hard synchrotron radiation x rays. *Applied Physics Letters*, **75**, S. 2912-2914.
- Coffin, L. F., 1954: A study of the effects of cyclic thermal stresses on a ductile metal. *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, **76**, S. 931-950.
- de los Rios, E. R. und Navarro, A., 1990: Consideration of grain-orientation and workhardening on short-fatigue-crack modeling. *Philosophical Magazine A*, **61**, S. 435-449.
- Déprés, C., Robertson, C. und Fivel, M., 2015: 3D discrete dislocation dynamics investigations of fatigue crack initiation and propagation. *Aerospace Lab*, **9**, S. 1-8.

- Differt, K.; Essmann, U. und Mughrabi, H., 1986: A model of extrusions and intrusions in fatigued metals II. Surface roughening by random irreversible slip. *Philosophical Magazine A*, **54**, S. 237-258.
- Düber, O., 2007: Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten mikrostrukturell kurzer Ermüdungsrisse in zweiphasigen metallischen Werkstoffen am Beispiel eines austenitisch-ferritischen Duplexstahls. VDI-Verlag, Reihe 5, Nr. 730, Düsseldorf.
- Elber, W., 1970: Einfluss der plastischen Zone auf die Rissausbreitung unter Schwingbelastung. *Materialprüfung*, **12**, 189-220.
- Essmann, U.; Gösele, U. und Mughrabi, H., 1981: A model of extrusions and intrusions in fatigued metals I. Point-defect production and the growth of extrusions. *Philosophical Magazine A*, **44**, S. 405-426.
- Ewing, J. A. und Humfrey, J. C. W., 1903: The fracture of metals under repeated alternations of stress. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, S. 241-250.
- Floer, W., 2003: Untersuchungen zur mechanismenorientierten Lebensdauervorhersage an einer  $\beta$ -Titanlegierung., VDI-Verlag, Reihe 5, Nr. 679, Düsseldorf.
- Fu, H., 2016: Laufende Dissertation, Universität Siegen.
- Gottstein, G., 2007: Physikalische Grundlagen der Materialkunde. 3. Auflage. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg.
- Grimvall, G., 1999: Thermophysical properties of materials. Elsevier, Amsterdam-Lausanne-New York-Oxford-Shannon-Singapore-Tokyo
- Gringberg, N. M., 1982: The effect of vacuum on fatigue crack growth. *International Journal of Fatigue*, **4**, S. 83-95.
- Gross, D.; Hauger, W. und Wriggers, P., 2009: Technische Mechanik 4 Hydromechanik, Elemente der Höheren Mechanik, Numerische Methoden. 11. Auflage. Springer-Verlag, Heidelberg-Dordrecht-London-New York.
- Gross, D. und Seelig, T., 2007: Bruchmechanik. 4. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York.
- Haigh, B. P., 1915: Report on alternating stress tests of a sample of mild steel. *British Association Stress Committee*. **85**, S. 163-170.
- Hall, E. O., 1951: The deformation and ageing of mild steel III: Discussion of results. *Proceedings of the Physical Society of London B*, **64**, S. 747-753.
- Herbig, M.; King, A.; Reischig, P.; Proudhon, H.; Lauridsen, E. M.; Marrow, J.; Buffière, J. Y. und Ludwig, W., 2011: 3-D growth of a short fatigue crack within a polycrystalline microstructure studied using combined diffraction and phase-contrast X-ray tomography. *Acta Materialia*, **59**, S. 590-601.
- Hobson, P. D., 1982: The formulation of a crack growth equation for short cracks. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, **5**, S. 323-327.

- Hu, P., 2015: Numerische Nachbildung von Ermüdungsmechanismen in dreidimensionalen Mikrostrukturen auf Basis kristallplastischer Finite-Elemente-Analysen. Masterarbeit, Universität Siegen.
- Huang, Y., 1991: A user-material subroutine incorporating single crystal plasticity in the ABAQUS finite element program. Harvard University.
- Hudak, S. J.; Davidson, D. L.; Chan, K. S.; Howland, A. C. und Walsch, M. J., 1988: Growth of small cracks in aeroengine disk materials, Report No. AFWAL-TR-88-4090. Dayton: Air Force Wright Aeronautical Laboratories.
- Hüls, E. und Oestern, H. J., 1999: Die ICE-Katastrophe von Eschede: Erfahrungen und Lehren. Eine interdisziplinäre Analyse. Springer-Verlag, Berlin.
- Johansson, J., 1999: Residual stresses and fatigue in a duplex stainless steel. Dissertation, Universität Linköping.
- Kaganer, V.M., Brandt, O., Trampert, A. und Ploog, K.H., 2005: X-ray diffraction peak profiles from threading dislocations in GaN epitaxial films. *Physical Review B*, **72**, S. 045423.
- Kienzler, R. und Schröder, R., 2009: Einführung in die Höhere Festigkeitslehre, Springer-Verlag, Dordrecht-Heidelberg-London-New York.
- Klein, B., 2015: FEM: Grundlagen und Anwendungen der Finite-Elemente-Methode. 10. Auflage, Springer-Verlag, Wiesbaden.
- Knobbe, H., 2016: Laufende Dissertation, Universität Siegen.
- Köster, P., 2015: Mechanismenorientierte Modellierung und Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzzrissausbreitung unter Berücksichtigung ebener und räumlicher Aspekte. Dissertation, Universität Siegen.
- Krupp, U.; Knobbe, H.; Christ, H. J.; Köster, P. und Fritzen, C. P., 2010: The significance of microstructural barriers during fatigue of a duplex steel in the high- and very-high-cycle-fatigue (HCF/VHCF) regime. *International Journal of Fatigue*, **32**, S. 914-920.
- Kübbeler, M., 2017: Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzzrissausbreitung unter dem Einfluss lokaler Phasenumwandlung. Dissertation, Universität Siegen.
- Künkler, B., 2007: Mechanismenorientierte Lebensdauervorhersage unter Berücksichtigung der Mikrostruktur - Modellentwicklung, Verifikation und Anwendung. VDI-Verlag, Reihe 18, Nr. 312, Düsseldorf.
- Kysar, J. W., 1997: Abendum to a user-material subroutine incorporating single crystal plasticity in the ABAQUS finite element program. Harvard University.
- Laird, C. und Smith, G. C., 1962: Crack propagation in high stress fatigue, *Philosophical Magazine*, **8**, S. 847-857.
- Lankford, J., 1982: The growth of small fatigue cracks in 7075-T6 aluminum. *Fatigue of Engineering Materials and Structures*, **5**, S. 233-248.

- Laufer, E. E. und Roberts, W. N., 1964: Dislocation structures in fatigued copper single crystals. *Philosophical Magazine*, **10**, S. 883-885.
- Laufer, E. E. und Roberts, W. N., 1966: Dislocations and persistent slip bands in fatigued copper. *Philosophical Magazine*, **14**, S. 65-78.
- Ledbetter, H. M., 1981: Predicted single-crystal elastic constants of stainless-steel 316. *British Journal of Non-Destructive Testing*, **23**, S. 286-288.
- Macherauch, E. und Zoch, H. W., 2014: *Praktikum in Werkstoffkunde*. 12. Auflage, Springer-Verlag, Wiesbaden.
- Man, J., Obrtlík, K. und Polák, J., 2009: Extrusions and intrusions in fatigued metals. Part 1. State of the art and history. *Philosophical Magazine*, **89**, S. 1295-1336.
- Manson, S. S., 1953: Behaviour of materials under conditions of thermal stress, *National Advisory Commission on Aeronautics*. Report 1170, Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland.
- Manonukul, A. und Dunne, F. P. E., 2004: High- and low-cycle fatigue crack initiation using polycrystal plasticity. *Proceedings of the Royal Society of London A*, **460**, S. 1881-1903.
- Marx, M.; Schäfer, W. und Vehoff, H., 2010: Interaction of short cracks with the local microstructure. *Procedia Engineering*, **2**, S. 163-171.
- Marinelli, M. C.; Krupp, U.; Kübbeler, M.; Hereñú, S. und Alvarez-Armas, I., 2013: The effect of the embrittlement on the fatigue limit and crack propagation in a duplex stainless steel during high cycle fatigue. *Engineering Fracture Mechanics*, **110**, S. 421-429.
- Mateo, A.; Llanes, L.; Iturgoyen, L. und Anglada, M., 1996: Cyclic stress-strain response and dislocation substructure evolution of a ferrite-austenite stainless steel. *Acta Materialia*, **44**, S. 1143-1153.
- Mayer, H., 1999: Fatigue crack growth and threshold measurements at very high frequencies. *International materials reviews*, **44**, S. 1-34.
- Miner, M. A., 1945: Cumulative damage in fatigue. *Journal of Applied Mechanics*, **12**, S. 159-164.
- Müller-Bollenhagen, C.; Zimmermann, M. und Christ, H. J., 2010: Very high cycle fatigue behaviour of austenitic stainless steel and the effect of strain-induced martensite. *International Journal of Fatigue*, **32**, S. 936-942.
- Münstermann, S. und Bleck, W., 2005: Einflussgrößen auf den Elastizitätsmodul von Stählen für den Karosseriebau. *Materials Testing*, **47**, S. 337-344.
- Mughrabi, H., 1978: The cyclic hardening and saturation behaviour of copper single crystals. *Materials Science and Engineering*, **33**, S. 207-223.
- Mughrabi, H., 2006: Specific features and mechanisms of fatigue in the ultrahigh-cycle regime. *International Journal of Fatigue*, **28**, S. 1501-1508.



- Murakami, Y. und Endo, M., 1994: Effects of defects, inclusions and inhomogeneities on fatigue strength. *International Journal of Fatigue*, **16**, S. 163-182.
- Navarro, A. und de los Rios, E. R., 1988a: Short and long fatigue crack-growth: A unified model. *Philosophical Magazine A*, **57**, S. 15-36.
- Navarro, A. und de los Rios, E. R., 1988b: Compact solution for a multizone BCS crack model with bounded or unbounded end conditions. *Philosophical Magazine A*, **57**, S. 43-50.
- Neumann, P., 1969: Coarse slip model of fatigue. *Acta Metallurgica*, **17**, S. 1219-1225.
- Palmgren, A., 1924: Die Lebensdauer von Kugellagern. *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure*, **68**, S. 339-341.
- Papakyriacou, M.; Mayer, H.; Pypen, C.; Plenk, H. und Stanzl-Tschegg, S., 2001: Influence of loading frequency on high cycle fatigue properties of bcc and hcp metals. *Materials Science and Engineering: A*, **308**, S.143-152.
- Paris, P. und Erdogan, F., 1963: A critical analysis of crack propagation laws. *Journal of Basic Engineering*, **85**, S. 528-534.
- Peirce, D., Shih, C. F. und Needleman, A., 1984: A tangent modulus method for rate dependent solids. *Computers & Structures*, **18**, S. 875-887.
- Petch, N. J., 1953: The cleavage strength of polycrystals. *Journal of the Iron and Steel Institute*, **173**, S. 25-28.
- Pohl, M. und Storz, O, 2004: Sigma-phase in duplex-stainless steels: Dedicated to Professor Dr. Dr. hc Franz Jeglitsch on the occasion of his 70th birthday. *Zeitschrift für Metallkunde*, **95**, S. 631-638.
- Polák, J, 1969: Electrical resistivity of cyclically deformed copper. *Czechoslovak Journal of Physics B*, **19**, S. 315-322.
- Polák, J., 1987: On the role of point defects in fatigue crack initiation. *Materials Science and Engineering*, **92**, S. 71-80.
- Polák, J.; Kruml, T. und Degallaix, S., 1993: Dislocation substructure in fatigued duplex stainless steel. *Scripta Metallurgica et Materialia*, **29**, S. 1553-1558.
- Radaj, D. und Vormwald, M., 2007: Ermüdungsfestigkeit. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York.
- Reischig, P.; King, A.; Nervo, L.; Vigano, N.; Guilhem, Y.; Palenstijn, W. J.; Batenburg, K. J.; Preuss, M. und Ludwig, W., 2013: Advances in X-ray diffraction contrast tomography: flexibility in the setup geometry and application to multiphase materials. *Journal of Applied Crystallography*, **46**, S. 297-311.
- Repetto, E. A. und Ortiz, M., 1997: A micromechanical model of cyclic deformation and fatigue-crack nucleation in f.c.c. single crystals. *Acta Materialia*, **45**, S. 2577-2595.

- Riemelmoser, F. O.; Gumbsch, P. und Pippan, R., 2001: Dislocation modelling of fatigue cracks: An overview. *Materials Transactions*, **42**, S. 2-13.
- Roth, I., 2012: Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten mikrostrukturell kurzer Ermüdungsrisse in metastabilem austenitischen Edelstahl. Dissertation, Universität Siegen.
- Roth, L. D.; Willertz, L. E. und Leax, T. R., 1982: Fatigue and corrosion fatigue up to ultrasonic frequencies. in Wells, J. M.; Buch, O.; Roth, L. D. und Tien, J. K. (Hrsg.): *Ultrasonic Fatigue*, AIME, New York.
- Sahu, J. K.; Krupp, U. und Christ, H. J., 2012: Fatigue crack initiation behavior in embrittled austenitic-ferritic stainless steel. *International Journal of Fatigue*, **45**, S. 8-14.
- Sakai, T., 2009: Review and prospects for current studies on very high cycle fatigue of metallic materials for machine structural use. *Journal of Solid Mechanics and Materials Engineering*, **3**, S. 425-439.
- Schäfer, W.; Marx, M.; Vehoff, H.; Heckl, A. und Randelzhofer, P., 2011: A 3-D view on the mechanisms of short fatigue cracks interacting with grain boundaries. *Acta Materialia*, **59**, S. 1849-1861.
- Scharnweber, M., 2013: Initiierung und Ausbreitung kurzer Ermüdungsrisse in ein- und zweiphasigem Edelstahl. Dissertation, Technische Universität Dresden.
- Schick, A., 2004: Ein neues Modell zur mechanismenorientierten Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzzrissausbreitung. VDI-Verlag, Reihe 18, Nr. 292, Düsseldorf.
- Sistaninia, M. und Niffenegger, M., 2015: Fatigue crack initiation and crystallographic growth in 316L stainless steel. *International Journal of Fatigue*, **70**, S. 163-170.
- Shiozawa, K. und Matsushita, H., 1996: Crack initiation and small fatigue crack growth behaviour of beta Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn alloy. In Lütjering, G. und Nowack, H. (Hrsg.): *Proceedings of the Sixth International Fatigue Congress*, Berlin, S. 301.
- Smith, J. H., 1910: Some experiments on fatigue of metals. *Journal of Iron Steel Institute*, **91**, S. 365-397.
- Smith, R. A., 1990: The Versailles railway accident of 1842 and the first research into metal fatigue. In Kitagawa, H. und Tanaka, T. (Hrsg.): *Proceedings of the Fourth International Conference on Fatigue and Fatigue Thresholds*, Honolulu, S. 2033.
- Suresh, S., 1998: *Fatigue of Materials*. 2. Auflage. Cambridge University Press, Cambridge, New York-Melbourne.
- Suresh, S. und Ritchie, R. O., 1984: Propagation of short fatigue cracks. *International Metals Reviews*, **29**, S. 445-475.
- Taira, S.; Tanaka, K. und Nakai, Y., 1978: A model of crack-tip slip band blocked by grain boundary. *Mechanics Research Communications*, **5**, S. 375-381.

- Tanaka, K. und Mura, T., 1981: A dislocation model for fatigue crack initiation. *Journal of Applied Mechanics*, **48**, S. 97-103.
- Tanaka, K.; Akiniwa, Y.; Nakai, Y. und Wei, R. P., 1986: Modeling of small fatigue crack growth interacting with grain-boundary. *Engineering Fracture Mechanics*, **24**, S. 803-819.
- Thompson, N.; Wadsworth, N. und Louat, N., 1956: The origin of fatigue fracture in copper. *Philosophical Magazine*, **1**, S. 113-126.
- Venkataraman, G.; Chung, Y. W.; Nakasone, Y. und Mura, T., 1990: Free energy formulation of fatigue crack initiation along persistent slip bands: Calculation of S-N curves and crack depths. *Acta Metallurgica et Materialia*, **38**, S. 31-40.
- Vogt, J. B.; Saadi, B. A. und Focf, J., 1999: Analysis of the fatigue dislocation structures in a duplex stainless steel alloyed with nitrogen. *Zeitschrift für Metallkunde*, **90**, S. 323-328.
- Wang, R.; Mughrabi, H.; McGovern, S. und Rapp, M., 1984: Fatigue of copper single crystals in vacuum and in air I: Persistent slip bands and dislocation microstructures. *Materials Science and Engineering*, **65**, S. 219-233.
- Wang, R. und Mughrabi, H., 1984: Fatigue of copper single crystals in vacuum and in air II: Fatigue crack propagation. *Materials Science and Engineering*, **65**, S. 235-243.
- Wilkinson, A. J. und Roberts, S. G., 1996: A dislocation model for the two critical stress intensities required for threshold fatigue crack propagation. *Scripta Materialia*, **35**, S. 1365-1371.
- Wöhler, A., 1860: Versuche über die Festigkeit der Eisenbahnwagenachsen. *Zeitschrift für Bauwesen*, **10**, S. 160-161.
- Zhai, T.; Wilkinson, A. J. und Martin, J. W., 2000: A crystallographic mechanism for fatigue crack propagation through grain boundaries. *Acta Materialia*, **48**, S. 4917-4927.