

Philipp-Malte Hilgendorff

Mechanismenbasierte Modellierung und Simulation des VHCF- Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelstähle

Schriftenreihe der Arbeitsgruppe
für Technische Mechanik
im Institut für Mechanik und Regelungs-
technik - Mechatronik

Herausgeber: Claus-Peter Fritzen

Band 14

Impressum

Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen
Arbeitsgruppe für Technische Mechanik
Institut für Mechanik und Regelungstechnik – Mechatronik
Universität Siegen
57068 Siegen
ISSN 2191-5601
URN urn:nbn:de:hbz:467-11298
Zugl.: Siegen, Univ., Diss., 2017

**Mechanismenbasierte Modellierung und Simulation
des VHCF-Wechselverformungsverhaltens
austenitischer Edelstähle**

genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Philipp-Malte Hilgendorff
geb. in Siegen

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen

Referent: Prof. Dr.-Ing. C.-P. Fritzen

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. M. Zimmermann

Tag der mündlichen Prüfung

13.04.2017

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanik und Regelungstechnik – Mechatronik der Universität Siegen im Rahmen eines interdisziplinären Projekts mit dem Institut für Werkstofftechnik der Universität Siegen und dem Institut für Werkstoffwissenschaft der Technischen Universität Dresden.

Ich bedanke mich ganz herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Claus-Peter Fritzen für seine fachliche Betreuung, seinen Zuspruch sowie für die stets motivierende Atmosphäre in der Arbeitsgruppe.

Ebenso danke ich Frau Prof. Dr.-Ing. Martina Zimmermann für ihre herzliche Unterstützung und für die Übernahme des Korreferates. Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Hans-Jürgen Christ danke ich für die vielen wegweisenden Anregungen und für die Funktion als Prüfer im Rahmen des Promotionsverfahrens. Für Letzteres danke ich ebenso Herrn Prof. Dr.-Ing. Ulrich Schmitz.

Ein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Michael Wünsche für seine unermüdliche und selbstlose Unterstützung und die zahlreichen fachlichen Diskussionen zum Thema der Randelementemethode. Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dipl. Wirt.-Ing. Andrei Grigorescu für die gute Zusammenarbeit im Rahmen des gemeinsamen Forschungsprojektes und für die Versorgung mit experimentellen Untersuchungsergebnissen. Herrn MSc. Volker Schippl danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit. Ein weiterer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Martin Kübbeler, der mich bereits im Studium für das Thema dieser Arbeit begeistert hat. Darüber hinaus danke ich allen ehemaligen Kollegen am Institut für die gute Atmosphäre, insbesondere meinem langjährigen Bürokollegen Herrn Msc. Henning Jung. Ein Dankeschön auch an alle studentischen Hilfskräfte sowie Bachelor- und Masterarbeiter.

Für die finanzielle Unterstützung im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1466 danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Die zahlreichen Treffen im Rahmen des Schwerpunktprogramms boten eine sehr gewinnbringende Plattform für Kooperationen und den fachlichen Austausch, wofür mein Dank den Organisatoren und allen Projektbearbeitern gilt.

Abschließend möchte ich meiner Familie und ganz besonders meiner Frau Sarah Hilgendorff danken, die mich stets ermutigt und auf meinem Weg begleitet hat.

Siegen, im April 2017

Philipp-Malte Hilgendorff

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|------------|
| Inhaltsverzeichnis | I |
| Symbolverzeichnis | III |
| Kurzfassung | XI |
| Abstract | XII |
| 1 Einleitung | 1 |
| 1.1 Problemstellung und Motivation | 1 |
| 1.2 Ziele und Aufbau der Arbeit..... | 3 |
| 2 Grundlagen | 6 |
| 2.1 Verformungsverhalten austenitischer Edelstähle | 6 |
| 2.1.1 Elastische Verformung | 6 |
| 2.1.2 Mechanismen der plastischen Verformung | 10 |
| 2.1.3 Martensitische Phasenumwandlung | 14 |
| 2.2 Grundlagen der Materialermüdung | 16 |
| 2.2.1 Zyklische Verformung..... | 17 |
| 2.2.2 Ermüdungsschädigung | 19 |
| 2.2.3 Einteilung der Ermüdung | 20 |
| 2.3 Dämpfungsmodelle..... | 21 |
| 2.3.1 Viskose Dämpfung | 22 |
| 2.3.2 Hysteretische Dämpfung | 24 |
| 2.4 Ermüdungsverhalten austenitischer Edelstähle | 25 |
| 2.4.1 Werkstoffcharakterisierung | 26 |
| 2.4.2 VHCF-Ermüdungsverhalten..... | 27 |
| 2.5 Modelle zur Beschreibung der Verformung metallischer Werkstoffe | 33 |
| 2.5.1 Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern | 34 |
| 2.5.2 Deformationsinduzierte Martensitumwandlung | 38 |
| 3 Ein Modell zur Beschreibung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelstähle | 45 |
| 3.1 Grundlegende Modellierungsstrategie..... | 45 |
| 3.2 Nachbildung des zweidimensionalen Gefüges | 46 |
| 3.3 Modellierung der plastischen Verformung in Gleitbändern..... | 47 |
| 3.3.1 Mechanismus der Gleitbandentstehung und -ausbildung..... | 47 |
| 3.3.2 Mechanismus der Abgleitung und Verfestigung in Gleitbändern | 49 |
| 3.3.3 Mechanismus der zyklischen Abgleitungsirreversibilität in Gleitbändern..... | 50 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.3.4 | Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern..... | 52 |
| 3.4 | Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung | 53 |
| 3.4.1 | Mechanismus der Phasenumwandlung | 53 |
| 3.4.2 | Mechanismus der transformationsinduzierten Volumenzunahme..... | 57 |
| 3.4.3 | Kristallographische Orientierungsbeziehung..... | 59 |
| 3.4.4 | Temperaturabhängigkeit der Martensitbildung..... | 60 |
| 3.5 | Modellparameter | 61 |
| 3.6 | Beschreibung des Resonanzverhaltens | 66 |
| 4 | Numerisches Simulationsverfahren | 67 |
| 4.1 | Randwertproblem..... | 69 |
| 4.2 | Formulierung der Randintegralgleichungen | 70 |
| 4.2.1 | Relativverschiebungsansatz | 73 |
| 4.2.2 | Theorie der initialen Verzerrungen..... | 74 |
| 4.2.3 | Elastisch anisotrope Fundamentallösungen | 77 |
| 4.3 | Lösungsverfahren..... | 79 |
| 4.3.1 | Diskretisierung..... | 79 |
| 4.3.2 | Berechnung der Systemmatrizen | 82 |
| 4.3.3 | Aufstellen des Gleichungssystems..... | 84 |
| 4.3.4 | Substrukturtechnik | 86 |
| 4.4 | Modellimplementierung..... | 87 |
| 5 | Ergebnisse der Simulationen des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelmstähle | 91 |
| 5.1 | Simulation der plastischen Verformung in Gleitbändern | 91 |
| 5.1.1 | Einfluss der plastischen Abgleitung..... | 91 |
| 5.1.2 | Einfluss der kritischen Schubspannung und der Fließschubspannung | 94 |
| 5.1.3 | Einfluss der Verfestigung und der zyklischen Abgleitungsirreversibilität | 101 |
| 5.1.4 | Nachbildung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern | 107 |
| 5.1.5 | Einfluss der elastischen Anisotropie und Isotropie..... | 113 |
| 5.2 | Simulation der deformationsinduzierten Martensitbildung | 115 |
| 5.2.1 | Einfluss der Steifigkeit und Volumenzunahme der Martensitbereiche | 115 |
| 5.2.2 | Nachbildung der zyklischen deformationsinduzierten Martensitbildung | 120 |
| 5.3 | Simulation des vorverformten Zustandes | 127 |
| 5.4 | Simulation des Temperatureinflusses | 132 |
| 5.5 | Vergleichende Studie auf Basis des Resonanzverhaltens | 138 |
| 6 | Zusammenfassung und Diskussion..... | 144 |
| | Literaturverzeichnis..... | 157 |

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

| | |
|--------------------------------|--|
| a, a^A, a^M | Gitterkonstante, Gitterkonstante des Austenits, des Martensits |
| a_m | Parameter abhängig vom Ort des Elementes und Kollokationspunkt |
| A_{el} | Anisotropiefaktor |
| A | Vorfaktor |
| A_{GB}^{irr} | totale irreversible Gleitfläche aller modellierten Gleitbänder |
| A_{GB}^{pl} | totale plastische Gleitfläche aller modellierten Gleitbänder |
| $A_{ij}(\eta)$ | Adjunkte in Abhängigkeit der Nullstelle η |
| A^M, A^{M*} | Fläche eines Martensitbereichs, temperaturabhängige Fläche |
| $A_{\alpha'}$ | Martensitflächenanteil |
| A | Matrix bei der Lösung des Gleichungssystems |
| b_i | Volumenkräfte |
| b_i^* | Fundamentallösungen der Volumenkraft |
| b_m | geometrischer Parameter abhängig von Elementlänge und -orientierung |
| \mathbf{b}, b | Burgersvektor, Betrag des Burgersvektors |
| \mathbf{b}_S | Burgersvektor einer Shockley-Partialversetzung |
| $B_{ij}, B_{ij\gamma}$ | zusammengefasste Matrizen der Fundamentallösungen, Komponenten ij und $ij\gamma$ |
| \mathbf{B} | Matrix bei der Lösung des Gleichungssystems |
| c | Dämpfungskonstante |
| c_{eq} | äquivalente Dämpfungskonstante |
| c_{ij} | Randmatrix, Komponente ij |
| C_{ijkl} | Elastizitätstensor, Komponente $ijkl$ |
| $C_{ij\gamma}$ | zusammengefasste Matrix der Fundamentallösungen, Komponente $ij\gamma$ |
| $C_{11}^A, C_{12}^A, C_{44}^A$ | Komponenten der Elastizitätsmatrix für die austenitische γ -Phase |
| $C_{11}^M, C_{12}^M, C_{44}^M$ | Komponenten der Elastizitätsmatrix für die martensitische α' -Phase |

| | |
|---|--|
| d^* | geometrischer Parameter im zyklischen Verfestigungsgesetz |
| d_{GE} | Gleitebenenabstand |
| \bar{d}_{GB} | mittlere Gleitbandbreite |
| $d_{ij\gamma}^*$ | Spannungsfundamentallösungen |
| d_{min} | minimaler Abstand zwischen Sensorort und Korn- oder Phasengrenze |
| d_1, d_2 | Knoteneinrückung am Elementanfang, -ende |
| \mathbf{d}, \mathbf{d}_m | Vektoren zur vereinfachten Darstellung der Fundamentallösungen |
| $\mathbf{d}_{\text{sh}}, \mathbf{d}_{\text{dil}}$ | Einheitsvektoren der Verschiebungen infolge Scherung, Dilatation |
| D | Dämpfungsgrad |
| $D(\eta)$ | Determinante in Abhängigkeit der Nullstelle η |
| \bar{D} | mittlerer Korndurchmesser |
| D_{eq} | äquivalenter Dämpfungsgrad |
| $D_{ij\gamma}^{ek}$ | Matrix für die Spannungsfundamentallösungen, Komponente $ij\gamma$ |
| e_i | Einheitsvektor, Komponente i |
| \mathbf{e} | Spaltenvektor der initialen Verzerrungen |
| E | Elastizitätsmodul |
| E_b, E_s | Elementanzahlen auf dem Gebietsrand und der oberen Gleitlinienflanke |
| $E_{sj\lambda}^{ek}$ | Matrix für die initialen Verzerrungen, Komponente $sj\lambda$ |
| f, f_0, f_{res} | Frequenz, Eigenfrequenz, Resonanzfrequenz |
| $f(x)$ | Versetzungverteilung |
| F, F_d, \hat{F} | Kraft, Dämpfungskraft, Kraftamplitude |
| F_{max} | Schubspannungsüberhöhungsfaktor |
| g | chemische Triebkraft |
| \bar{g} | Mittelwert der Wahrscheinlichkeitsverteilung |
| G | Schubmodul |
| G, G^A, G^M | Gibbs-Energie, Gibbs-Energie des Austenits, des Martensits |
| ΔG_{chem} | Differenz der Gibbs-Energie zweier Phasen |

| | |
|---|--|
| ΔG_{mech} | Energiebeitrag durch äußere Kräfte |
| ΔG_{min} | Mindestenergie für martensitische Phasenumwandlung |
| ΔG_0 | Aktivierungsenergie |
| i | komplexe Zahl |
| $I^{U,ek}, I^{T,ek}, I^{D,ek}, I^{S,ek}$ | Kernintegrale der Systemmatrizen |
| \mathbf{I} | Einheitsmatrix |
| J^e | Jacobi-Determinante |
| k_{B} | Boltzmann-Konstante |
| k | Federkonstante |
| K_{K} | korngrößenabhängiger Parameter |
| K | Spannungsintensitätsfaktor |
| l | Länge |
| \bar{l}_{GB} | mittlere Gleitbandlänge |
| l^e | Elementlänge |
| L_{ij} | Untermatrix des Elastizitätstensors, Komponente ij |
| m | Masse |
| m_{s} | Sensitivitätsexponent |
| m_{SF} | Schmidfaktor |
| $m_{\text{sh}}, m_{\text{dil}}$ | Beträge der Verschiebungen infolge Scherung, Dilatation |
| $M_{\text{d}}, M_{\text{S}}$ | Martensitendtemperatur, Martensitstarttemperatur |
| M_{d30} | empirische Martensittemperatur |
| M_{ij} | Untermatrix des Elastizitätstensors, Komponente ij |
| $M_{\text{S},\sigma}$ | Starttemperatur der deformationsinduzierten Martensitbildung |
| n | Exponent |
| $n_{\text{G}}, n_{\text{K}}, n_{\text{GS}}$ | Nummerierung Gefüge, Korn und Gleitsystem |
| \mathbf{n}, n_{α} | Normaleneinheitsvektor, Komponente α |
| N | Anzahl der Versetzungen |

| | |
|--|--|
| N | Anzahl der Knoten je Element |
| $N, N_{\text{Exp}}, N_{\text{Sim}}$ | Zyklenzahl, Versuchszyklenzahl, simulierte Zyklenzahl |
| N_{B} | Bruchlastspielzahl |
| N_{ij} | Untermatrix des Elastizitätstensors, Komponente ij |
| $N_{\text{V}}^{\text{GB}}, N_{\text{V}}^{\text{M}}, N_{\text{V}}^{\text{X}}$ | Anzahl Gleitbänder, Martensitembryos, Gleitbandkreuzungen |
| p, p_{Sim} | Ableitungsirreversibilität, angepasste Ableitungsirreversibilität |
| \mathbf{p} | Spaltenvektor der Spannungen |
| P | Wahrscheinlichkeit |
| \mathbf{P} | Deformationsgradient |
| $\mathbf{P}_{\text{sh}}, \mathbf{P}_{\text{dil}}$ | Deformationsgradient für Scherung, Dilatation |
| $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$ | Deformationsgradient infolge der 1. und 2. Scherung nach dem Modell von Bogers und Burgers |
| \mathbf{P}_{BB} | Deformationsgradient infolge des Modells von Bogers und Burgers |
| \mathbf{P}_{BB}^* | angepasster Deformationsgradient \mathbf{P}_{BB} |
| R_c | Fließgrenze |
| $\mathbf{R}_{\gamma\alpha}, \mathbf{R}_{0\gamma}$ | Rotationsmatrizen |
| s_g | Standardabweichung der Wahrscheinlichkeitsverteilung |
| $S_{ij\gamma}^*$ | Spannungsfundamentallösungen höherer Ordnung |
| $s_{\alpha'}$ | Skalierungsfaktor für die simulierte Martensitumwandlung |
| \mathbf{s}, \mathbf{s}^e | Tangenteneinheitsvektor, Tangenteneinheitsvektor eines Elementes |
| $S_{ij\gamma}^{ek}$ | Matrix für die Spannungsfundamentallösungen höherer Ordnung, Komponente $ij\gamma$ |
| t_i^*, t_{ij}^* | Randspannungsfundamentallösungen |
| \mathbf{t}, t_i | Randspannungsvektor, Komponente i |
| T | Temperatur |
| T_{ij}^{ek} | Matrix für die Randspannungsfundamentallösungen, Komponente ij |
| u_i^*, u_{ij}^* | Verschiebungsfundamentallösungen |

| | |
|---|--|
| u_z | Verschiebung in z -Richtung |
| \mathbf{u}, u_i | Verschiebungsvektor, Komponente i |
| Δu | Ableitung |
| $\Delta u_{\text{irr}}, \Delta u_{\text{max}}, \Delta u_{\text{tot}}$ | irreversible, maximale, totale Ableitung |
| $\Delta u^{\text{GlBa}}, \Delta u^{\text{Sens}}$ | Ableitung im Gleitband, im Sensorort |
| $\Delta \mathbf{u}, \Delta u_i$ | Relativverschiebungsvektor, Komponente i |
| U_{ij}^{ek} | Matrix für die Verschiebungsfundamentallösungen, Komponente ij |
| \mathbf{U} | Quadratwurzel zweier Matrizen |
| $\bar{v}_{\text{GB}}, \bar{v}_{\text{M}}$ | durchschnittliches Volumen eines Gleitbandes, eines Martensitembryos |
| V | Aktivierungsvolumen |
| V_{chem} | temperaturabhängiger Einflussfaktor durch die chemische Triebkraft |
| $V_{\text{GB}}, V_{\text{M}}$ | Volumenanteil der Gleitbänder, der martensitischen Phase |
| V_{SFE} | temperaturabhängiger Einflussfaktor durch die Stapelfehlerenergie |
| V_{T} | normierter Verlauf der temperaturabhängigen Fließgrenze |
| V_{α} | Martensitvolumengehalt |
| V_{ε} | Skalierungsfaktor für die transformationsinduzierte Volumenzunahme |
| $V_{sj\lambda\gamma}^{ek}$ | Matrix für die initialen Verzerrungen, Komponente $sj\lambda\gamma$ |
| $W_{\text{d}}, W_{\text{eq}}, W_{\text{max}}$ | dissipierte, äquivalente dissipierte, gesamte dissipierte Energie |
| x, y, z, x_1, x_2, x_3 | kartesische Koordinaten |
| \dot{x} | Geschwindigkeit |
| \hat{x} | Schwingungsamplitude |
| \mathbf{x} | Feldort |
| $\mathbf{x}^{0,e}$ | Elementmittelpunkt |
| \mathbf{y} | Kollokationsort |
| $\mathbf{0}$ | Nullmatrix |

Griechische Symbole

| | |
|---|--|
| $\alpha_{\text{SFE}}, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ | Konstanten abhängig von der Stapelfehlerenergie |
| $\alpha, \alpha_{\text{Sim}}$ | Konstante im Verfestigungsgesetz, angepasste Verfestigungskonstante |
| β_v, β_h | Verlustfaktor des viskosen Dämpfers, des hysteretischen Dämpfers |
| β | Konstante abhängig von der chemischen Triebkraft |
| γ_{SF} | Stapelfehlerenergie |
| $\dot{\gamma}, \gamma_0$ | Scherrate, Bezugsscherrate |
| $\Gamma_b, \Gamma_s^+, \Gamma_s^-$ | äußerer Rand eines Gebietes, Rand obere, untere Gleitlinienflanke |
| Γ_e | geradliniger Randabschnitt |
| Γ_k | gemeinsamer Rand zweier Gebiete |
| Γ_{pi} | Matrix zur Darstellung einer partiellen Differentialgleichung, Komponente pi |
| δ | Dirac-Funktion |
| δ_{ij} | Kronecker-Delta |
| ε | Radius |
| ε_{pl} | plastische Dehnung |
| $\dot{\varepsilon}_a, \dot{\varepsilon}_r$ | Dehnrates im Austenit, Referenzdehnrates |
| $\varepsilon_{s\lambda}^0, \varepsilon_{s\lambda}^{\text{el}}, \varepsilon_{s\lambda}^{\text{t}}$ | initiale, elastische, totale Verzerrungen, Komponenten $s\lambda$ |
| $\varepsilon, \varepsilon_{kl}$ | Verzerrungstensor, Komponente kl |
| ε^{M} | transformationsinduzierter Verzerrungstensor |
| $\Delta\varepsilon_{\text{pl}}$ | plastische Dehnungsamplitude |
| ζ | Winkel zwischen der Gleitrichtung und der Oberflächenebene |
| η, η_m | Nullstellen, unabhängige Nullstellen der charakteristischen Gleichung |
| η_{res} | Resonanzfrequenzverhältnis |
| η_1, η_2, η_3 | materialspezifische Parameter für die Temperaturabhängigkeit |
| $\bar{\eta}_m$ | Konjugierte von η_m |
| θ_{SF} | Winkel zwischen Zugrichtung und Gleitrichtung |

| | |
|--|--|
| θ | absolute Temperatur |
| Θ | normierte Temperatur |
| λ_{SF} | Winkel zwischen Zugrichtung und Gleitebenennormale |
| ν | Querkontraktionszahl |
| ξ | Elementkoordinate |
| ξ_{GB} | Koordinate entlang einer Gleitlinie |
| ρ | Versetzungsdichte |
| σ_{min} | Mindestspannung für martensitische Phasenumwandlung |
| σ^{∞} | äußere Spannung |
| $\Delta\sigma/2$ | zyklische Spannungsamplitude |
| $\sigma_{s\lambda}^0, \sigma_{s\lambda}^{\text{el}}, \sigma_{s\lambda}^{\text{t}}$ | initiale, elastische, totale Spannungen, Komponenten $s\lambda$ |
| $\sigma, \sigma_{i\alpha}$ | Spannungstensor, Komponente $i\alpha$ |
| Σ | Triaxialitätsparameter |
| τ | Schubspannung |
| τ_{a} | Schubspannung durch die äußere Beanspruchung |
| $\tau_{\text{c}}, \tau_{\text{c}}^*$ | kritische Schubspannung, temperaturabhängige krit. Schubspannung |
| $\tau_{\text{F}}, \tau_{\text{F}}^*$ | Fließschubspannung, temperaturabhängige Fließschubspannung |
| τ_{F0} | initiale Fließschubspannung |
| $\tau_{\text{GS}}, \tau_{\text{GS}}^*$ | Schubspannung im Gleitsystem, angepasstes τ_{GS} |
| τ_i | initiales Schubspannungsfeld |
| τ_{max} | Schubspannung in dem maximal beanspruchten Gleitsystem |
| τ_{r} | Eigenschubspannung |
| φ | Phasenwinkel |
| φ_k^e | Ansatzfunktion |
| $\omega_0, \omega_{\text{res}}$ | Eigenkreisfrequenz, Resonanzkreisfrequenz |
| Ω | Erregerkreisfrequenz |
| Ω_{d} | Fläche eines Gebietes |

Abkürzungen

| | |
|------|--|
| AISI | <i>american iron and steel institute</i> |
| BB | Bogers und Burgers |
| BEM | <i>boundary element method</i> |
| EBSD | <i>electron backscatter diffraction</i> |
| FEM | Finite-Elemente-Methode |
| HCF | <i>high cycle fatigue</i> |
| kfz | kubisch flächenzentriert |
| krz | kubisch raumzentriert |
| KS | Koordinatensystem |
| KuS | Kurdjumov und Sachs |
| LCF | <i>low cycle fatigue</i> |
| LEBM | linear-elastische Bruchmechanik |
| PGB | persistentes Gleitband |
| PLB | persistentes Lüdersband |
| PTMC | <i>phenomenological theory of martensite crystallography</i> |
| RT | Raumtemperatur (25°C) |
| SF | Schmidfaktor |
| SFE | Stapelfehlerenergie |
| TEM | Transmissionselektronenmikroskop |
| TRIP | <i>transformation-induced plasticity</i> |
| VHCF | <i>very high cycle fatigue</i> |

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell zur Beschreibung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens eines metastabilen und eines stabilen austenitischen Edelstahl vorgestellt und mit Hilfe einer erweiterten numerischen Randelementemethode gelöst. Aufbauend auf experimentellen Untersuchungen des Ermüdungsverhaltens beider Werkstoffe bis hin zu sehr hohen Zyklenzahlen (engl. *very high cycle fatigue*, VHCF) werden in dem Modell charakteristische Mechanismen für die plastische Verformung in Gleitbändern und die deformationsinduzierte Phasenumwandlung von Austenit zu α' -Martensit abgebildet. Als numerische Methode dient eine zweidimensionale Randelementemethode, die hinsichtlich der Beschreibung elastisch anisotroper Eigenschaften und der räumlichen Verformungsbeschreibung erweitert wird. Die Lösung des Modells mit der numerischen Methode erlaubt die Simulation der zyklischen plastischen Verformung in zweidimensionalen Gefügestrukturen. In erweiterten Studien gehen ebenfalls der Einfluss eines vorverformten Zustandes und einer moderaten Temperaturerhöhung mit ein. Die Simulationsergebnisse werden einerseits direkt mit der beobachteten Verformungsentwicklung auf realen Probenoberflächen verglichen und andererseits auf Basis des Resonanzverhaltens der Ermüdungsproben und der modellierten Gefüge einander gegenübergestellt. Gute Übereinstimmungen der Ergebnisse bestätigen die Modellannahmen, wodurch ein Beitrag für ein tiefergehendes Verständnis des VHCF-Wechselverformungsverhaltens der beiden austenitischen Edelmehle geleistet werden kann.

Abstract

In this work, a model describing the VHCF deformation behaviour of a metastable and a stable austenitic stainless steel is presented and solved by means of a boundary element method. Based on the experimental examination of the fatigue behaviour of both alloys until very high number of loading cycles (very high cycle fatigue, VHCF) characteristic mechanisms of plastic deformation in shear bands and of deformation-induced phase transformation from the austenite to the α' -martensite are described. A 2-D boundary element method is extended regarding the description of elastic anisotropic properties and the calculation of spatial deformation. Solving the model by using the boundary element method allows simulating the cyclic plastic deformation within two-dimensional microstructures. In extended studies, the effect of a predeformed condition and of a moderate increase of temperature is also considered. Simulation results are directly compared to the observed deformation evolution on real fatigue specimen surfaces and, in addition, a comparison is carried out on the basis of the resonant behaviour of fatigue specimens and of modelled microstructures. Good accordance of results confirms the model assumptions and thereby provides a more profound understanding of the VHCF deformation behaviour of both austenitic stainless steels.

1 Einleitung

1.1 Problemstellung und Motivation

Metallische Werkstoffe werden häufig für Bauteile eingesetzt, die im Betrieb wechselnden mechanischen Beanspruchungen ausgesetzt sind. Infolge dieser Beanspruchungen treten mikrostrukturelle Veränderungen im Werkstoff auf, die zu einem voranschreitenden Schädigungsprozess durch Materialermüdung und letztlich zum Versagen des Bauteils führen können. Hierdurch kam es seit Beginn der Industrialisierung zu zahlreichen Schadensfällen, die zu materiellen und nicht selten auch zu menschlichen Verlusten und Umweltschäden geführt haben, weshalb die Problematik der Materialermüdung seit vielen Jahren erforscht wird. So lässt sich bereits aus dem Jahre 1838 eine Veröffentlichung von W.A.J. Albert zum Versagen von eisernen Schachtförderketten, verursacht durch wiederkehrende Lasten, finden (Albert 1838). In der Folge hat das Interesse an Ermüdungsforschung stetig zugenommen, wobei die Arbeiten von August Wöhler besonders hervorzuheben sind. Er hat das Ermüdungsverhalten von Eisenbahnachsen systematisch untersucht und dabei festgestellt, dass der wechselbeanspruchte Werkstoff eine geringere Belastbarkeit aufweist als der statisch belastete Werkstoff und dass es einen Zusammenhang zwischen der Beanspruchung und der Bruchlastspielzahl gibt (Wöhler 1860). Wegen andauernd steigender Bedürfnisse hinsichtlich wirtschaftlicher Effizienz, technologischer Umsetzung und schonender Ressourcennutzung wird die Erforschung der Materialermüdung bis in die heutige Zeit fortgesetzt. Hierbei lag der Schwerpunkt vorwiegend in der Ermüdung bis hin zur klassischen Dauerfestigkeit im Bereich von 10^6 Zyklen und in der Entwicklung entsprechender Lebensdauervorhersagemodelle. Eine steigende Anzahl an Bauteilen, wie z. B. Radsätze von Schienenfahrzeugen oder Wälzlager in Automobilen, sind jedoch im Betrieb einer deutlich höheren Anzahl an Belastungszyklen ausgesetzt. Zudem konnte ein Bauteilversagen von metallischen Legierungen auch bei Beanspruchungen unterhalb der klassischen Dauerfestigkeit nachgewiesen werden (Bathias 1999). Aus diesen Gründen gewann in den letzten zwei Jahrzehnten die Untersuchung der Ermüdung bis hin zu sehr hohen Zyklenzahlen (engl. *very high cycle fatigue*, VHCF) weit über 10^6 hinaus zunehmend an Bedeutung. Die Ermüdung im VHCF-Bereich ist durch sehr geringe äußere Beanspruchungen gekennzeichnet, weshalb die zyklische Verformung vor der Entstehung eines Riskeims den Großteil der Gesamtlebensdauer ausmachen kann.

Im Rahmen einer von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten, interdisziplinären Zusammenarbeit zwischen dem Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik und dem Institut für Werkstofftechnik an der Universität Siegen stand die Untersuchung des

VHCF-Ermüdungsverhaltens austenitischer Edelmstähle im Vordergrund. Aus experimentellen Untersuchungen, die am Institut für Werkstofftechnik durchgeführt wurden, gingen die Beobachtungen zum Ermüdungsverhalten des metastabilen austenitischen Edelmstahls AISI 304 und des stabilen austenitischen Edelmstahls AISI 316 L unter VHCF-Bedingung hervor. Während der metastabile Austenitstahl eine starke Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern innerhalb des Werkstoffgefüges gefolgt von einer martensitischen Phasenumwandlung aufwies, zeigte der stabile Austenitstahl mit reduzierter VHCF-Dauerfestigkeit nur eine sehr vereinzelt auftretende plastische Verformung in Gleitbändern bei kaum messbarer Martensitbildung. Die Charakterisierung des Resonanzverhaltens der Werkstoffproben während der Ermüdungsversuche ergab, dass das VHCF-Wechselverformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls durch eine anfänglich starke Entfestigung und eine anschließend starke Verfestigung geprägt war, wohingegen der stabile Austenitstahl eine kontinuierliche Verfestigung zeigte. Zusätzlich wurden Einflüsse einer moderaten Erhöhung der Proben temperatur sowie einer Proben vorverformung auf das VHCF-Ermüdungsverhalten untersucht.

Für ein tiefergehendes Verständnis des Ermüdungsverhaltens der austenitischen Edelmstähle unter VHCF-Bedingung ist es erforderlich, die grundlegenden mikrostrukturellen Verformungsmechanismen sowie deren Abläufe und Zusammenhänge möglichst exakt zu erfassen. Zudem liegt ein großes Interesse darin, die Einflüsse relevanter Verformungsmechanismen auf das durch Entfestigung und Verfestigung geprägte Wechselverformungsverhalten aufzuklären. Aufgrund zahlreicher messtechnischer Einschränkungen kann das Verformungsverhalten durch experimentelle Beobachtungen jedoch nicht bis ins letzte Detail nachvollzogen werden. Aus diesen Gründen ergibt sich die Motivation, experimentelle Tätigkeiten durch theoretische Arbeiten im Bereich der Modellbildung und Simulation zu ergänzen, um damit Annahmen basierend auf experimentellen Befunden zu belegen und ein grundlegendes Verständnis des VHCF-Wechselverformungsverhaltens der austenitischen Edelmstähle zu erhalten.

Aus der Literatur sind einige Modellierungsansätze bekannt, die für die Verformungsnachbildung unter Berücksichtigung der Werkstoffmikrostruktur eingesetzt werden. Die atomistische Simulation und die versetzungsdynamische Simulation erlauben die sehr genaue Beschreibung der Verformung, indem sie die Bewegung und Wechselwirkung von Atomen bzw. Versetzungen nachbilden (Needleman & Van der Giessen 2001, Abraham et al. 2002). Wegen der begrenzten Rechenkapazität sind diese Ansätze jedoch auf sehr kleine Volumina beschränkt und die Simulation der zyklischen Verformung ist stark eingeschränkt. Daher sind

für die zyklische Nachbildung der relevanten mikrostrukturellen Verformungsmechanismen in der Größenordnung der Gefügestruktur andere Ansätze zu bevorzugen. Einen vielversprechenden Ansatz bietet die Arbeit von Kübbeler (2017), der ebenfalls am Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik in Zusammenarbeit mit dem Institut für Werkstofftechnik an der Universität Siegen ein Modell entwickelt hat, das mehrere Körner eines zweidimensionalen Gefüges kontinuumsmechanisch nachbildet und darin die Mechanismen der mikrostrukturabhängigen Kurzrisssausbreitung unter dem Einfluss lokaler Phasenumwandlung berücksichtigt. Zur Lösung dieses Modells wurde eine zweidimensionale Randelementemethode eingesetzt, die in jedem Korn individuelle elastisch isotrope Eigenschaften abbildet.

Aufbauend auf den experimentellen Beobachtungen und dem Modell von Kübbeler lassen sich die Ziele der vorliegenden Arbeit wie folgt formulieren.

1.2 Ziele und Aufbau der Arbeit

Das grundlegende Ziel der Arbeit besteht darin, die für die austenitischen Edelstähle unter VHCF-Bedingung relevanten Verformungsmechanismen in möglichst realitätsgetreuen Gefügeumgebungen während der zyklischen Verformung nachzubilden. Durch entsprechende Simulationsstudien sollen dann die Ausbildung und das Zusammenwirken der Mechanismen sowie deren Einflüsse auf das zyklische Entfestigungs- und Verfestigungsverhalten verständlich gemacht werden.

Für die Nachbildung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens der austenitischen Edelstähle ist es erforderlich, ein Modell aufzustellen, das die plastische Verformung in Gleitbändern sowie die martensitische Phasenumwandlung beschreibt. Die im Gefüge entstehenden Gleitbänder sind durch die zyklische plastische Abgleitung entlang kristallographischer Gleitebenen geprägt. Für die Nachbildung der Gleitbänder sollen geeignete Ansätze gefunden und für das Modell dieser Arbeit angepasst werden. In dem metastabilen Austenitstahl kommt es zu einer an Gleitbandkreuzungspunkten beobachteten Umwandlung der austenitischen in die festere α' -martensitische Phase. Die in dem Modell von Kübbeler (2017) enthaltene lokale Phasenumwandlung an der Rissspitze bietet für die zugehörige Modellierung bereits eine gute Basis. Die Temperaturabhängigkeiten der Martensitbildung und der plastischen Verformung in Gleitbändern sollen ebenfalls im Modell berücksichtigt werden.

Die Ausbildung der plastischen Verformung bei geringer äußerer Beanspruchung hängt stark von lokalen Spannungsüberhöhungen im Gefüge ab, die aufgrund der unterschiedlichen Kristallorientierungen und der Verformungskompatibilität auftreten. Für eine bessere

Abbildung des Gefüges soll die von Kübbeler (2017) eingesetzte Randelementemethode hinsichtlich der Berücksichtigung elastisch anisotroper Eigenschaften erweitert werden. Die Formulierung der allgemeinen elastischen Anisotropie erlaubt zudem innerhalb des zweidimensionalen Gefüges die Verformung dreidimensional zu beschreiben. Diese Erweiterung ist hinsichtlich der nachzubildenden plastischen Verformung in den räumlichen Gleitsystemen der Gleitbänder besonders anzustreben. Für die Untersuchung der zyklischen Ent- und Verfestigung und dem Abgleich mit experimentellen Daten ist es erforderlich, einen geeigneten Ansatz für die Charakterisierung der simulierten zyklischen Verformung auf Basis des Resonanzverhaltens vorzunehmen. Hierfür sind entsprechende Dämpfungsmodelle heranzuziehen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden zunächst die Grundlagen zum Verformungsverhalten austenitischer Edelmehle und der Materialermüdung vorgestellt. Bei Letzterem liegt der Schwerpunkt bei der zyklischen Verformung bevor eine Schädigung in Form des Risses entstanden ist. Nach der Vorstellung von Dämpfungsmodellen zur Charakterisierung des Wechselverformungsverhaltens auf Basis des Resonanzverhaltens erfolgt die Darstellung der experimentellen Beobachtungen zum VHCF-Ermüdungsverhalten der beiden austenitischen Edelmehle. Anschließend werden bestehende Modellierungsansätze für die Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern und der deformationsinduzierten Martensitbildung dargestellt.

Das in dieser Arbeit entwickelte Modell zur Nachbildung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelmehle geht aus Kapitel 3 hervor. Zunächst wird die Nachbildung des zweidimensionalen Gefüges erläutert. Die Modellierung der plastischen Verformung in Gleitbändern erfolgt durch das Aufstellen bestimmter Mechanismen, welche die Eigenschaften der modellierten Gleitbänder hinsichtlich der Entstehung und Ausbildung, der zyklischen plastischen Verformung, der zyklischen Abgleichsirrversibilität sowie der Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung beschreiben. Die Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung geschieht auf ähnliche Weise, indem Mechanismen für den eigentlichen Vorgang der Phasenumwandlung, die transformationsinduzierte Volumenzunahme, die kristallographische Orientierungsbeziehung und die Temperaturabhängigkeit der Martensitbildung festgelegt werden. Für eine möglichst realitätsnahe Nachbildung wird anschließend auf die Auswahl der Modellparameter eingegangen.

Zur Lösung des Modells dient die in Kapitel 4 beschriebene Randelementemethode. Zunächst wird eine Abgrenzung zur bekannteren Finite-Elemente-Methode vorgenommen und das

zugrundeliegende Randwertproblem ausgeführt. Die Herleitung der für die Randelementemethode entscheidenden Randintegralgleichungen geschieht unter Berücksichtigung des Relativverschiebungsansatzes, der Theorie der initialen Verzerrungen und der elastisch anisotropen Fundamentallösungen. Anschließend werden das angewendete Lösungsverfahren sowie die Vorgehensweisen zur Modellimplementierung erläutert.

Kapitel 5 stellt die Ergebnisse der Simulationen des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelstähle dar. Die Studien erfolgen durch Nachbildung zweidimensionaler Gefügeausschnitte, die entweder auf idealisierten Daten oder auf experimentellen Messungen basieren. Zunächst wird die systematische Untersuchung der simulierten plastischen Verformung in Gleitbändern und deren Einfluss auf das zyklische Verformungsverhalten der austenitischen Edelstähle vorgenommen. Anschließend wird das austenitisch-martensitische Gefüge betrachtet und die Wechselwirkung zwischen der deformationsinduzierten Martensitbildung und der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern untersucht. Hierzu wird ergänzend eine vereinfachte Studie zum vorverformten Zustand gezeigt. Im nächsten Schritt erfolgt die Simulation der zyklischen Verformung unter dem Einfluss einer moderaten Erhöhung der Proben temperatur. Abschließend wird auf eine vergleichende Studie auf Basis des Resonanzverhaltens eingegangen, welche die Untersuchung der zyklischen Ent- und Verfestigung erlaubt.

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und Diskussion der wichtigsten Ergebnisse in Kapitel 6.

2 Grundlagen

2.1 Verformungsverhalten austenitischer Edelmstähle

Das grundlegende Verformungsverhalten austenitischer Edelmstähle unter dem Einfluss einer monotonen Last bildet die Basis der zyklischen Verformung und wird daher im Folgenden zuerst betrachtet. Hierzu erfolgt die Beschreibung des elastischen und plastischen Verhaltens und der für metastabile Austenitstähle charakteristischen martensitischen Phasenumwandlung.

2.1.1 Elastische Verformung

Der Mechanismus der elastischen Verformung besteht aus einer reversiblen Verzerrung der Atomabstände. Werden durch eine äußere Beanspruchung die Atomabstände geändert, so treten je nach Dehnungsrichtung anziehende oder abstoßende Rückstellkräfte auf, die eine Wiederherstellung der ursprünglichen Atomabstände bewirken (Bergmann 2008). Liegen kleine Verformungen vor, so kann bei Metallen von einem linearen Zusammenhang zwischen der Rückstellkraft und der Atomauslenkung ausgegangen werden, wodurch das linear-elastische Verhalten beschrieben wird. Je nach Anordnung der Atome zueinander bzw. je nach Kristallstruktur in Metallen variiert die elastische Eigenschaft in unterschiedliche Richtungen, woraus die elastische Anisotropie resultiert.

Zur Beschreibung des elastischen Verhaltens werden allgemein Spannungen und Kräfte in Relation zu Verzerrungen und Verschiebungen gesetzt. In der vorliegenden Arbeit wird die Indexnotation verwendet, bei der die Koordinatenachsen x , y , z durch die Indizes 1, 2, 3 ausgedrückt werden. Bei wiederholten Indizes gilt die Einsteinsche Summenkonvention und ein Komma hinter einer Variablen definiert die partielle räumliche Ableitung.

Die an einem infinitesimalen Volumenelement (s. Abb. 2.1) wirkenden Spannungen können mit dem Spannungstensor dargestellt werden:

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

Spannungskomponenten mit gleichen Indizes $i = j$ werden als Normalspannungen und Einträge mit ungleichen Indizes $i \neq j$ als Schubspannungen bezeichnet. Das Momentengleichgewicht angewendet auf das infinitesimale Volumenelement führt zur Symmetrie: $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$.

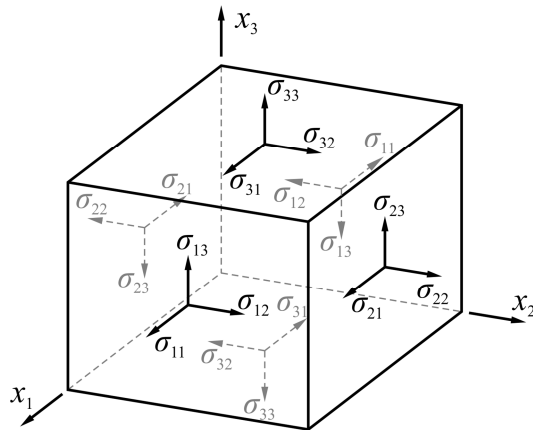


Abb. 2.1 Spannungskomponenten am infinitesimalen Volumenelement.

Weiterhin bilden die Gleichgewichtsbedingungen unter Berücksichtigung von Volumenkraften b_i die Grundgleichung für elastostatische Berechnungen:

$$\sigma_{ij,j} + b_i = 0. \quad (2.2)$$

Verzerrungen lassen sich in einem Verzerrungstensor zusammenfassen (2.3), für den analog die Symmetrie $\varepsilon_{kl} = \varepsilon_{lk}$ gilt.

$$\varepsilon_{kl} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Mit Hilfe der kinematischen Beziehungen kann für kleine Verformungen ein Zusammenhang zwischen dem Verzerrungstensor ε_{kl} und den Verschiebungen u_k aufgestellt werden:

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2}(u_{k,l} + u_{l,k}). \quad (2.4)$$

Das linear-elastische Materialverhalten wird mathematisch durch das Hookesche Gesetz wiedergegeben. Es beschreibt die Beziehung zwischen den Spannungen und Verzerrungen und lautet für den einachsigen Fall:

$$\sigma = E\varepsilon. \quad (2.5)$$

Hierbei ist E der Elastizitätsmodul, der ein Maß für die Steifigkeit des Werkstoffs ist. Für den mehrachsigen Zustand gilt das verallgemeinerte Hookesche Gesetz:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \quad (2.6)$$

wobei C_{ijkl} der Elastizitätstensor ist und zunächst 81 elastische Kennwerte enthält. Unter Berücksichtigung der Symmetrie des Spannungs- und Verzerrungstensors sowie der Vertauschbarkeit der partiellen Ableitung der Verzerrungsenergiegedichtefunktion ergeben sich die Symmetriebeziehungen $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{jilk} = C_{ijlk}$ und $C_{ijkl} = C_{klij}$. Damit reduziert sich die Anzahl unabhängiger elastischer Einträge im Elastizitätstensor für den allgemein anisotropen Fall auf 21. Hierfür lässt sich die tensorielle Form des verallgemeinerten Hookeschen Gesetzes (2.6) mit Hilfe der Voigtschen Notation in die Vektor-Matrix-Form überführen. Dadurch gehen die Spannungs- und Verzerrungstensenoren 2. Stufe in Spannungs- und Verzerrungsmatrizen ($\sigma_{ij} \rightarrow \sigma_p$ und $\varepsilon_{kl} \rightarrow \varepsilon_q$) und der Elastizitätstensor 4. Stufe in die quadratische Elastizitätsmatrix ($C_{ijkl} \rightarrow C_{pq}$) über. Für die Vektor-Matrix-Form ergibt sich:

$$\begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ & sym & & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix}, \text{ mit } \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Unter Berücksichtigung von Materialsymmetrien kann die Anzahl unabhängiger Kennwerte in der Elastizitätsmatrix weiter reduziert werden. Die austenitische und martensitische Phase besitzen eine kubische Kristallstruktur, für welche Drehungen um Vielfache von 90° um die $\langle 100 \rangle$ -Achsen, Drehungen um Vielfache von 120° um die $\langle 111 \rangle$ -Achsen und Drehungen um Vielfache von 180° um die $\langle 110 \rangle$ -Achsen zu keiner Veränderung der Komponenten der Elastizitätsmatrix führen (Rösler et al. 2012). Die Achsen sind durch die Millerschen Indizes gekennzeichnet, deren Beschreibung z. B. Gottstein (2007) entnommen werden kann. Somit bleiben nur drei unabhängige elastische Kennwerte C_{11} , C_{12} und C_{44} , sodass die Elastizitätsmatrix die folgende Gestalt annimmt:

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ sym & & & & C_{44} & 0 \\ & & & & & C_{44} \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Die Ausprägung der elastischen Anisotropie kann über den Anisotropiefaktor A_{el} angegeben werden:

$$A_{el} = \frac{2C_{44}}{C_{11} - C_{12}}, \quad (2.9)$$

wobei für den Sonderfall der elastischen Isotropie $A_{el} = 1$ gilt. Für den in dieser Arbeit untersuchten Edelstahl werden die in Abschnitt 3.5 (Tab. 3.3) aufgelisteten elastischen Kennwerte C_{11}^A , C_{12}^A und C_{44}^A für die austenitische γ -Phase und C_{11}^M , C_{12}^M und C_{44}^M für die martensitische α' -Phase herangezogen. Die austenitische Phase besitzt für diese Werte den Anisotropiefaktor 3,18 und die martensitische α' -Phase den Faktor 1,75. Somit liegt insbesondere im Fall des Austenits eine ausgeprägte elastische Anisotropie vor.

Die Elastizitätsmatrix in Gleichung (2.8) ist im Koordinatensystem der Einheitszelle eines Kristalls bzw. Korns definiert, in welchem die Materialsymmetrien berücksichtigt werden können. Im Fall polykristalliner Metalle mit mehreren Körnern, die jeweils unterschiedliche Orientierungen aufweisen, ist es bei der mechanischen Nachbildung sinnvoll, die Elastizitätsmatrizen der einzelnen Körner durch Rotation in ein gemeinsames (Proben-)Koordinatensystem zu überführen. In diesem Koordinatensystem gehen aufgrund der Rotation die Materialsymmetrien verloren und es liegt allgemein elastisch anisotropes Verhalten vor. Die Rotationsvorschriften für die Spannungs-, Verzerrungs- und Elastizitätstensoren sowie für die zugehörigen Vektor-Matrix-Formen können Altenbach et al. (1996) entnommen werden.

Für elastisch isotrope Werkstoffe oder für den ingenieurmäßigen Anwendungsfall, in welchem metallische Proben oder Bauteile mit sehr vielen Körnern ohne Vorzugsorientierung auf der makroskopischen Ebene betrachtet werden, ist die Verwendung der isotropen elastischen Kennwerte (Elastizitätsmodul E , Schubmodul G und Querkontraktionszahl ν) zulässig, von denen je zwei unabhängig voneinander sind.

Mit Anstieg der Temperatur nimmt allgemein der Atomabstand zu, was zu einer Verringerung der atomaren Bindung führt. Damit reduzieren sich auch die elastischen Eigenschaften, wodurch z. B. infolge des Temperaturanstiegs von 24°C auf 150°C der Elastizitätsmodul E des metastabilen Austenitstahls AISI 304 um 4 % und der des stabilen Austenitstahls AISI 316 L um 3 % abnimmt (INCO 1968).

Übersteigt die Werkstoffbeanspruchung den durch die elastische Wechselwirkung der Atome ertragbaren Bereich, so tritt plastische Verformung auf, die im Folgenden thematisiert wird.

2.1.2 Mechanismen der plastischen Verformung

Im Gegensatz zur elastischen Verformung erfährt der Werkstoff bei der plastischen Verformung eine bleibende Gestaltänderung. Die Atome gleiten gegeneinander ab, wobei sich nicht ganze Atomebenen simultan verschieben, sondern die Abgleitung durch die Entstehung und Bewegung von eindimensionalen Gitterbaufehlern, den sogenannten Versetzungen, vorangetrieben wird. Grundformen von Versetzungen sind Stufen- und Schraubenversetzungen, die vorwiegend in gemischter Form auftreten. Eine Stufenversetzung kann als die Begrenzungslinie einer eingeschobenen Kristallteilebene aufgefasst werden und bei der Schraubenversetzung windet sich eine Kristallebene um die Versetzungslinie (Gottstein 2007). Der infolge einer Versetzung eingebrachte Strukturdefekt wird durch den Burgersvektor \mathbf{b} nach Betrag und Richtung beschrieben. Die Bewegung der Versetzung folgt dem geringsten Gleitwiderstand, der auf atomar dicht gepackten Ebenen und Richtungen vorliegt. Hierbei bildet eine Gleitebene mit zugehöriger Gleitrichtung ein Gleitsystem. Die austenitische Phase besitzt eine kubisch flächenzentrierte (kfz) Struktur mit 12 dichtest gepackten Gleitsystemen des Typs $\langle 110 \rangle \{111\}$, in denen die Versetzungsbewegung erfolgt (vier $\{111\}$ -Ebenen mit je drei $\langle 110 \rangle$ -Richtungen). Die Indizierung von Ebenen und Richtungen erfolgt üblicherweise mit den zuvor genannten Millerschen Indizes, s. z. B. Gottstein (2007). Für die martensitische α' -Phase mit sehr geringem Kohlenstoffgehalt – wie für den metastabilen Austenitstahl zutreffend (s. Tab. 2.1) – und der damit sehr geringen Gitterverzerrung bildet die kubisch raumzentrierte (krz) Struktur eine gute Näherung. Diese Struktur besitzt lediglich dicht gepackte Gleitsysteme, von denen der Typ $\langle 111 \rangle \{110\}$ maßgeblich ist. In Abb. 2.2a sind die Gleitsysteme der kfz- und der krz-Kristallstruktur exemplarisch dargestellt.

Der Burgersvektor einer Versetzung in der kfz-Struktur lässt sich wie folgt darstellen, wobei die Gitterkonstante a der Kantenlänge der Einheitszelle entspricht (s. Abb. 2.2a):

$$\mathbf{b} = \frac{a}{2} [110]. \quad (2.10)$$

In vielen Werkstoffen ist es energetisch günstiger, wenn die Atome innerhalb der Versetzungsbewegung nicht auf direktem Weg von der Anfangs- zur Endposition übergehen (\mathbf{b} in Abb. 2.2b), sondern entlang der Täler zwischen den Atomen der benachbarten Ebene in die endgültige Lage bewegt werden ($\mathbf{b}_s^1 + \mathbf{b}_s^2$ in Abb. 2.2b). Bei dieser Bewegung kommt es zur Aufspaltung einer Versetzung mit dem Burgersvektor \mathbf{b} in zwei Partialversetzungen (Shockley-Partialversetzungen) mit den Burgersvektoren \mathbf{b}_s^1 und \mathbf{b}_s^2 . Der Burgersvektor einer Shockley-Partialversetzung ergibt sich damit zu:

$$\mathbf{b}_s = \frac{a}{6} [112]. \quad (2.11)$$

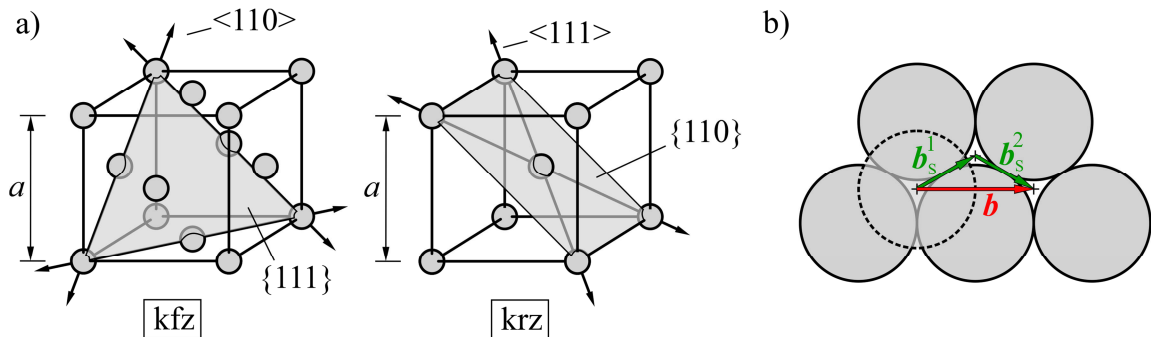


Abb. 2.2 (a) Gleitsysteme für die kfz- sowie krz-Kristallstruktur anhand der Einheitszellen und (b) Aufspaltung einer Versetzung in zwei Partialversetzungen.

Die Partialversetzungen stoßen sich aufgrund ihrer elastischen Wechselwirkung voneinander ab und können zwischen sich einen Stapelfehler mit hexagonaler Struktur erzeugen. Die Aufspaltungsweite wird durch den entstehenden Stapelfehler und der dafür benötigten Stapelfehlerenergie γ_{SF} des Werkstoffs begrenzt (Christ 1991). Es ist anzumerken, dass die Bildung von Stapelfehlern einer ausgeprägten Temperaturabhängigkeit unterliegt, sodass die Stapelfehlerenergie γ_{SF} mit zunehmender Temperatur ansteigt (Talonen 2007).

Die bei der Verformung ausgebildete Versetzungsanordnung wird maßgeblich durch den Gleitcharakter bestimmt (Christ 1991). Dieser lässt sich in welliges und planares Gleiten einteilen. Bei welligem Gleiten können Schraubenversetzungen leicht quergleiten und dadurch dreidimensionale Versetzungsstrukturen bilden. Bei planarem Gleiten sind die Versetzungen an ihre Gleitebenen gebunden und ein Wechsel der Ebenen durch Quergleiten ist erschwert. Da Stapelfehler aufgrund ihrer Gestalt nicht zum Quergleiten neigen und somit vornehmlich eine planare Verformung bewirken, lässt sich der Gleitcharakter über die Stapelfehlerenergie des Werkstoffs beschreiben. Je geringer die Stapelfehlerenergie ist, desto eher werden Stapelfehler mit planarem Gleitcharakter gebildet.

In Legierungen wie den austenitischen Edeltählen sind sogenannte Nahordnungseffekte relevant (Gerold & Karnthaler 1989, Christ 1991). Hierunter wird allgemein verstanden, dass Vorgänge, die in der Größenordnung atomarer Abstände bzw. in der Nahordnung ablaufen, das Materialverhalten in der makroskopischen Größenordnung beeinflussen. Im vorliegenden Fall der austenitischen Edeltähle wird als Nahordnungsvorgang die sehr lokale Wechselwirkung der Versetzungen mit nächstliegenden Hindernissen wie z. B. Legierungselementen verstanden. Nachdem eine Versetzung ein Hindernis überwunden hat, ist die Hindernis-

wirkung dort lokal aufgebrochen und nachfolgende Versetzungen können leichter abgleiten. Hierdurch reduziert sich der Abgleitungswiderstand auf der betreffenden Gleitebene, so dass eine Gleitebenenentfestigung vorliegt (Gerold & Karnthaler 1989). Abb. 2.3 veranschaulicht den Nahordnungseffekt, indem sie schematisch in einem Probenausschnitt Versetzungen und Hindernisse darstellt, die miteinander in Wechselwirkung treten. Bei Aufbringen einer äußeren Beanspruchung σ^∞ stauen sich zunächst Versetzungen an bestehenden Hindernissen auf (s. Abb. 2.3b) und es bilden sich die für die Nahordnungsvorgänge relevanten Bereiche heraus (s. graue Flächen). Nach Erreichen einer bestimmten äußeren Beanspruchung kommt es vereinzelt durch Nahordnungsvorgänge zum Durchstoßen von Hindernissen (s. Sternmarkierungen in Abb. 2.3c), wodurch in der betreffenden Gleitebene das Abgleiten vereinfacht ist und zahlreiche Versetzungen den ersten Versetzungen folgen. Der betrachtete Probenausschnitt bildet schließlich infolge des Nahordnungseffektes eine deutliche Gleitstufe aus, die hier als Einfluss auf die nächsthöhere Größenordnung aufgefasst werden kann.

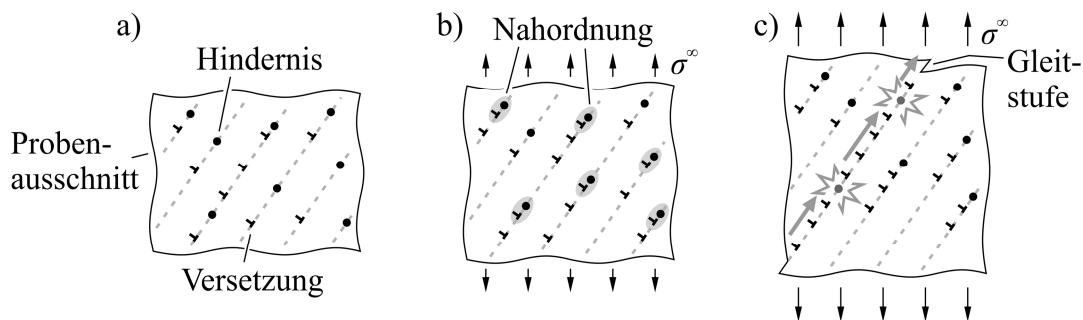


Abb. 2.3 Veranschaulichung des Nahordnungseffektes.

Der Nahordnungseffekt tritt insbesondere dann in Erscheinung, wenn der Gleitcharakter planar ist und somit das Umgehen eines Hindernisses durch Quergleiten erschwert ist. Umgekehrt verstärkt der Nahordnungseffekt das planare Gleiten zusätzlich, da er das Gleiten auf einzelnen Gleitebenen begünstigt.

Für die Versetzungsbewegung ist die im Gleitsystem resultierende Schubspannung maßgebend. Sie kann für Einkristalle in Abhängigkeit der äußeren Spannung σ^∞ , des Winkels λ_{SF} zwischen Zugrichtung und Gleitebenennormale sowie des Winkels θ_{SF} zwischen Zugrichtung und Gleitrichtung mit Hilfe des Schmid'schen Schubspannungsgesetzes berechnet werden (Gottstein 2007):

$$\tau = \sigma^\infty \cos \lambda_{SF} \cos \theta_{SF} = \sigma^\infty m_{SF}. \quad (2.12)$$

Der Faktor $\cos \lambda_{SF} \cos \theta_{SF} = m_{SF}$ wird Schmidfaktor genannt und kann maximal den Wert 0,5 annehmen. In Vielkristallen können die tatsächlichen Schubspannungen in den Gleitsystemen

von der mit Gleichung (2.12) berechneten abweichen, da aufgrund der unterschiedlichen Kristallorientierungen und der erforderlichen Verformungskompatibilität zusätzliche Spannungen in das Gefüge eingebracht werden.

Die Versetzungsbewegung erfolgt, sobald die in einem Gleitsystem wirkende Schubspannung eine Fließschubspannung τ_F überschreitet. Sie resultiert aus dem Widerstand, den eine Versetzung bei dem Durchlaufen einer Gleitebene erfährt und kann unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit anderen Versetzungen in Form von Passier- und Schneidprozessen wie folgt angegeben werden (Gottstein 2007):

$$\tau_F = \alpha G b \sqrt{\rho}, \quad (2.13)$$

wobei α ein Parameter ist, G der Schubmodul, b der Betrag des Burgersvektors und ρ die Versetzungsdichte (Gesamtlänge aller Versetzungslinien pro Volumeneinheit). Mit Zunahme der plastischen Verformung nimmt die Versetzungsdichte zu, wodurch in dem $\sqrt{\rho}$ -Verfestigungsgesetz (2.13) die Fließschubspannung steigt und somit eine Verfestigung resultiert.

Wie die elastische Verformung wird auch die plastische Verformung durch die Temperatur beeinflusst. Hierzu zeigt Abb. 2.4 für den metastabilen (AISI 304) und stabilen austenitischen Edelstahl (AISI 316 L) eine deutliche Temperaturabhängigkeit der Fließgrenze R_e im Zugversuch (Byun et al. 2004). Bei geringen Temperaturen wird die Überwindung von Hindernissen durch Versetzungen erschwert und bei erhöhten Temperaturen erleichtert.

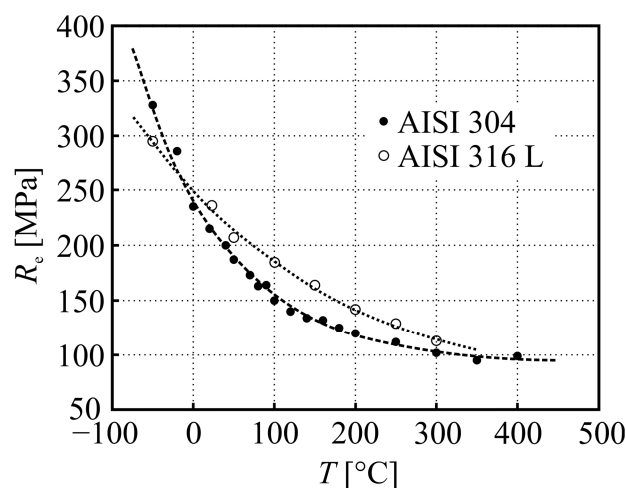


Abb. 2.4 Variation der Fließgrenze R_e in Abhängigkeit der Temperatur T für die austenitischen Edelstähle AISI 304 und AISI 316 L (Byun et al. 2004).

Zur mathematischen Beschreibung des Einflusses der Temperatur auf die Fließschubspannung von kfz-Metallen kann folgender Ausdruck nach Gottstein (2007) herangezogen werden:

$$\tau_F^* = \tau_F + \frac{1}{V} \left[\Delta G^0 + k_B \theta \left(\ln \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right) \right]. \quad (2.14)$$

Hierin stellen τ_F die athermische Fließschubspannung aus Gl. (2.13), V das Aktivierungsvolumen, ΔG^0 die Aktivierungsenergie, k_B die Boltzmann-Konstante und θ die absolute Temperatur in Kelvin dar. Zusätzlich liegt ein Einfluss durch die Verformungsdynamik mit der Scherrate $\dot{\gamma}$ und der Bezugsscherrate $\dot{\gamma}_0$ vor.

Die mechanischen Eigenschaften austenitischer Edelstähle unterliegen unter bestimmten Bedingungen dem Einfluss einer Umwandlung der austenitischen Phase in die martensitische Phase. Diese Umwandlung wird nachfolgend grundlegend beschrieben.

2.1.3 Martensitische Phasenumwandlung

Unter dem Begriff der martensitischen Phasenumwandlung wird allgemein eine diffusionslose und sehr schnell ablaufende Phasenumwandlung verstanden, bei der sich viele Atome gemeinsam für jeweils kleine Wegstrecken bewegen und dabei ihre Nachbarbeziehungen beibehalten (Christian 2002). In austenitischen Edelstählen kann es hierdurch zur Umwandlung des γ -Austenits mit kfz-Struktur in den festeren α' -Martensit mit krz-Struktur kommen. Als zusätzliche Phase kann entlang von Gleitbändern, bestehend aus Stapelfehlern, der hexagonal dichtest gepackte ε -Martensit entstehen (Fujita & Ueda 1972), der in dieser Arbeit als Übergangsphase von γ nach α' aufgefasst wird (Nishiyama et al. 1978). Die technisch bedeutendere martensitische α' -Phase besitzt eine geringere Dichte als die austenitische Phase, weshalb es während der γ - α' -Umwandlung zu einer Volumenexpansion kommt. Diese lässt sich aus den Gitterkonstanten für γ -Austenit und α' -Martensit berechnen und entspricht nach Padilha & Rios (2002) einer Volumenzunahme von 2,57 %. Zwischen dem Ausgangsaustenit und dem neu entstehenden Martensit liegen bestimmte kristallographische Orientierungsbeziehungen vor, die in austenitischen Edelstählen sehr häufig der Beziehung nach Kurdjumov und Sachs (Kurdjumov & Sachs 1930) folgen. Hiernach ist z. B. die (111)-Ebene der γ -Austenitphase parallel zur (011)-Ebene der α' -Martensitphase, während die $[\bar{1}01]$ -Gleitrichtung des γ -Austenits parallel zur $[\bar{1}\bar{1}1]$ -Richtung des α' -Martensits ist (Kitahara et al. 2006). Grigorescu et al. (2016) konnten die Beziehung nach Kurdjumov und Sachs für AISI 304 experimentell nachweisen, ebenso auch Spencer et al. (2009), Christ et al. (2009) und Nakada et al. (2010).

Die Stabilität der austenitischen Phase gegen eine Umwandlung in die martensitische Phase hängt stark von der chemischen Zusammensetzung des Werkstoffs ab. In den austenitischen

Edelstählen sind hierfür insbesondere die Elemente Nickel als Austenitbildner und Chrom als Ferritbildner relevant. Die martensitische Umwandlung wird zudem deutlich von der Temperatur beeinflusst. Abb. 2.5 zeigt hierzu den Zusammenhang zwischen der Temperatur T und der Gibbs-Energie G sowie der Mindestspannung σ_{\min} zur martensitischen Phasenumwandlung (Olson & Cohen 1972, Tomita & Iwamoto 1995). Unterhalb einer Martensitstarttemperatur M_s übersteigt die Differenz ΔG_{chem} der Gibbs-Energien beider Phasen (G^A für Austenit, G^M für Martensit) den Mindestwert ΔG_{\min} zur martensitischen Umwandlung, sodass die Umwandlung thermisch aktiviert ohne Einwirkung äußerer Kräfte erfolgen kann (Bereich I in Abb. 2.5). Oberhalb von M_s und unterhalb einer Temperatur M_d kann die Umwandlung nur stattfinden, wenn zusätzlich äußere Kräfte wirken, die einen Energiebeitrag ΔG_{mech} liefern und somit die folgende Bedingung zur martensitischen Phasenumwandlung erfüllt ist:

$$\Delta G_{\text{chem}} + \Delta G_{\text{mech}} \geq \Delta G_{\min}. \quad (2.15)$$

Zwischen M_s und M_d kann weiterhin zwischen einer spannungsinduzierten und einer deformationsinduzierten Umwandlung unterschieden werden. Hierzu kann die für die Umwandlung mindestens erforderliche Spannung σ_{\min} betrachtet werden. Unterhalb einer Temperatur $M_{s,\sigma}$ reicht eine im elastischen Bereich wirkende Mindestspannung σ_{\min} aus, um eine spannungsinduzierte Umwandlung zu bewirken (s. Bereich II in Abb. 2.5). Ab $M_{s,\sigma}$ erreicht σ_{\min} die Fließspannung, weshalb im Folgenden die deformationsinduzierte Martensitbildung in Abhängigkeit der plastischen Verformung stattfindet (s. Bereich III in Abb. 2.5). Zunächst sinkt σ_{\min} aufgrund der Abnahme der Fließschubspannung mit steigender Temperatur. Zum Ende des Bereiches III reicht die plastische Verformung allmählich nicht mehr für die Umwandlung aus und die erforderliche Mindestspannung σ_{\min} steigt an, bis keine Martensitbildung mehr ab einer Temperatur M_d erfolgen kann. Für den metastabilen austenitischen Edelstahl kommt in dem in dieser Arbeit betrachteten Temperaturbereich (ab Raumtemperatur) der deformationsinduzierten Martensitbildung die größte Bedeutung zu. Die Werte für $M_{s,\sigma}$ und M_d können Abschnitt 3.5 (Tab. 3.3) entnommen werden.

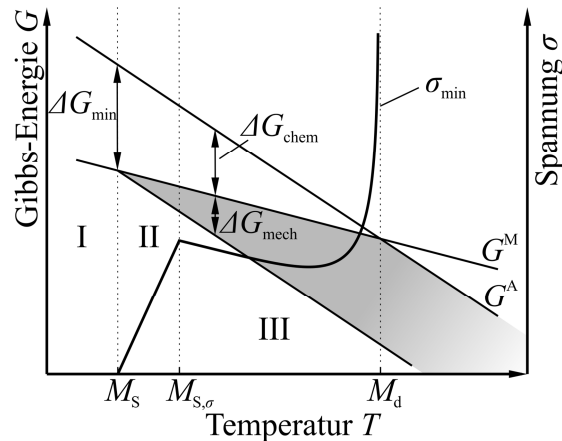


Abb. 2.5 Freie Gibbs-Energie G sowie Mindestspannung σ_{\min} für die martensitische Umwandlung in Abhängigkeit der Temperatur T (Olson & Cohen 1972, Tomita & Iwamoto 1995).

Oberhalb von M_s tritt die Martensitbildung zuerst an lokalen Spannungsüberhöhungen im Gefüge auf. Ab Beginn der deformationsinduzierten Umwandlung liegen bevorzugte Orte an Kreuzungen von Gleitbändern, in denen sich die plastische Verformung konzentriert (Olson & Cohen 1972, Bayerlein et al. 1989). Die betreffenden Gleitbänder werden vorwiegend bestehend aus Stapelfehlern (oder auch ε -Martensit) identifiziert, weshalb sich hieraus eine Abhängigkeit der martensitischen Phasenumwandlung von der Neigung des Werkstoffes zur Bildung von Stapelfehlern bzw. der Stapelfehlerenergie ableiten lässt.

An den Orten lokaler, deformationsinduzierter Martensitbildung wird aufgrund der großen Hinderniswirkung die fortschreitende plastische Verformung erschwert, wodurch die Ausbildung kritischer Dehnungslokalisierungen gehemmt wird. Dadurch breitet sich die plastische Verformung vor dem Eintreten eines Versagens stärker über das Probenvolumen aus, so dass die global ertragbare plastische Dehnung zunimmt. Hierdurch steigen die Duktilität sowie die Festigkeit des Werkstoffes an. Dieser Effekt wird als TRIP-Effekt (engl. *transformation-induced plasticity*) bezeichnet und findet in der praktischen Anwendung große Bedeutung (Zackay et al. 1967, Fischer et al. 1996).

Nachdem das Verformungsverhalten austenitischer Edelmstähe unter monotoner Last betrachtet wurde, werden im folgenden Abschnitt zunächst die Grundlagen der Materialermüdung erläutert, um darauf aufbauend das Verformungsverhalten austenitischer Edelmstähe unter zyklischer Belastung zu erörtern.

2.2 Grundlagen der Materialermüdung

Der Begriff Materialermüdung beschreibt in der Materialwissenschaft die Schädigung und das Versagen von Werkstoffen unter zyklischer Last (Suresh 1998). Dabei kann bereits eine statisch unkritische Beanspruchung zum Versagen eines Bauteils führen. In dieser Arbeit wird

die Ermüdung metallischer Werkstoffe unter wechselnder mechanischer Beanspruchung betrachtet. Angelehnt an die Einteilung nach Mughrabi (1985) werden im Folgenden die Vorgänge bis zum Ermüdungsbruch entsprechend ihrer zeitlichen Abfolge in die Bereiche der zyklischen Verformung und der Ermüdungsschädigung unterteilt. Die zyklische Verformung umfasst hier im Speziellen alle mikrostrukturellen Veränderungen bis zu einer kritischen Dehnungslokalisierung. Die Ermüdungsschädigung beschreibt die anschließenden Prozesse der Rissbildung und -ausbreitung. Die Untersuchungen dieser Arbeit konzentrieren sich auf die zyklische Verformung vor Erreichen einer Ermüdungsschädigung.

2.2.1 Zyklische Verformung

Manson (1954) und Coffin (1954) erkannten den bis heute bestätigten Zusammenhang, dass die Lebensdauer eines Werkstoffes bei zyklischer Belastung mit der plastischen Dehnung bzw. Verformung verknüpft ist. Sie erfolgt durch Versetzungsbewegung, die ab einer kritischen Schubspannung (im Gefüge in Bereichen erhöhter Spannungen) einsetzt. Nach Suresh (1998) können Spannungsüberhöhungen beispielsweise an Einschlüssen, Defekten und weiteren Inhomogenitäten des Gefüges und der Mikrostruktur auftreten. In Vielkristallen kommt es zudem aufgrund unterschiedlicher Kristallorientierungen und der erforderlichen Verformungskompatibilität zu Spannungsüberhöhungen an Korn- und Phasengrenzen.

Die fortschreitende Versetzungsbewegung ist durch den Gleitcharakter, die Belastungsamplitude und die sich daraus ergebende Versetzungsanordnung bestimmt. Abb. 2.6 kennzeichnet schematisch die Bereiche der verschiedenen Versetzungsanordnungen für wechselnd verformte kfz-Metalle nach Feltner & Laird (1968).

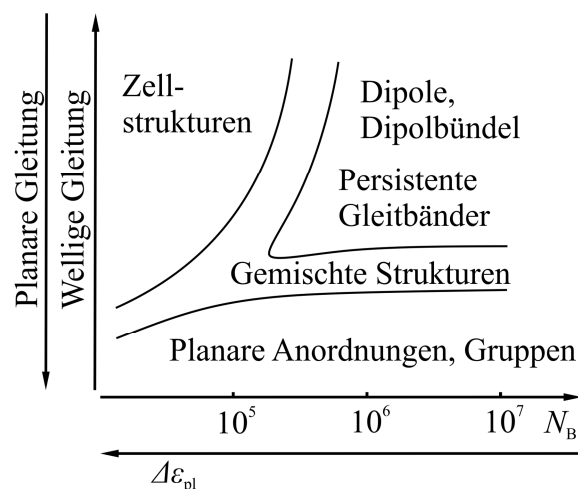


Abb. 2.6 Versetzungsanordnung in wechselnd verformten kfz-Metallen in Abhängigkeit des Gleitcharakters und der Bruchlastspielzahl N_B bzw. der plastischen Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon_{pl}$ (Feltner & Laird 1968).

Bei welligem Gleitcharakter und niedriger Beanspruchung (bzw. geringer plastischer Dehnung) können Bündel aus Versetzungsdipolen entstehen und sich persistente Gleitbänder (PGB) ausbilden. Die PGB besitzen eine charakteristische Versetzungsanordnung, die aus Stufenversetzungen und versetzungsarmen Bereichen besteht und einer Leiterstruktur mit Sprossen ähnelt. Die PGB ordnen sich parallel zu meist primären Gleitebenen an und tragen den Großteil der plastischen Verformung. Bei höheren Beanspruchungsamplituden entstehen durch Mehrfachgleitung Labyrinth- oder Zellstrukturen, die eine homogenere Verformung ohne Gleitlokalisierung hervorrufen.

Liegt ein planarer Gleitcharakter vor, hängt die Versetzungsanordnung weniger stark von der Belastungsamplitude ab. Es bildet sich eine planare Versetzungsanordnung, bei der die Versetzungen in Gruppen an ihre Gleitebenen gebunden sind. Zudem können sich Versetzungen zu diskreten Gleitbändern anordnen, die ähnlich wie die persistenten Gleitbänder parallel zur primären Gleitebene ausgerichtet sind und den Großteil der Abgleitung in sich konzentrieren (Christ 1991). Im Gegensatz zu den PGB bestehen sie jedoch aus parallelen Stufenversetzungen ohne Leiterstruktur. Zur besseren Abgrenzung von den PGB werden sie auch als persistente Lüdersbänder (PLB) bezeichnet. Eine Zellbildung wird bei planarem Gleitverhalten nicht beobachtet.

Bei der Ermüdung von duktilen Metallen kommt der zyklischen Abgleitungsirreversibilität eine entscheidende Bedeutung zu (Mughrabi et al. 1983, Risbet & Feaugas 2008, Mughrabi 2009, Weidner et al. 2010). Sie ist nach Mughrabi et al. (1983) als der Anteil der plastischen Abgleitung definiert, der aus mikrostruktureller Sicht nach der zyklischen Lastumkehr irreversibel ist. Ausgedrückt durch die plastische Abgleitung kann folgende Beziehung für die zyklische Abgleitungsirreversibilität p aufgestellt werden:

$$p = \frac{\Delta u_{\text{irr}}}{\Delta u_{\text{tot}}}, \quad (2.16)$$

mit der irreversiblen Abgleitung Δu_{irr} und der totalen Abgleitung Δu_{tot} . Die beiden Grenzfälle für p ergeben sich aus der rein reversiblen Abgleitung, wenn p den Wert Null annimmt und der vollständig irreversiblen Abgleitung, wenn p gleich 1 ist. Die Gründe für die Irreversibilität liegen hauptsächlich in der Wechselwirkung der Versetzungen untereinander und betreffen unter anderem das Quergleiten von Schraubenversetzungen, Versetzungsannihilation oder zufällig verteilte Abgleitungsvorgänge (Suresh 1998, Mughrabi 2009). Aufgrund eines irreversiblen Anteils der Abgleitung kommt es mit Zunahme der Zyklenzahl

zu einer Akkumulation der plastischen Verformung, die lokal zu einer kritischen Spannungsüberhöhung und somit zum Schädigungsbeginn führen kann.

Der Bereich der zyklischen Verformung kann neben der Ausbildung verschiedener Versetzungsanordnungen – wie z. B. der Entstehung von Gleitbändern – und der irreversiblen Abgleitung auch durch andere mikrostrukturelle Veränderungen geprägt sein. So ist insbesondere für den metastabilen Austenitstahl die in dieser Arbeit zu untersuchende Wechselwirkung zwischen der Martensitbildung und der fortschreitenden plastischen Verformung zu nennen.

Bei Auftreten einer kritischen Dehnungslokalisierung infolge der zyklischen Verformung kann es zu einer anschließenden Rissbildung kommen, die den Übergang zur Ermüdungsschädigung darstellt.

2.2.2 Ermüdungsschädigung

In Metallen mit geringem Reinheitsgrad können bereits makroskopische Spannungskonzentrationen an Poren, Einschlüssen und weiteren Inhomogenitäten des Werkstoffs zur Rissbildung führen (Suresh 1998, Krupp 2004). In duktilen Metallen hoher Reinheit findet die Rissbildung bevorzugt an der Probenoberfläche statt, wo Gleitbänder infolge der fehlenden Dehnungsbehinderung hohe Verformungen aufweisen (Krupp 2004). Die Gleitbänder können dort sogenannte Protrusionen bilden, die aus Extrusionen (Materialaustritte) und Intrusionen (Materialeinschnitte) bestehen. Sie haben eine Aufrauung und scharfe Mikrokerbung der Oberfläche zur Folge, wobei Spannungskonzentrationen an Intrusionen zur Entstehung von meist transkristallinen Riskeimen entlang der Gleitbänder führen (Mughrabi 2009).

Neben der Kerbwirkung durch die Oberflächenaufrauung kann eine Riskeimbildung auch infolge der Wechselwirkung zwischen Gleitbändern und Korngrenzen ausgelöst werden. Hierbei wirkt die Korngrenze als Barriere gegenüber der zunehmenden plastischen Verformung in Gleitbändern und ruft dadurch Spannungskonzentrationen hervor, die ein interkristallines Aufreißen der Korngrenze zur Folge haben können (Suresh 1998).

Nach der Riskeimbildung ist das anschließende Risswachstum für die fortschreitende Ermüdungsschädigung ausschlaggebend. Das Risswachstum lässt sich in das Kurzrissswachstum und in das Langrissswachstum unterteilen. Nach der Bildung eines Risses liegt zunächst ein kurzer Riss vor, dessen Ausbreitungsverhalten durch die Wechselwirkung mit der Mikrostruktur, wie Korn- und Phasengrenzen, beeinflusst wird. Ist die Ausbreitung über eine mikrostrukturelle Barriere verhindert, so kann dies der Grund für eine Dauerfestigkeit

des Werkstoffs sein (Miller 1993). Das Kurzrissswachstum verläuft zunächst schubspannungskontrolliert entlang einzelner kristallographischer Gleitebenen (Stadium I) (Wilkinson et al. 1998). Mit zunehmender Risslänge oder ausreichender Beanspruchung kann das Risswachstum alternierend auf zwei Gleitbändern vor der Rissspitze erfolgen (Neumann 1969). Ab einer gewissen Risslänge liegt der Riss im Stadium II vor, bei dem eine Vielzahl von Gleitebenen vor der Rissspitze aktiviert werden und der Mikrostruktureinfluss langsam verloren geht.

Sobald die plastischen Bereiche vor der Rissspitze gegenüber der Risslänge vernachlässigbar klein geworden sind, geht der kurze Riss in den langen Riss über. Das Ausbreitungsverhalten langer Risse lässt sich bei sprödem Materialverhalten mit Hilfe der linear-elastischen Bruchmechanik (LEBM) beschreiben, bei der das singuläre Spannungsfeld vor der Rissspitze durch den Spannungsintensitätsfaktor oder K -Faktor charakterisiert wird (Gross & Seelig 2011). In der vorliegenden Arbeit wird nicht näher auf die Ermüdungsrissausbreitung eingegangen, sondern als weiterführende und tiefergreifende Literatur auf die am Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik der Universität Siegen durchgeführten Arbeiten von Schick (2004), Künkler (2007), Köster (2015) und Kübbeler (2017) verwiesen.

Ab einer kritischen Risslänge oder äußeren Beanspruchung kommt es im Anschluss an das Langrissswachstum zu einer instabilen Rissausbreitung, die mit Schallgeschwindigkeit voranschreitet und zum Versagen des Bauteils führt.

Anschließend erfolgt eine Einteilung des Ermüdungsverhaltens in Bruchlastspielzahlbereiche mit jeweils charakteristischen Merkmalen.

2.2.3 Einteilung der Ermüdung

Das Ermüdungsverhalten von Werkstoffen in Abhängigkeit der Bruchlastspielzahl N_B lässt sich in die Bereiche Kurzzeitfestigkeit (oder LCF für *low cycle fatigue*, $N_B \leq 5 \cdot 10^4$), Zeitfestigkeit (oder HCF für *high cycle fatigue*, $5 \cdot 10^4 < N_B \leq 2 \cdot 10^6$) und in den Bereich bis hin zu sehr hohen Schwingspielzahlen (VHCF für *very high cycle fatigue*, $N_B > 2 \cdot 10^6$) einteilen (Christ 2009). Die Kurzzeitfestigkeit ist durch eine hohe plastische Dehnung geprägt, die global über den gesamten Probenquerschnitt vorliegt und zum frühen Versagen führt. Im HCF-Bereich tritt plastische Verformung nur lokal im Werkstoff auf und die Lebensdauer wird zum Großteil von der Phase der zyklischen Verformung und der Kurzrissausbreitung bestimmt. Der Bereich des HCF erstreckt sich bis zur klassischen Dauerfestigkeit, die in der Auslegung von Bauteilen üblicherweise als die Beanspruchungsamplitude angenommen wird, die unendlich oft von einem Bauteil ertragen werden kann ohne ein Versagen hervorzurufen.

Die Entwicklung geeigneter Prüfverfahren lässt es inzwischen zu, das Ermüdungsverhalten auch bis deutlich über 10^7 Schwingungszahlen im VHCF-Bereich mit vertretbarem Zeitaufwand zu untersuchen (Christ 2009). Im VHCF-Bereich kommt aufgrund der niedrigeren Beanspruchungsamplitude als im HCF-Bereich der Phase der zyklischen Verformung bis hin zur Riskeimbildung eine herausragende Bedeutung zu (Zimmermann 2012). Somit können Orte mit lokaler plastischer Verformung lebensdauerentscheidend sein. Zur besseren Zuordnung der relevanten Mechanismen, die zum Versagen bei sehr hohen Lastspielzahlen führen, schlägt Mughrabi (2006) eine Unterteilung der metallischen Werkstoffe in zwei Typen vor. Als Werkstoffe vom Typ I werden reine und duktile Werkstoffe bezeichnet, bei denen die Rissinitiierung im VHCF-Bereich von der Oberfläche ausgeht. Sehr kleine irreversible Versetzungsbewegungen führen in der Regel in einzelnen Körnern zur Bildung von Gleitbändern, die in Oberflächennähe die größte plastische Verformung hervorbringen und somit dort die Kurzrisbildung und auch das Probenversagen bewirken können. Werkstoffe vom Typ II sind defektbehaftete, hochfeste Werkstoffe, die im VHCF-Bereich eine Rissinitiierung im Inneren des Werkstoffs aufzeigen. Die plastische Verformung an der Oberfläche ist bei diesen Werkstoffen vernachlässigbar klein und Spannungsüberhöhungen an Einschlüssen oder Poren im Werkstoffinneren führen zur Rissinitiierung und insbesondere in hochfesten Stählen zu der anschließenden Ausbildung einer charakteristischen Bruchfläche, die einem Fischauge ähnelt (fisheye fracture). Die in dieser Arbeit untersuchten austenitischen Edelmehle können im nicht vorverformten Zustand eher dem Werkstofftyp I zugeordnet werden, da vorhandene Defekte im Werkstoffinneren aufgrund der hohen Duktilität nicht versagenskritisch sind. Mit steigender Vorverformung des metastabilen Austenitstahls gehen die Ermüdungseigenschaften zum Werkstofftyp II über (Müller-Bollenhagen 2011).

Bevor das experimentell beobachtete VHCF-Verhalten der in dieser Arbeit untersuchten Edelmehle dargestellt wird, sollen im folgenden Abschnitt zunächst Modelle zur Beschreibung der mechanischen Dämpfung vorgestellt werden, da diese das Verständnis der experimentellen Messungen auf Basis des Resonanzverhaltens erleichtern.

2.3 Dämpfungsmodelle

Die Charakterisierung des Wechselverformungsverhaltens auf Basis des Resonanzverhaltens diente im Rahmen des Forschungsvorhabens zur Untersuchung der zyklischen Ent- und Verfestigung der austenitischen Edelmehle. Das Resonanzverhalten wurde in Experimenten anhand der Aufzeichnung der veränderlichen Resonanzfrequenz f_{res} der eingespannten Werkstoffproben während des Ermüdungsversuchs am Resonanzpulsator (Fa. RUMUL)

beschrieben. Der Abgleich des experimentell bestimmten Resonanzverhaltens mit den Simulationsergebnissen dieser Arbeit geschieht durch theoretische Beschreibung der Dämpfung simulierter Gefüge. Dazu werden das viskose und das hysteretische Dämpfungsmodell vorgestellt.

2.3.1 Viskose Dämpfung

Die viskose Dämpfung ist durch eine einfache Proportionalität der Dämpfungskraft F_d zur Geschwindigkeit \dot{x} der Schwingungsauslenkung geprägt:

$$F_d = c\dot{x}. \quad (2.17)$$

Hierbei stellt c die Dämpfungskonstante dar. Für das in Abb. 2.7 dargestellte vereinfachte Modell des Einfreiheitsgradsystems bestehend aus einer Masse m , einer Feder mit Federkonstante k , einem viskosen Dämpfer und einer äußeren Anregung $F(t)$ lässt sich die Bewegungsgleichung durch die folgende Gleichung beschreiben:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F(t). \quad (2.18)$$

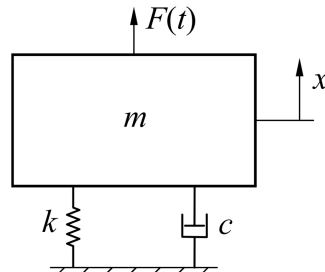


Abb. 2.7 Einfreiheitsgradsystem mit erzwungener Anregung.

Durch Einsetzen der Kreisfrequenz ω_0 der ungedämpften Schwingung (s. Gl. (2.19)) und des Dämpfungsgrades D der gedämpften Schwingung (s. Gl. (2.20)) erhält man Gl. (2.21).

$$\omega_0 = \sqrt{k/m} \quad (2.19)$$

$$D = \frac{c}{2m\omega_0} \quad (2.20)$$

$$\ddot{x} + 2D\omega_0\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F(t)}{m} \quad (2.21)$$

Die Lösung der inhomogenen Differentialgleichung (2.21) bei harmonischer Kraftanregung mit der Erregerkreisfrequenz Ω und einem geeigneten Partikuläransatz liefert im Resonanzfall – für den die Schwingungsamplitude \hat{x} maximal wird – die folgende Beziehung:

$$\eta_{\text{res}} = \frac{\Omega}{\omega_0} = \sqrt{1 - 2D^2}. \quad (2.22)$$

η_{res} beschreibt das Resonanzfrequenzverhältnis aus der Erregerkreisfrequenz Ω und der Kreisfrequenz ω_0 . Im Resonanzfall ist die Erregerkreisfrequenz Ω gleich der Resonanzkreisfrequenz ω_{res} der gedämpften Schwingung. Somit gilt ebenfalls mit der Beziehung $\omega = 2\pi f$:

$$\eta_{\text{res}} = \frac{\omega_{\text{res}}}{\omega_0} = \frac{f_{\text{res}}}{f_0}. \quad (2.23)$$

Hierbei ist f_{res} die Resonanzfrequenz und f_0 die Eigenfrequenz der freien, ungedämpften Schwingung. Aus den Gleichungen (2.22) und (2.23) geht hervor, dass bei konstantem f_0 die Resonanzfrequenz f_{res} steigt, wenn der Dämpfungsgrad D bzw. die Dämpfung des Systems abnimmt und entsprechend umgekehrt. Dieser Zusammenhang ist für die Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit relevant.

Die von einem Dämpfer dissipierte Energie lässt sich für den viskosen Dämpfer bei harmonischer Auslenkung $x(t) = \hat{x} \cos(\Omega t)$ wie folgt für eine Schwingungsperiode mit der Periodendauer $2\pi/\Omega$ berechnen (Rao & Yap 1995):

$$W_d = \int_{t=0}^{2\pi/\Omega} F_d \dot{x} dt = \pi c \Omega \hat{x}^2. \quad (2.24)$$

Weiterhin lässt sich der Verlustfaktor β_v des viskosen Dämpfers bestimmen, der den Anteil der dissipierten Energie je Radiant an der Gesamtenergie W_{max} beschreibt, wobei die Gesamtenergie durch die potentielle Energie ausgedrückt werden kann:

$$\beta_v = \frac{W_d}{2\pi W_{\text{max}}} = \frac{\pi c \Omega \hat{x}^2}{2\pi \frac{1}{2} k \hat{x}^2} = \frac{c \Omega}{k}. \quad (2.25)$$

Anhand der Ergebnisse aus den Gleichungen (2.24) und (2.25) ist eine frequenzabhängige Energiedissipation im Fall der viskosen Dämpfung zu erkennen (Abhängigkeit von Ω). Untersuchungen zur Beschreibung der Materialdämpfung infolge plastischer Verformung

zeigen jedoch eine Frequenzunabhängigkeit der Dämpfung (Lazan 1968). Aus diesem Grund wurde der hysteretische Dämpfungsansatz eingeführt.

2.3.2 Hysteretische Dämpfung

Die hysteretische Dämpfung, die auch als strukturelle Dämpfung bezeichnet wird, beschreibt die frequenzunabhängige Energiedissipation infolge plastischer Gleitvorgänge im Material (Bishop & Johnson 1979). Sie führt zu einer geöffneten Kraft-Verschiebungs-Hysterese, deren Fläche der dissipierten Energie entspricht. Das hysteretische Dämpfungsmodell ist lediglich im Frequenzbereich definiert und nimmt für die Bewegungsgleichung mit dem Ansatz der harmonischen Kraftanregung $F(t) = \hat{F}e^{i\Omega t}$ (\hat{F} : Kraftamplitude, i : komplexe Zahl) und der Auslenkung $x(t) = \hat{x}e^{i(\Omega t - \varphi)}$ (\hat{x} : Schwingungsamplitude, φ : Phasenwinkel) die folgende Form an:

$$\left(-\Omega^2 m + i\beta_h k + k\right)\hat{x} = \hat{F}e^{i\varphi}. \quad (2.26)$$

β_h ist der frequenzunabhängige Verlustfaktor des hysteretischen Dämpfers. Die Bewegungsgleichung für ein rein viskos gedämpftes System im Frequenzbereich lautet zum Vergleich:

$$\left(-\Omega^2 m + i\Omega c + k\right)\hat{x} = \hat{F}e^{i\varphi}. \quad (2.27)$$

Die Gleichungen (2.26) und (2.27) zeigen, dass der viskose Dämpfer ein frequenzabhängiges Dämpfungsglied besitzt (Ωc) und der hysteretische Dämpfer ein frequenzunabhängiges Dämpfungsglied ($\beta_h k$).

Um das hysteretische Dämpfungsmodell im Zeitbereich nutzen zu können, wird sich der Formulierung der „äquivalenten viskosen Dämpfung“ (Crandall 1961, Gaul et al. 1985) bedient. Dabei wird die hysteretische Dämpfung als eine viskose Dämpfung mit äquivalenter Dämpfungskonstante c_{eq} aufgefasst, die sich aus dem Vergleich zwischen Gl. (2.26) und Gl. (2.27) ergibt:

$$c_{\text{eq}} = \frac{\beta_h k}{\Omega} = \beta_h \sqrt{km}. \quad (2.28)$$

Der zweite Ausdruck resultiert aus der Näherung $\Omega = \omega_0$ mit $\omega_0 = \sqrt{k/m}$. Diese Vereinfachung wird für die Definition von c_{eq} im Rahmen der Formulierung der „äquivalenten viskosen Dämpfung“ genutzt. Es wird begründet, dass die Dämpfungskraft bei Anregung mit $\Omega = \omega_0$ annähernd maximal wird und die Systemantwort bei dieser Frequenz eine sehr hohe Sensitivität hinsichtlich einer Änderung der Dämpfungseigenschaft besitzt (Crandall 1961).

Durch Einsetzen von c_{eq} in Gl. (2.20) lässt sich der äquivalente Dämpfungsgrad D_{eq} berechnen:

$$D_{\text{eq}} = \frac{\beta_{\text{h}}}{2}. \quad (2.29)$$

Die äquivalente dissipierte Energie des hysteretischen Dämpfers W_{eq} ergibt sich auf gleiche Weise mit Gl. (2.24):

$$W_{\text{eq}} = \pi\beta_{\text{h}}k\hat{x}^2, \quad (2.30)$$

die somit frequenzunabhängig ist. Weiterhin erhält man durch Einsetzen von Gl. (2.29) und (2.30) in (2.22) das Resonanzfrequenzverhältnis für den hysteretischen Dämpfer:

$$\eta_{\text{res}} = \sqrt{1 - 2\left(\frac{\beta_{\text{h}}}{2}\right)^2} = \sqrt{1 - \frac{W_{\text{eq}}^2}{2\pi^2k^2\hat{x}^4}}. \quad (2.31)$$

Die zur Berechnung des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} benötigten Größen gehen alle aus der Kraft-Verschiebungs-Hysterese hervor. W_{eq} entspricht der von der Hystereseschleife eingeschlossenen Fläche, \hat{x} ist die maximale Verschiebung und k stimmt näherungsweise mit der durchschnittlichen Steigung der Hystereseschleife überein (Rao & Yap 1995). Das Resonanzfrequenzverhältnis η_{res} wird in dieser Arbeit zur Charakterisierung des Resonanzverhaltens der simulierten Gefüge und zum Vergleich mit experimentellen Ergebnissen eingesetzt (s. Abschnitt 3.6).

Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse zum Ermüdungsverhalten bis hin zu sehr hohen Lastspielzahlen vorgestellt.

2.4 Ermüdungsverhalten austenitischer Edelmstähle

In der vorliegenden Arbeit steht das VHCF-Wechselverformungsverhalten des metastabilen austenitischen Edelmstahls AISI 304 und des stabilen austenitischen Edelmstahls AISI 316 L im Vordergrund. Beide Werkstoffe werden vornehmlich im lösungsgeglühten Zustand mit anfänglich rein austenitischem Gefüge betrachtet. Der Einfluss eines zu Beginn der Ermüdung vorhandenen Martensitgehalts infolge Vorverformung des metastabilen Edelmstahls geht in einer ergänzenden Studie mit ein.

2.4.1 Werkstoffcharakterisierung

Austenitische Edelstähle sind die bedeutendste Gruppe der nichtrostenden Stähle und zeichnen sich durch eine sehr gute Korrosionsbeständigkeit, hohe Duktilität und geringe Streckgrenze aus. Die Hauptlegierungsbestandteile sind Chrom (Cr) und Nickel (Ni), wobei Chrom die guten Korrosionseigenschaften hervorruft und Nickel als Austenitbildner die austenitische Phase stabilisiert.

Der in dieser Arbeit untersuchte metastabile austenitische Edelstahl besitzt die EN-Werkstoffnummer 1.4301 (X5CrNi18-10) und die amerikanische Bezeichnung AISI 304. Der stabile austenitische Edelstahl wird mit der EN-Werkstoffnummer 1.4404 (X2CrNiMo17-12-2) oder der amerikanischen Bezeichnung AISI 316 L bezeichnet. Aufgrund der kürzeren Schreibweise werden beide Werkstoffe in dieser Arbeit vorwiegend mit den amerikanischen Bezeichnungen angegeben. Es ist anzumerken, dass der Begriff der Stabilität sich hier auf die Stabilität der austenitischen Phase gegen eine Umwandlung in die martensitische Phase bezieht.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Austenitstähle konnten die in Tab. 2.1 angegebenen chemischen Zusammensetzungen gemessen werden (Grigorescu et al. 2016). Aufgrund des geringen Ni-Gehaltes ist für AISI 304 die Austenitstabilität reduziert, was sich in einer nahe bei Raumtemperatur (RT) liegenden M_{d30} -Temperatur widerspiegelt. Diese gibt die Temperatur an, ab der bei einer monotonen Verformung von 30 % wahrer Dehnung eine Martensitumwandlung von 50 Vol-% auftritt. Es liegt somit ein metastabiler Austenit vor, der schon bei leichter Unterkühlung mit gleichzeitiger Vorverformung in Martensit umwandelt. Der stabile Austenitstahl (AISI 316 L) besitzt einen höheren Ni-Gehalt und somit eine deutlich reduzierte M_{d30} -Temperatur. Die erhöhte Stapelfehlerenergie γ_{SF} bestätigt den Zusammenhang, dass mit Zunahme der Stapelfehlerenergie die martensitische Phasenumwandlung erschwert wird.

| Bezeichnung. | Cr | Ni | C | Mn | Cu | Mo | M_{d30} [°C] | γ_{SF} [mJ/m ²] |
|--------------|------|------|------|------|------|------|-------------------|---------------------------------------|
| AISI 304 | 18,3 | 8,1 | 0,02 | 1,43 | 0,14 | 0,03 | 2,8 | 14,95 |
| AISI 316 L | 17,5 | 13,0 | 0,04 | 1,62 | 0,35 | 2,45 | -183 | 67,76 |

Tab. 2.1 Chemische Zusammensetzung (Masse-%), M_{d30} -Temperatur und Stapelfehlerenergie γ_{SF} der Edelstähle AISI 304 und AISI 316 L (Grigorescu et al. 2016).

Anschließend werden die am Institut für Werkstofftechnik der Universität Siegen beobachteten VHCF-Ermüdungseigenschaften der beiden austenitischen Edelstähle vorgestellt.

2.4.2 VHCF-Ermüdungsverhalten

Die Wöhlerkurven in Abb. 2.8a zeigen, dass im ursprünglich unverformten bzw. lösungsgeglühten Zustand (im Folgenden als „unverformt“ bezeichnet) sowohl für den metastabilen austenitischen Edelstahl (AISI 304) als auch für den stabilen austenitischen Edelstahl (AISI 316 L) „echte“ Dauerfestigkeiten im VHCF-Bereich vorliegen. Für AISI 304 beträgt diese $\Delta\sigma/2 \approx 240$ MPa (gemessen bis 10^9 Zyklen) und für AISI 316 L $\Delta\sigma/2 \approx 190$ MPa (gemessen bis 10^8 Zyklen).

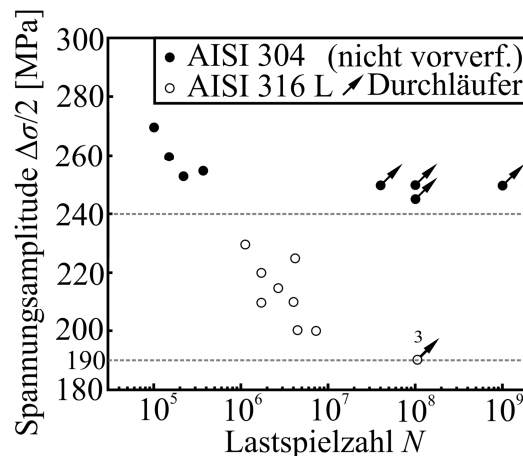


Abb. 2.8 Wöhlerkurven für AISI 304 und AISI 316 L im unverformten Zustand (Grigorescu et al. 2016).

Die in Abb. 2.9 veranschaulichten Messergebnisse des globalen Martensitvolumengehalts $V_{\alpha'}$, aufgenommen mit Hilfe eines Feritscopes, zeigen während der Ermüdung des metastabilen Austenitstahls an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze zunächst eine geringfügige Zunahme von ca. 0,5 Vol-% bis ca. 10^5 Zyklen und anschließend einen stärkeren Anstieg von ca. 3 Vol-% bis ca. 10^7 Zyklen. Dagegen blieb für den stabilen Austenitstahl der gemessene Martensitvolumengehalt $V_{\alpha'}$ unverändert.

Aus Abb. 2.9b geht das Resonanzverhalten hervor, das über die am Resonanzpulsator nachgeregelt Resonanzfrequenz f_{res} der eingespannten Proben während der Ermüdung im Dauerfestigkeitsbereich beschrieben ist. Es liegt ein stark veränderliches Verhalten von f_{res} für den metastabilen Austenitstahl vor. Der anfängliche Abfall von f_{res} weist auf eine deutliche Entfestigung (Zunahme der Dämpfung) und der anschließende Anstieg auf eine starke Verfestigung (Abnahme der Dämpfung) hin. Der kontinuierliche Anstieg der Resonanzfrequenz f_{res} für den stabilen Austenitstahl deutet auf eine andauernde, moderate Verfestigung hin. Die Eigenfrequenzen f_0 der Ermüdungsproben wurden als gemessene Resonanzfrequenz bei deutlich reduzierter Beanspruchung im elastischen und somit näherungsweise ungedämpften Bereich aufgefasst. Aufgrund sehr kleiner Schwankungen der Frequenz f_0 im Vergleich

zu f_{res} während des Ermüdungsversuchs (Grigorescu et al. 2016) wird hier die Frequenz f_0 je Versuch als näherungsweise konstant angenommen. Die Werte für f_0 sind in Abb. 2.9b für beide Werkstoffe angegeben. Die unterschiedlichen Bereiche der Resonanz- und Eigenfrequenzen für AISI 304 und AISI 316 L sind auf unterschiedliche Probengeometrien mit zugehörigen Einspannvorrichtungen zurückzuführen (AISI 304: Flachproben, AISI 316 L: Rundproben).

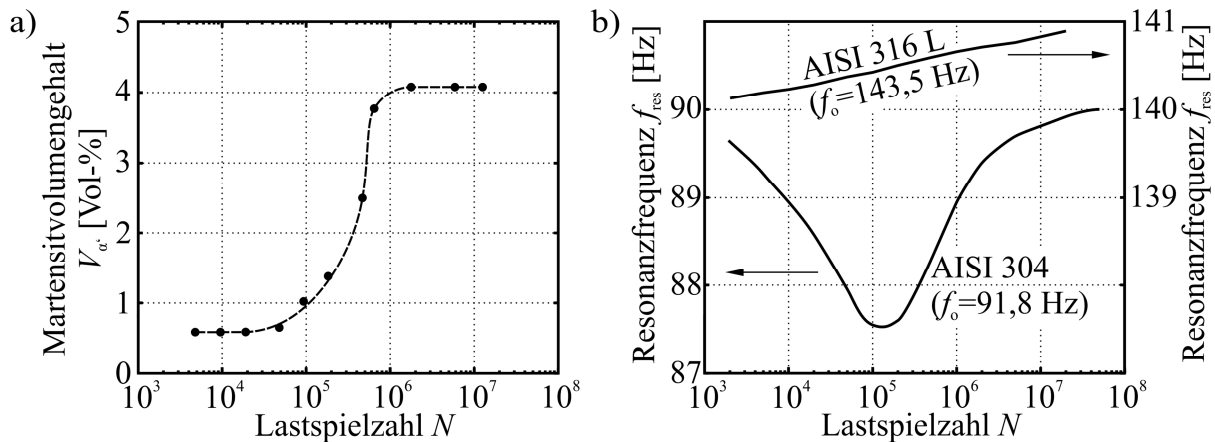


Abb. 2.9 (a) Gemessener globaler Martensitvolumengehalt V_{α} in AISI 304 (Feritscope) und (b) Resonanzfrequenzen f_{res} für AISI 304 und AISI 316 L während der Ermüdung im VHCF-Dauerfestigkeitsbereich (AISI 304: $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa, AISI 316 L: $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa) (Grigorescu et al. 2016).

Metallographische Untersuchungen am konfokalen Mikroskop zeigten für den metastabilen Austenitstahl eine starke Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern (Abb. 2.10a-d). Aus der Probenoberfläche austretende Gleitbänder sind als deutliche linienartige Gleitspuren sichtbar, die in den Körnern gleichmäßig und parallel angeordnet sind. Je Korn war vorwiegend nur ein Gleitsystem aktiv. Die Gleitbandbildung erfuhr bis ca. $2 \cdot 10^5$ Zyklen einen starken Zuwachs, wonach sie deutlich abnahm. Die konfokale Aufnahme in Abb. 2.10e zeigt die Probenoberfläche des stabilen Austenitstahls nach ca. $2 \cdot 10^7$ Zyklen. Im Gegensatz zum metastabilen Austenitstahl fand hier eine deutlich geringere Lokalisierung der plastischen Verformung bis hin zu hohen Zyklenzahlen statt (s. Pfeilmarkierung in Abb. 2.10e). Als Ursache für die unterschiedlich starke Ausprägung der plastischen Verformung in dem metastabilen und stabilen Austenitstahl werden zunächst unterschiedliche Werte für die kritische Schubspannung, ab der plastische Verformung erfolgt, angenommen.

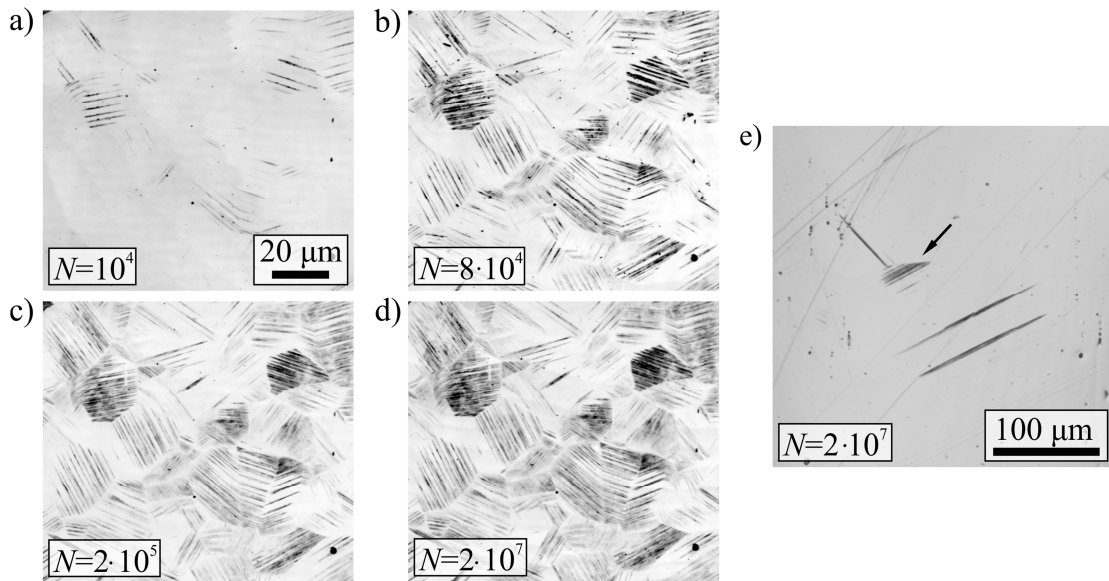


Abb. 2.10 (a-d) Konfokale Mikroskopaufnahmen der Probenoberfläche von AISI 304 ($\Delta\sigma/2 = 240$ MPa) und (e) von AISI 316 L ($\Delta\sigma/2 = 190$ MPa) (Grigorescu et al. 2016).

Bezieht man die Beobachtungen aus Abb. 2.10a-d sowie den Verlauf des Martensitvolumenanteils in Abb. 2.9a auf das veränderliche Resonanzverhalten des metastabilen Austenitstahls in Abb. 2.9b, so lassen sich die Annahmen aufstellen, dass die anfängliche Entfestigung bis ca. $2 \cdot 10^5$ Zyklen eine Folge der starken plastischen Verformung in Gleitbändern ist und die anschließende Verfestigung durch die zunehmende Martensitbildung auftritt. Das VHCF-Wechselverformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls im unverformten Zustand ist in Tab. 2.2 zusammengefasst.

| Entfestigung (bis ca. $2 \cdot 10^5$ Zyklen) | Verfestigung (ab ca. $2 \cdot 10^5$ Zyklen) |
|--|--|
| – starke Abnahme der Resonanzfrequenz f_{res} (entspricht Entfestigung) | – starke Zunahme der Resonanzfrequenz f_{res} (entspricht Verfestigung) |
| – hohe Gleitbandbildungsrate | – deutlich reduzierte Gleitbandbildungsrate |
| – geringe Zunahme des Martensitvolumenanteils | – starke Zunahme des Martensitvolumenanteils |

Tab. 2.2 VHCF-Wechselverformungsverhalten von AISI 304 (unverformt).

Das VHCF-Wechselverformungsverhalten des stabilen Austenitstahls besteht aus einer kontinuierlichen, moderaten Verfestigung (s. Abb. 2.9b, leichte Zunahme von f_{res}), die anscheinend auf eine geringere plastische Verformung in Gleitbändern (s. Abb. 2.10e) sowie eine stark unterdrückte Martensitbildung zurückzuführen ist.

Um ein grundlegendes, physikalisch basiertes Verständnis der hier vorgestellten Einflüsse zu bekommen, sollen in dieser Arbeit entsprechende theoretische Ansätze untersucht werden.

Mikrostrukturuntersuchungen am Transmissionselektronenmikroskop (TEM) zeigen verschiedene Versetzungsanordnungen, die sich während der VHCF-Ermüdung im Probeninneren ausgebildet haben. Im metastabilen Austenitstahl AISI 304 lag nach 10^5 Zyklen bei einer Beanspruchung im VHCF-Dauerfestigkeitsbereich eine diffuse Versetzungsanordnung bestehend aus Bündeln und Adern vor (Abb. 2.11a), außerdem konnte die Existenz von Stapelfehlern (hellgraue Streifen in Abb. 2.11b) nachgewiesen werden. An Kreuzungspunkten von Stapelfehlern kam es zur Bildung der martensitischen Phase (weiße Bereiche in Abb. 2.11b), was auf die deformationsinduzierte Martensitumwandlung hindeutet. Abb. 2.11c und d zeigen den Versetzungsaufstau nach 10^7 Zyklen an einer Korngrenze und an einem martensitischen Bereich (hier dunkelgrau dargestellt). Letzteres weist darauf hin, dass der gebildete Martensit vermutlich aufgrund seiner höheren Festigkeit als Hindernis auf die Versetzungsbewegung wirkte. Weiterhin geht aus Abb. 2.11e hervor, dass in dem metastabilen Austenitstahl die Versetzungsbewegung bei wechselnder Beanspruchung auf parallelen Gleitebenen erfolgte. Hierauf deutet ebenfalls Abb. 2.11c hin. Für den stabilen austenitischen Edelstahl AISI 316 L zeigt Abb. 2.11f die Versetzungsanordnung im Inneren einer Probe, die im HCF-Bereich versagt ist ($\Delta\sigma/2 = 230$ MPa). Die Abbildung weist auf eine Versetzungsanordnung bestehend aus Bündeln und Adern hin, während Stapelfehler kaum zu finden sind.

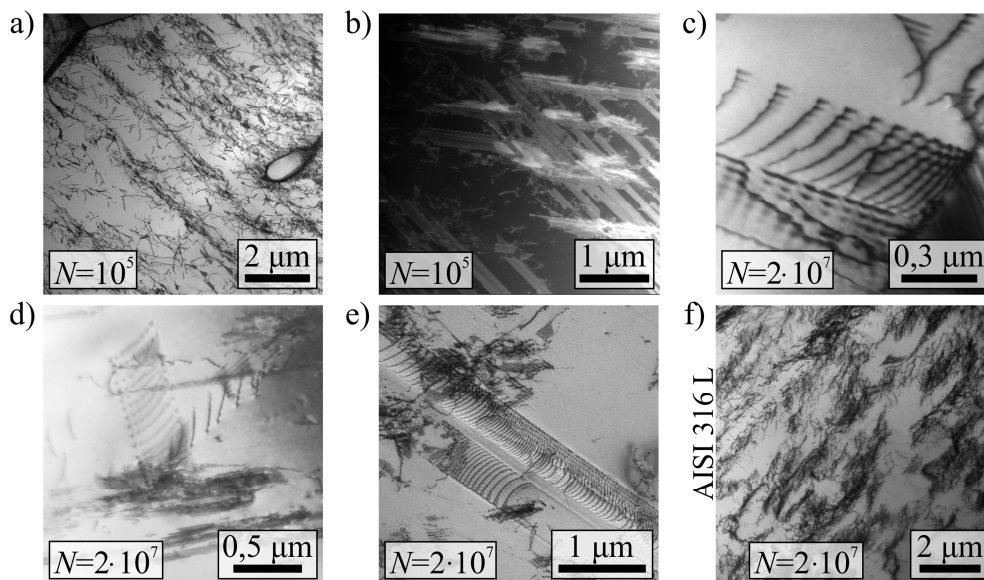


Abb. 2.11 (a-e) TEM-Aufnahmen der Versetzungsanordnung in AISI 304 (unverformt, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa) und (f) in AISI 316 L ($\Delta\sigma/2 = 230$ MPa, HCF) (teilweise aus Grigorescu et al. 2016).

Die hier beschriebenen mikrostrukturellen Verformungsmechanismen werden in dem Modell zur Beschreibung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens in Kapitel 3 aufgegriffen. Der

Einfluss einer moderaten Erhöhung der Umgebungstemperatur auf das gemessene VHCF-Ermüdungsverhalten des metastabilen Austenitstahls wird nachfolgend kurz dargestellt.

VHCF-Ermüdungsverhalten bei erhöhter Umgebungstemperatur

Die Erhöhung der Umgebungstemperatur auf 150°C, die während des Ermüdungsversuchs am Resonanzpulsator mit Hilfe einer Induktionsheizspirale mit Thermoregler konstant gehalten wurde, führte zu einer Reduzierung der VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen austenitischen Edelstahl AISI 304 von $\Delta\sigma/2 \approx 240$ MPa bei RT auf $\Delta\sigma/2 \approx 190$ MPa (gemessen bis 10^8 Zyklen). Abb. 2.12a zeigt die konfokale Mikroskopaufnahme der Oberfläche der ermüdeten Probe des metastabilen Austenitstahls nach 10^7 Zyklen bei 150°C Umgebungstemperatur und der Beanspruchung im VHCF-Dauerfestigkeitsbereich. Trotz der geringeren Beanspruchung fand eine ausgeprägte plastische Verformung in Gleitbändern statt, wie anhand der Gleitspuren zu erkennen ist. Der Vergleich zu Abb. 2.10d deutet auf eine ähnlich starke plastische Verformung wie bei RT mit erhöhter äußerer Beanspruchung ($\Delta\sigma/2 = 240$ MPa) hin. Die Messung des Martensitvolumengehalts V_w mit Hilfe des Feritscopes ergab, dass bis zu dem Ermüdungszustand in Abb. 2.12a der globale Martensitvolumengehalt auf 2,75 % gestiegen war (vgl. 4 % bei RT, s. Abb. 2.9a). Der geringere Martensitanteil bei erhöhter Temperatur bestätigt den in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Einfluss der Temperatur auf die Martensitbildung. Das Resonanzverhalten bei erhöhter Temperatur geht aus Abb. 2.12b hervor. Wie bei RT ist auch bei erhöhter Umgebungstemperatur (150°C) und geringerer äußerer Beanspruchung ($\Delta\sigma/2 = 190$ MPa) eine anfängliche Entfestigung (Abnahme von f_{res}) und eine anschließende Verfestigung (Zunahme von f_{res}) festzustellen. Der Vergleich zur gestrichelten Kurve, die das Ergebnis der Resonanzfrequenz bei RT und zugehöriger Dauerfestigkeit ($\Delta\sigma/2 = 240$ MPa) wiederholend darstellt, deutet auf eine geringere Entfestigung und eine ähnlich starke Verfestigung hin. Da jedoch die Resonanzfrequenz aus mechanischer Sicht auch unabhängig von der plastischen Verformung einer Temperaturabhängigkeit unterliegt, sollte dem quantitativen Vergleich beider Kurven nicht zu viel Gewicht beigemessen werden. Die hier dargestellten Ergebnisse führen zu den Annahmen, dass die Erhöhung der Umgebungstemperatur einerseits die martensitische Umwandlung verringert und andererseits die plastische Verformung in Gleitbändern erhöht. Letzteres wird angenommen, da trotz der geringeren äußeren Beanspruchung eine ähnlich ausgeprägte Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern wie bei RT mit höherer Beanspruchung zu beobachten ist.

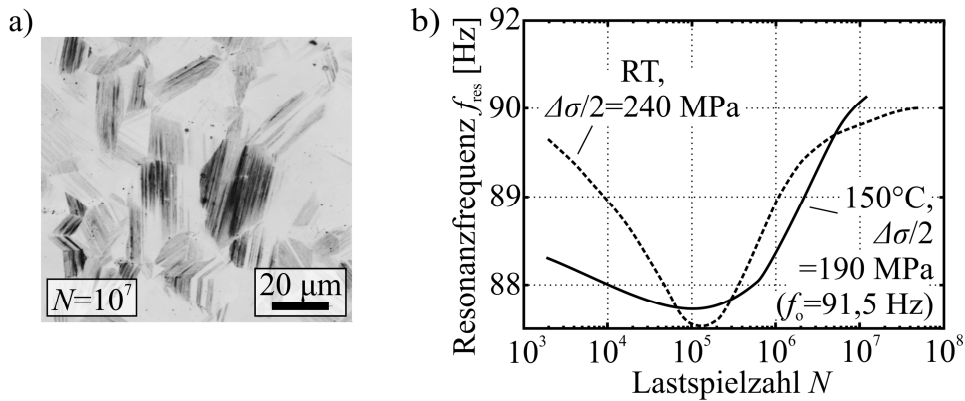


Abb. 2.12 (a) Konfokale Mikroskopaufnahme der Probenoberfläche von AISI 304 ($T = 150^\circ\text{C}$, $N = 10^7$, $\Delta\sigma/2 = 190\text{ MPa}$) und (b) Resonanzfrequenzen f_{res} für AISI 304 bei verschiedenen Umgebungstemperaturen und Ermüdungsbeanspruchungen $\Delta\sigma/2$.

Neben dem Einfluss der Temperatur auf das VHCF-Ermüdungsverhalten wird in dieser Arbeit ebenfalls der Einfluss der Vorverformung betrachtet.

VHCF-Ermüdungsverhalten im vorverformten Zustand

Durch Unterkühlung und/oder Vorverformung des Probenwerkstoffs kann der Martensitgehalt im Ausgangsgefüge des metastabilen Austenitstahls gezielt eingestellt werden. Dieser Effekt tritt z. B. während des Tiefziehens von Blechen auf und wird dort zur Optimierung der Werkstoffeigenschaften genutzt. Abb. 2.13a zeigt die Wöhlerkurve für den vorverformten Zustand mit 30 Vol-% α' -Martensitgehalt im Ausgangsgefüge des metastabilen Austenitstahls. Es stellte sich eine VHCF-Dauerfestigkeit von $\Delta\sigma/2 \approx 475\text{ MPa}$ bis 10^7 Zyklen ein. Zusätzlich ist die im Laststeigerungsversuch (LSV) ermittelte HCF-Ermüdungsfestigkeit bei 17 Vol-% Martensitgehalt dargestellt (Müller-Bollenhagen 2011). Da ähnlich zum unverformten Zustand und zum Zustand mit 30 Vol-% Martensit von keinem Versagen im VHCF-Bereich ausgegangen wird, lässt sich die HCF-Ermüdungsfestigkeit auf die hier betrachtete VHCF-Ermüdungsfestigkeit übertragen. Die Erhöhung der Dauerfestigkeit gegenüber dem unverformten Zustand ($\Delta\sigma/2 \approx 240\text{ MPa}$) wird zum einen auf die Versetzungsverfestigung während der Vorverformung und zum anderen auf die Reduzierung der plastischen Verformung durch die martensitische Phase während der Ermüdung zurückgeführt. Einerseits behindern die durch Vorverformung eingebrachten Martensitbereiche die Versetzungsbewegung in der austenitischen Restphase (Verkürzung der freien Versetzungswege) und andererseits besitzt der Martensit aufgrund seiner krz-Gitterstruktur eine geringere Neigung zur Versetzungsbewegung und -multiplikation. Abb. 2.13b zeigt für ein Gefüge auf der Oberfläche des metastabilen Austenitstahls die Überlagerung eines REM-Bildes mit einer Phasenverteilung unmittelbar nach der Vorverformung. Die Verteilung der austenitischen und

martensitischen Phase geht aus der farblichen Kennzeichnung hervor und die starke plastische Verformung ist schemenhaft zu erkennen. In diesem Fall lag ein Martensitgehalt von 30 % vor.

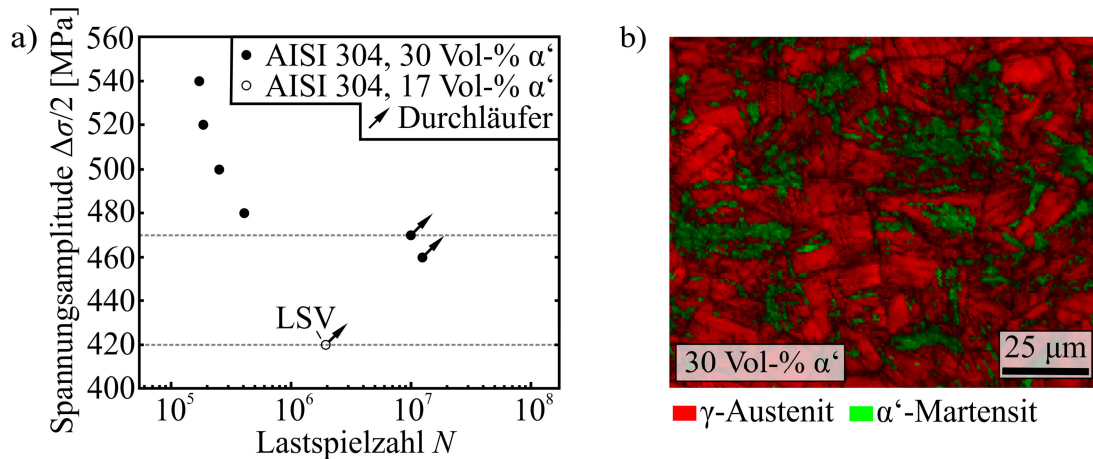


Abb. 2.13 (a) Wöhlerkurve für AISI 304 mit 30 Vol-% α' -Martensit und Angabe der im Laststeigerungsversuch (LSV) ermittelten HCF- bzw. VHCF-Ermüdungsfestigkeit bei 17 Vol-% α' -Martensit (Müller-Bollenhagen 2011); (b) Überlagerung eines REM-Bildes mit zugehöriger Phasenverteilung für AISI 304 nach der Vorverformung (30 Vol-% α' -Martensit).

Nach der Vorstellung der für diese Arbeit relevanten experimentellen Ergebnisse sollen im folgenden Abschnitt Modelle beschrieben werden, die als Grundlage für die Nachbildung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens der austenitischen Edelmstähle dienen werden.

2.5 Modelle zur Beschreibung der Verformung metallischer Werkstoffe

Experimentelle Untersuchungen können oftmals nur einen eingeschränkten Einblick in die komplexen werkstoffphysikalischen, häufig nur sehr schwer sichtbar zu machende Prozesse im Gefüge geben. Um ein tiefergehendes Verständnis der Prozesse und deren Zusammenhänge zu erhalten, können aufbauend auf den experimentellen Beobachtungen Modelle aufgestellt werden, die die relevanten Verformungsmechanismen grundlegend und systematisch beschreiben.

Bei der Modellbildung ist zunächst die Auswahl einer geeigneten Größenordnung für das nachzubildende Problem zu wählen. Im Bereich der Werkstoffmodellierung kann eine Einteilung in die Mikro-, Meso- und Makroskala vorgenommen werden, in denen verschiedene Modellierungsstrategien vorherrschend sind. In der Mikroskala (Bereich Nanometer) findet unter anderem die atomistische Modellierung Anwendung, welche die Nachbildung einzelner Atome und deren Bewegungsabläufe ermöglicht. Im Übergang von der Mikro- zu der Mesoskala (Bereich Mikrometer) ist die versetzungsdynamische Simulation vorzufinden, die das Verformungsverhalten auf Basis der Bewegung einzelner Versetzungen

beschreibt. In der Mesoskala können größere Gefügebereiche auf Basis der Kontinuumsmechanik nachgebildet werden, indem einzelne Gebiete, wie beispielsweise Körner der Gefügestruktur, als ein Kontinuum genähert werden. Die plastische Verformung wird hierbei durch überlagerte Verformungsmodelle beschrieben. In der Makroskala (Bereich Millimeter) erfolgt üblicherweise die Nachbildung der gesamten Probe mit Verformungskriterien, die keinen direkten Bezug zur Werkstoffmikrostruktur und zum Gefüge besitzen.

Da die atomistische und die versetzungsdynamische Simulation mit der heute zur Verfügung stehenden Rechenleistung hinsichtlich der Größe des nachzubildenden Gebietes und der Simulation der zyklischen Verformung stark eingeschränkt sind, wird in dieser Arbeit die mesoskopische Größenordnung für die Modellierung genutzt. Folgend werden entsprechende Verformungsmodelle vorgestellt, die dieser Arbeit als Grundlage dienen.

2.5.1 Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern

Zunächst sollen analytische Modelle zur Beschreibung der Versetzungsverteilung in Gleitebenen betrachtet werden. Das Modell der diskreten Versetzungsverteilung nach Eshelby et al. (1951) erlaubt die Berechnung der Orte einzelner Versetzungen in einer eindimensionalen Gleitlinie unter dem Einfluss einer gegebenen äußeren Beanspruchung. Dies geschieht, indem für jeden Ort x_0 entlang der Gleitlinie das Gleichgewicht aus den dort wirkenden Kräften, infolge aller Versetzungen der gleichen Gleitlinie und der äußeren Kraft $F(x_0)$, gebildet wird. Die Versetzungsorte ergeben sich schließlich aus den Nullstellen des Lösungspolynoms. Head & Louat (1955) haben das Modell von Eshelby et al. (1951) erweitert, indem sie die Anordnung diskreter Versetzungen durch eine kontinuierliche Versetzungsverteilung ersetzen. Mit diesem Modell lässt sich die Versetzungsverteilung $f(x)$ analytisch berechnen, die mathematisch einfacher zu handhaben ist als die diskreten Versetzungsorte. Das zugehörige Gleichgewicht ist über die Integralgleichung

$$A \int_{x_{-k}}^{x_k} \frac{f(x)}{x-x_0} dx = F(x_0) \quad (2.32)$$

definiert. Die linke Seite von Gl. (2.32) beschreibt die Kräfte, die durch alle Versetzungen innerhalb der Gleitlinie am Ort x_0 wirken, wobei A ein Vorfaktor ist, der für Stufenversetzungen $A = Gb/2\pi(1-\nu)$ annimmt (G : Schubmodul, b : Betrag des Burgersvektors, ν : Querkontraktionszahl), und x_{-k} sowie x_k geben den Definitionsbereich vor. Für die Lösung der singulären Integralgleichung (2.32) wird unterschieden, ob die zu bestimmende Versetzungsverteilung $f(x)$ am Ende des Definitionsbereiches gegen Null läuft, da Versetzungen frei

auslaufen können (Bilby et al. 1963), oder $f(x)$ einen unbegrenzten Wert annimmt, da Versetzungen vor einem Hindernis wie z. B. einer Korngrenze aufgestaut werden (Taira et al. 1978). Für den Fall einer zwischen zwei Korngrenzen eingeschlossenen Gleitlinie mit der Länge l und einer Versetzungsquelle in der Mitte bei $x_0 = 0$ (s. Abb. 2.14), ergibt die Lösung von Gl. (2.32) den folgenden Ausdruck (Head & Louat 1955):

$$f(x_0) = \frac{\tau - \tau_F}{\pi A} \frac{x_0}{\sqrt{(l/2)^2 - x_0^2}}. \quad (2.33)$$

Hierin wurde die äußere Kraft $F(x_0)$ durch die Differenz aus der in der Gleitlinie wirkenden Schubspannung τ und der Fließschubspannung τ_F ersetzt. Die äußere Beanspruchung entlang der Gleitlinie wird in dem analytischen Modell als konstant angenommen. Die Anzahl $N(x_0)$ der Versetzungen ergibt sich aus Gl. (2.34) und die plastische Abgleitung $\Delta u(x_0)$ aus Gl. (2.35).

$$N(x_0) = \int_{|x_0|}^{l/2} f(x_0') dx_0' \quad (2.34)$$

$$\Delta u(x_0) = bN(x_0) \quad (2.35)$$

Weiterhin nutzten z. B. Navarro & de los Rios (1988a, 1988b) das Modell der kontinuierlichen Versetzungsverteilung zur Beschreibung der eindimensionalen Kurz- und Langrissausbreitung.

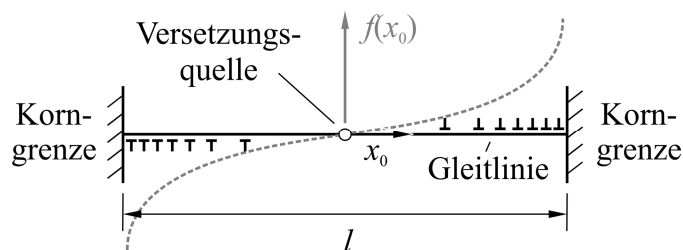


Abb. 2.14 Gleitlinie zwischen zwei Korngrenzen mit in der Mitte befindlicher Versetzungsquelle und schematischer Darstellung der Versetzungsverteilung $f(x_0)$.

Zur Untersuchung der Ermüdungsrissinitiierung durch Gleitbänder haben auch Tanaka & Mura (1981) das Modell der kontinuierlichen Versetzungsverteilung angewendet. In ihrem Modell bildeten sie ein Gleitband durch zwei benachbarte Gleitlinien nach, auf denen abwechselnd während der zunehmenden und der abnehmenden Belastung eine Versetzungsverteilung mit jeweils entgegengesetztem Vorzeichen vorlag. Abb. 2.15a zeigt schematisch das so nachgebildete Gleitband, das hier zwischen zwei Korngrenzen eingeschlossen ist. Die

Versetzungsverteilung in beiden Gleitlinien kann mit Gl. (2.33) berechnet werden. Nach jedem Belastungszyklus wird in dem Modell die so resultierende plastische Abgleitung (s. Gl. (2.35)) vollständig irreversibel festgehalten, sodass diese sich mit steigender Zyklenzahl akkumuliert. Tanaka und Mura leiteten aus der plastischen Verformung die Verzerrungsenergie ab und nahmen an, dass die Bedingung für Rissinitiierung erfüllt ist, sobald die akkumulierte Verzerrungsenergie die freie Oberflächenenergie erreicht hat. Hieraus konnten sie die Lebensdauer bis zur Rissinitiierung analytisch bestimmen.

Ein weiteres Modell stellt das PQR-Modell von Lin (1992) dar, das zur Untersuchung der HCF-Rissinitiierung an Extrusionen und Intrusionen dient und in zahlreichen Studien Anwendung findet (z. B. Lin (2003), Wang & Lin (2008)). Hierin wird jedes Gleitband durch drei Schichten P, Q und R parallel zum höchstbeanspruchten Gleitsystem in einem Korn nachgebildet, wobei P und Q die Übergangsschichten zwischen dem Gleitband und der umgebenden Matrix bilden und R zwischen P und Q eingeschlossen ist (s. Abb. 2.15b).

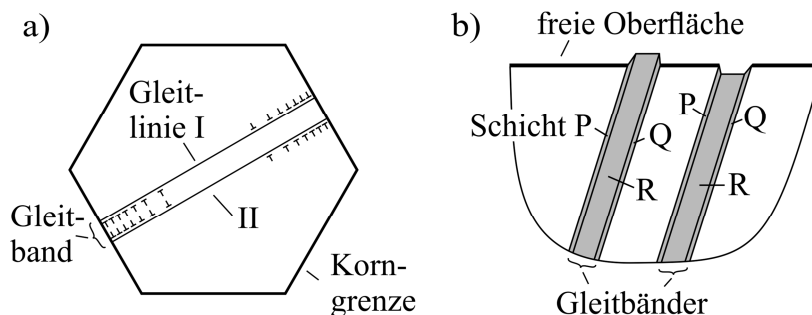


Abb. 2.15 (a) Gleitbandnachbildung nach Tanaka & Mura (1981) und (b) Gleitbandnachbildung mit dem PQR-Modell nach Lin (1992).

Die im relevanten Gleitsystem wirkende Schubspannung τ in jedem Gleitband wird in dem Modell von Lin zunächst aufgeteilt in drei Anteile betrachtet:

$$\tau = \tau_i + \tau_a + \tau_r, \quad (2.36)$$

wobei τ_i das initiale Schubspannungsfeld infolge mikrostruktureller Inhomogenitäten wie Korngrenzen und Defekten darstellt und in dem Modell als Randbedingung vorgegeben wird. τ_a ist die Schubspannung durch die äußere Beanspruchung und ergibt sich aus dem Schmid'schen Schubspannungsgesetz (s. Gl. (2.12)). τ_r beschreibt die Eigenschubspannung, die nach der Entlastung durch die verbleibende plastische Scherung des vorherigen Belastungszyklus vorliegt. Wird eine zyklische Belastung auf das betrachtete Gebiet mit Gleitband aufgebracht, so tritt plastische Verformung in Form von Scherung im Gleitband auf, sobald die Schubspannung aus Gl. (2.36) die Fließschubspannung τ_f überschreitet. Die

Berechnung geschieht ideal-plastisch u.a. mit Hilfe der 3-D Randelementemethode (Lin et al. 2000) und somit unabhängig von den oben beschriebenen analytischen Versetzungsmodellen. Ein spezieller Taktmechanismus gibt ähnlich wie in dem Modell von Tanaka und Mura vor, dass die plastische Scherung abwechselnd in den beiden Schichten P und Q während der zunehmenden und abnehmenden Belastung erfolgt und nach jedem Belastungshalbzyklus die verbleibende plastische Scherdeformation vollständig irreversibel festgesetzt wird. Die daraus resultierende Akkumulation der plastischen Scherdeformation, die durch die Eigenspannung τ_r in Gl. (2.36) Berücksichtigung findet, beeinflusst die fortschreitende Verformung im Gleitband. Es kommt zur Ausbildung von Extrusionen und Intrusionen an der Oberfläche und allmählich wird ein Sättigungszustand erreicht. Die in diesem Modell angenommenen Mechanismen werden durch zahlreiche experimentelle Beobachtungen gestützt (Lin 1992).

Zur Gegenüberstellung der oben beschriebenen Modelle soll zunächst erwähnt sein, dass das eingangs beschriebene Modell der kontinuierlichen Versetzungsverteilung aufgrund der analytischen Herangehensweise eine einfache und schnelle Möglichkeit zur Berechnung der plastischen Verformung infolge der Versetzungsbewegung bietet. Es muss jedoch auch angemerkt werden, dass das Modell einige Einschränkungen beinhaltet. Zum einen ist das Modell auf eindimensionale Probleme beschränkt und zum anderen müssen Vereinfachungen für die analytische Lösung der Integralgleichung (2.32) vorgenommen werden. So setzen die Lösung in Gl. (2.33) als auch die Modelle von Navarro und de los Rios sowie Tanaka und Mura voraus, dass entlang der betrachteten Gleitlinie oder der betrachteten Gleitbänder und Risse eine konstante äußere Beanspruchung wirkt. Eine inhomogene Spannungsverteilung innerhalb eines Kornes kann somit nicht berücksichtigt werden.

Die im PQR-Modell von Lin (1992) und im Modell von Tanaka & Mura (1981) aufgestellte Annahme, dass die plastische Verformung innerhalb des Gleitbandes abwechselnd auf parallelen Gleitebenen auftritt, steht in Einklang mit den experimentellen Beobachtungen zum Verformungsverhalten des austenitischen Edelstahl in dieser Arbeit. Hierauf deutet die mittels TEM aufgenommene Versetzungsanordnung in Abb. 2.11e hin, da sie parallele Versetzungspfade in der Mikrostruktur des metastabilen Austenitstahls während der VHCF-Ermüdung aufzeigt. Weiterhin berücksichtigen beide Modelle den Einfluss der Akkumulation plastischer Verformung durch den irreversiblen Gleitcharakter, der für das Ermüdungsverhalten insbesondere im VHCF-Bereich von entscheidender Bedeutung ist. Als ein wesentliches Erweiterungspotential für beide Modelle ist die Betrachtung von Gleitbändern in der Umgebung des für den jeweiligen Werkstoff charakteristischen Gefüges zu nennen. Es ist davon auszugehen, dass die im Gefüge tatsächlich vorliegenden Spannungs- und Verzer-

rungsverhältnisse unter dem Einfluss äußerer Beanspruchung, der elastischen Anisotropie sowie weiterer mikrostruktureller Verformungsmechanismen das Verhalten der Gleitbänder entscheidend beeinflussen.

Die Modellierung zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern konzentriert sich in dieser Arbeit im Wesentlichen auf die oben beschriebenen Modelle. Weitere theoretische Modelle können z. B. einer Zusammenfassung von Man et al. (2009) entnommen werden. Anschließend werden Modellansätze zur Beschreibung der für austenitische Edelmetalle ebenfalls relevanten deformationsinduzierten Martensitumwandlung vorgestellt.

2.5.2 Deformationsinduzierte Martensitumwandlung

In diesem Abschnitt werden zunächst Modelle beschrieben, die auf die geometrische Beziehung zwischen der austenitischen und der gebildeten martensitischen Phase eingehen. Im Anschluss wird auf die Umwandlungskinetik Bezug genommen.

Zur Beschreibung der Beziehung zwischen der kfz-Struktur des γ -Austenits und der krz-Struktur des α' -Martensits haben Bain & Dunkirk (1924) ein anschauliches Modell aufgestellt, das in Abb. 2.16 schematisch dargestellt ist. In diesem wird die in der kfz-Struktur bereits enthaltene tetragonal raumzentrierte Struktur mit Hilfe einer sogenannten Bain-Dehnung durch eine Stauchung in $[001]$ -Richtung um ca. 20 % und eine Streckung in $[100]$ - sowie $[010]$ -Richtung um ca. 12 % in die kubisch raumzentrierte Struktur überführt.

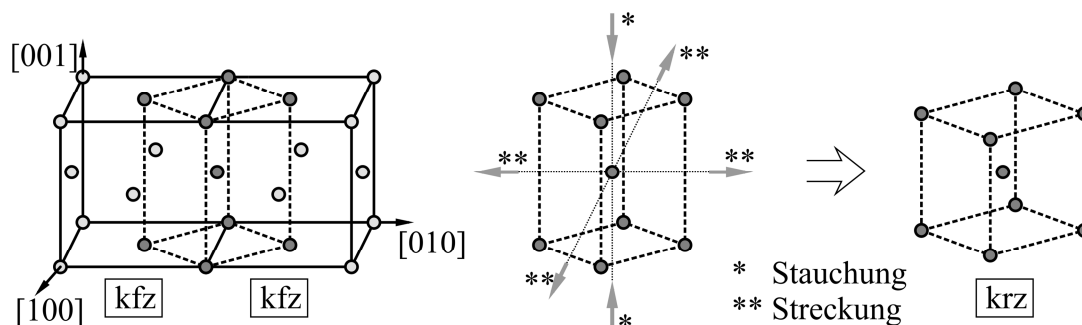


Abb. 2.16 Bain-Modell zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der kfz-Struktur des Austenits und der krz-Struktur des Martensits.

Das Modell dient aufgrund seiner Einfachheit und Anschaulichkeit als Basis für zahlreiche Erweiterungen. In der phänomenologischen kristallographischen Theorie der Martensitumwandlung (engl. *phenomenological theory of martensite crystallography*, PTMC), die von Wechsler et al. (1953) sowie Bowles & Mackenzie (1954) entwickelt wurde, wird die Bain-Dehnung durch eine Rotation sowie eine Scherung erweitert, um infolge der daraus resultierenden Formänderung bestimmte experimentell beobachtete Orientierungsbeziehungen

einzuhalten, wie z. B. die Kurdjumov-Sachs-Orientierungsbeziehung (s. Abschnitt 2.1.3). Die auf der Vorstellung von Bain basierenden Modelle können somit die martensitischen Grenzflächen wiedergeben, jedoch werden die mikrostrukturellen Vorgänge während der Umwandlung hierdurch nicht beschrieben.

Kurdjumov & Sachs (1930) haben auf Grundlage ihrer Untersuchungen zur Orientierungsbeziehung erkannt, dass für die γ - α' -Umwandlung Scherdeformationen verantwortlich sind, die auf zwei diskreten Gleitbändern erfolgen. Um in die endgültige krz-Struktur zu gelangen, ist jedoch zusätzlich eine weitere Verformung erforderlich, die in diesem Modell nicht berücksichtigt wird.

Bogers & Burgers (1964) konnten anhand eines einfachen Kugelmodells nachweisen, wie durch zwei Scherungen die vollständige Umwandlung von der kfz- in die krz-Struktur beschrieben werden kann. Nach Olson & Cohen (1972) lassen sich beide Scherungen des Bogers und Burgers (BB) Modells durch plausible Partialversetzungsbewegungen beschreiben: die erste Scherung umfasst ein Drittel des Burgersvektors einer Shockley-Partialversetzung ($b_s / 3$) entlang paralleler $\{111\}$ -Ebenen der anfänglichen kfz-Struktur und die zweite Scherung umfasst die Hälfte des Burgersvektor einer Shockley-Partialversetzung ($b_s / 2$) entlang paralleler $\{111\}$ -Ebenen der verzerrten kfz-Struktur. Beide Scherungen lassen sich als Felder von Partialversetzungen auf jeder 3. bzw. 2. Gleitebene realisieren. Abb. 2.17 zeigt eine Variante dieses Umwandlungsmechanismus, indem die Lagen der Atome (bzw. Kugeln) beginnend mit der kfz-Struktur (Abb. 2.17a) über die erste Scherung (Abb. 2.17b nach c) und die zweite Scherung (Abb. 2.17d nach e) in die krz-Struktur (Abb. 2.17f) überführt werden. Wie bei der Orientierungsbeziehung nach Kurdjumov und Sachs ergeben sich auch hier 24 Varianten.

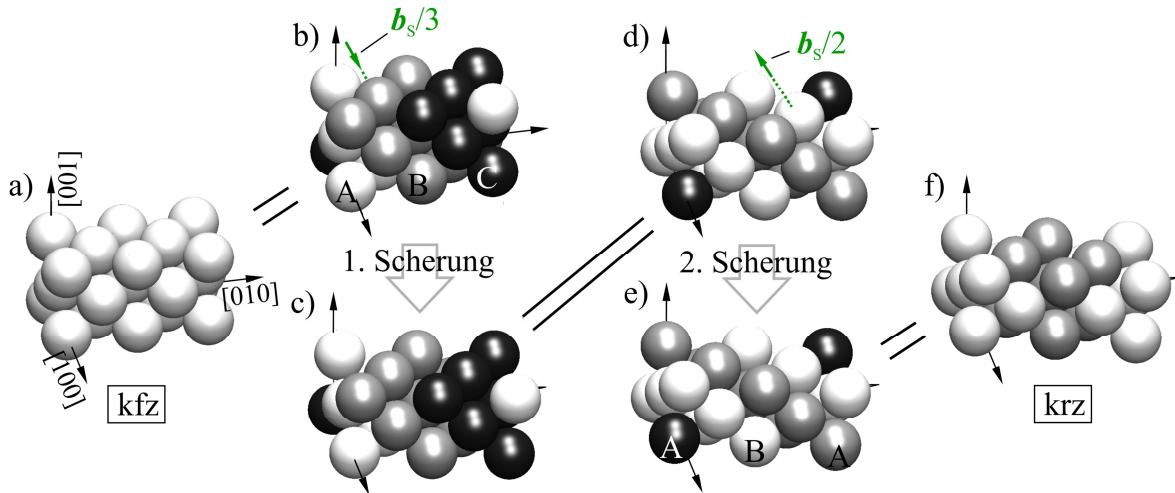


Abb. 2.17 Darstellung einer von 24 möglichen Varianten des martensitischen Umwandlungsmechanismus nach Bogers & Burgers (1964) sowie Olson & Cohen (1972): (a) kfz-Struktur, (b) kfz-Struktur mit Kennzeichnung der Gleitebene und Gleitrichtung der 1. Scherung, (c) Endprodukt der 1. Scherung, (d) Endprodukt der 1. Scherung mit Kennzeichnung der Gleitebene und Gleitrichtung der 2. Scherung, (e) Endprodukt der 2. Scherung, (f) Kennzeichnung der krz-Struktur.

Das Modell von Bogers & Burgers (1964) sowie Olson & Cohen (1972) wurde bereits in der Arbeit von Kübbeler (2017) zur Beschreibung der martensitischen Phasenumwandlung an der Rissspitze kurzer Risse angewendet.

Neben der geometrischen Betrachtung der martensitischen Umwandlung haben Olson & Cohen (1975) auch ein kinetisches Modell zur Bestimmung des Martensitvolumenanteils in Abhängigkeit relevanter Einflussgrößen aufgestellt. Unter der Annahme, dass Gleitbandkreuzungspunkte die dominierenden Entstehungsorte für deformationsinduziertes Martensit bilden, stellten Olson und Cohen zunächst einen Zusammenhang zwischen der Gleitbandbildungsrate $dV_{\text{GB}} / d\varepsilon_{\text{pl}}$ und dem Volumenanteil der Gleitbänder V_{GB} auf:

$$\frac{dV_{\text{GB}}}{d\varepsilon_{\text{pl}}} = \alpha_{\text{SFE}} (1 - V_{\text{GB}}), \quad (2.37)$$

mit der Konstanten α_{SFE} , die von der Stapelfehlerenergie (SFE) abhängt. Mit zunehmendem Volumenanteil der Gleitbänder nimmt die Gleitbandbildungsrate ab, da das zur Verfügung stehende Volumen $(1 - V_{\text{GB}})$ weniger wird. Aus dem Volumenanteil der Gleitbänder V_{GB} leiteten Olson und Cohen die Anzahl der Gleitbänder pro Austenitvolumenanteil N_{V}^{GB} in Abhängigkeit des durchschnittlichen Volumens eines Gleitbandes \bar{v}_{GB} ab (s. Gl. (2.38)) und bestimmten daraus die Anzahl der Gleitbandkreuzungen N_{V}^{X} (s. Gl. (2.39)).

$$N_V^{\text{GB}} = \frac{V_{\text{GB}}}{\bar{v}_{\text{GB}}} \quad (2.38)$$

$$N_V^{\text{X}} = K_K \left(N_V^{\text{GB}} \right)^n \quad (2.39)$$

K_K ist ein Korngrößenabhängiger Parameter und der Exponent n berücksichtigt die Orientierung der Gleitbänder (zufällige Orientierung: $n = 2$). Die Zunahme der Martensitembryos dN_V^{M} ergibt sich aus dem Anstieg der Gleitbandkreuzungen dN_V^{X} unter Berücksichtigung einer Wahrscheinlichkeit P , die wiederum von der chemischen Triebkraft zur Martensitumwandlung abhängt:

$$dN_V^{\text{M}} = P \cdot dN_V^{\text{X}}. \quad (2.40)$$

Weiterhin wird der Anstieg des Martensitvolumenanteils dV_{M} pro zur Verfügung stehendem Austenitgehalt $(1 - V_{\text{M}})$ auf die Zunahme der Martensitembryos dN_V^{M} wie folgt bezogen:

$$\frac{dV_{\text{M}}}{1 - V_{\text{M}}} = \bar{v}_{\text{M}} \cdot dN_V^{\text{M}}, \quad (2.41)$$

mit dem durchschnittlichen Volumen eines Martensitembryos \bar{v}_{M} . Zusammenführen der Gleichungen (2.37) bis (2.41) und Integration ergibt die folgende Beziehung zwischen dem Martensitvolumenanteil V_{M} und der plastischen Dehnung ε_{pl} :

$$V_{\text{M}} = 1 - \exp \left\{ -\beta \left[1 - \exp \left(-\alpha_{\text{SFE}} \varepsilon_{\text{pl}} \right)^n \right] \right\}, \quad (2.42)$$

mit

$$\beta = \frac{\bar{v}_{\text{M}} K}{\left(\bar{v}_{\text{GB}} \right)^n} P. \quad (2.43)$$

Es lässt sich ebenfalls die Martensitbildungsrate $dV_{\text{M}} / d\varepsilon_{\text{pl}}$ berechnen:

$$\frac{dV_{\text{M}}}{d\varepsilon_{\text{pl}}} = \alpha_{\text{SFE}} \beta n \left(V_{\text{GB}} \right)^{n-1} (1 - V_{\text{GB}}) (1 - V_{\text{M}}). \quad (2.44)$$

Das Modell von Olson und Cohen erlaubt somit die Beschreibung der martensitischen Umwandlung in Abhängigkeit der plastischen Dehnung, der Stapelfehlerenergie (Parameter α_{SFE}) sowie der chemischen Triebkraft (Wahrscheinlichkeit P bzw. Parameter β).

Für den Zusammenhang zwischen dem Parameter α_{SFE} und der Temperatur T zeigten Olson & Cohen (1975) ein Diagramm, das aus der empirischen Untersuchung des Zugversuchs hervorging und für das die folgende Gleichung eine gute Anpassung bietet:

$$\alpha_{\text{SFE}} = \alpha_1 \theta^2 + \alpha_2 \theta + \alpha_3. \quad (2.45)$$

θ ist die absolute Temperatur und α_1 , α_2 , α_3 sind Materialparameter, die den Einfluss der temperaturabhängigen Stapelfehlerenergie beschreiben. Alternativ werden von verschiedenen Autoren veränderte Ansätze zu der Gl. (2.45) für die Temperaturabhängigkeit von α_{SFE} vorgeschlagen (Tomita & Iwamoto 1995, Iwamoto et al. 1998, Zaera et al. 2012).

In dieser Arbeit findet der Ansatz von Zaera et al. (2012) Bedeutung. Sie haben den folgenden Zusammenhang und die darin enthaltenen Parameter auf Basis numerischer Berechnungen des Zugversuchs und des Abgleichs mit experimentellen Ergebnissen hergeleitet:

$$\alpha_{\text{SFE}} = \alpha_1^Z \left[1 - \Theta \cdot e^{\alpha_2^Z (1 - \Theta^{-1})} \right]. \quad (2.46)$$

α_1^Z und α_2^Z sind erneut Materialparameter und die normierte Temperatur Θ ergibt sich mit der absoluten Temperatur θ , der Starttemperatur der deformationsinduzierten Martensitbildung $M_{\text{s},\sigma}$ und der Martensitendtemperatur M_{d} aus:

$$\Theta = \frac{\theta - M_{\text{s},\sigma}}{M_{\text{d}} - M_{\text{s},\sigma}}. \quad (2.47)$$

Zur Veranschaulichung der beiden Ansätze aus Gl. (2.45) und Gl. (2.46) sind in Abb. 2.18a deren Verläufe mit den zugehörigen Materialparametern für AISI 304 (Olson & Cohen 1975, Zaera et al. 2012) dargestellt. Der Ansatz nach Zaera et al. (2012) lässt hiernach die Martensitbildung in einem größeren Temperaturbereich zu, der im Modell bis $M_{\text{d}} = 443 \text{ K}$ (ca. 170°C) geht.

Der Zusammenhang von Olson & Cohen in Gl. (2.45) wurde weiterhin mit einer Dehnratenabhängigkeit (Tomita & Iwamoto 1995) sowie einer Abhängigkeit vom Spannungszustand (Iwamoto et al. 1998) ergänzt und erhielt folgende Gleichung:

$$\alpha_{\text{SFE}} = \left(\alpha_1 T^2 + \alpha_2 T + \alpha_3 - \alpha_4 \Sigma \right) \left(\frac{\dot{\epsilon}_{\text{a}}}{\dot{\epsilon}_{\text{r}}} \right)^{m_{\text{s}}}. \quad (2.48)$$

Zusätzlich zu den Parametern aus Gl. (2.45) tauchen hier der Materialparameter α_4 , der Triaxialitätsparameter Σ , der bei uniaxialer, einheitlicher Verformung unter Zug den Wert $\frac{1}{3}$ annimmt (Iwamoto et al. 1998), die Dehnrates im Austenit $\dot{\epsilon}_a$, die Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_r$ sowie der Sensitivitätsexponent m_s auf.

Zur formelmäßigen Berücksichtigung der chemischen Triebkraft wiesen Stringfellow et al. (1992) der Wahrscheinlichkeit P , mit der in einem Gleitbandkreuzungspunkt ein Martensit-embryo gebildet wird (s. Gl. (2.40)), eine Gaußsche Verteilungsfunktion in Abhängigkeit der chemischen Triebkraft g zu:

$$P = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_g} \int_{-\infty}^g \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{g'-\bar{g}}{s_g}\right)^2\right) dg'. \quad (2.49)$$

Hierin sind \bar{g} der Mittelwert und s_g die Standardabweichung der Wahrscheinlichkeitsverteilung. Die chemische Triebkraft g wird in Abhängigkeit der absoluten Temperatur θ und der wirkenden Spannung in Form des Triaxialitätsparameters Σ wie folgt beschrieben:

$$g = -\theta + g_1\Sigma. \quad (2.50)$$

g_1 ist ein dimensionsloser Parameter. Abb. 2.18b zeigt die Verläufe der Wahrscheinlichkeit P aus Gl. (2.49) für verschiedene Parameterwerte \bar{g} und s_g (Tomita & Iwamoto 1995, Iwamoto & Tsuta 2002) für AISI 304 (mit $\Sigma = 0$).

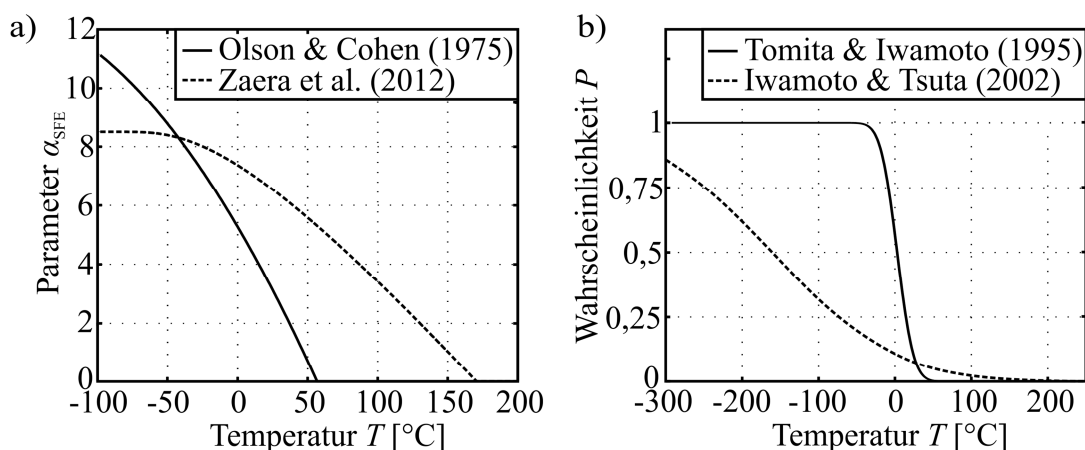


Abb. 2.18 (a) Temperaturabhängigkeit des Parameters α_{SFE} zur Beschreibung des Einflusses der Stapelfehlerenergie nach Olson & Cohen (1975) und Zaera et al. (2012) und (b) Temperaturabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit P zur Beschreibung des Einflusses der chemischen Triebkraft nach Tomita & Iwamoto (1995) und Iwamoto & Tsuta (2002) für AISI 304.

Das zuvor beschriebene kinetische Modell, dessen Grundsteine Olson & Cohen (1975) gelegt haben und das in zahlreichen Studien erweitert werden konnte, findet in Simulationen zur

Untersuchung der martensitischen Umwandlung Anwendung (z. B. bei Iwamoto & Tsuta (2002) oder Zaera et al. (2012)). Bei diesen Simulationen werden üblicherweise die verantwortlichen mikrostrukturellen Mechanismen wie z. B. die Gleitbandentstehung und -ausbreitung und der tatsächliche Umwandlungsprozess nicht direkt nachgebildet, da hierzu entsprechende Annahmen in dem kinetischen Modell enthalten sind. Für eine genauere Untersuchung der lokal auftretenden plastischen Verformung und der infolge dessen stattfindenden Martensitbildung ist jedoch die detailliertere Nachbildung der einzelnen Mechanismen erforderlich. Hierzu wird im nächsten Kapitel ein Modell vorgeschlagen, das die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Modelle zur Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern und die hier beschriebenen Modelle zur martensitischen Phasenumwandlung anwendet und erweitert.

3 Ein Modell zur Beschreibung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelmstähle

Zunächst wird die grundlegende Modellierungsstrategie skizziert und anschließend die Modellannahmen vorgestellt.

3.1 Grundlegende Modellierungsstrategie

Für die Ausbildung der plastischen Verformung bei geringer äußerer Beanspruchung sind lokale Spannungsüberhöhungen im Gefüge entscheidend. Um diese berücksichtigen zu können, soll das Werkstoffgefüge bestehend aus mehreren Körnern in einem Verbund nachgebildet werden. Die zyklische Verformung des Gefüges erfolgt mit Hilfe eines quasi-statischen Ansatzes, bei dem der äußere zyklische Beanspruchungsverlauf schrittweise aufgebracht und jeweils eine statische Berechnung durchgeführt wird. Das plastische Verhalten wird durch einen mechanismenbasierten Ansatz eingebracht, in dem auf Basis der in Abschnitt 2.5 beschriebenen Modelle sowie experimenteller Befunde bestimmte Verformungsmechanismen der Werkstoffe definiert werden. Für die hier betrachteten austenitischen Edelmstähle werden Mechanismen zur Beschreibung der Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern sowie Mechanismen zur Beschreibung der deformationsinduzierten α' -Martensitbildung aufgestellt. Die Mechanismen finden durch iterative Anpassung der Randbedingungen des Gefüges in jedem Berechnungsschritt der quasi-statischen Simulation Berücksichtigung und auf dieser Basis wird schließlich das zyklische Verformungsverhalten abgebildet.

Die Simulationsergebnisse in Kapitel 5 sollen unter anderem durch Modellierung realer Gefügegeometrien auf den Oberflächen von im VHCF-Bereich ermüdeten Proben und durch Vergleich der simulierten plastischen Verformung mit experimentellen Beobachtungen eine Validierung der hier getroffenen Modellannahmen ermöglichen. Die zweite Validierungsebene auf Basis des Resonanzverhaltens erlaubt zudem die Zuordnung bestimmter Mechanismen zur Entfestigung und Verfestigung während der VHCF-Wechselverformung.

In dieser Arbeit wird aufgrund der sehr hohen Komplexität der nachzubildenden Mechanismen und der numerischen Methode von der vollständig dreidimensionalen Abbildung des Gefüges abgesehen. Stattdessen werden die untersuchten Gefüge in der zweidimensionalen Ebene geometrisch nachgebildet und die Verformungsmechanismen darin beschrieben.

Es sei weiterhin anzumerken, dass in der vorliegenden Arbeit keine sprachliche Unterscheidung zwischen den Begrifflichkeiten „Werkstoffmodell“ und „Simulationsmodell“

vorgenommen wird. Als Beispiel für das Werkstoffmodell kann die Beschreibung des Verformungsverhaltens eines Werkstoffes dienen und als Beispiel für das Simulationsmodell die Abbildung eines Werkstoffmodells in Simulationen. Da die Modellierungsansätze in dieser Arbeit sowohl die Erstellung eines Simulationsmodells als auch die Erweiterung bestehender Werkstoffmodelle enthalten, wird eine allgemeine Beschränkung auf die Begrifflichkeit „Modell“ vorgenommen.

Nachfolgend wird zunächst auf die Nachbildung zweidimensionaler Gefüge eingegangen. Anschließend erfolgt die Beschreibung der Mechanismen zur Berücksichtigung der plastischen Verformung infolge Gleitbandbildung und Martensitenstehung.

3.2 Nachbildung des zweidimensionalen Gefüges

In den Simulationsstudien dieser Arbeit werden synthetisch erstellte Gefüge sowie reale Gefügemorphologien, die auf den Oberflächen ermüdeter Proben ausgemessen wurden, untersucht. Die Nachbildung der synthetischen Gefüge erfolgt durch Generierung idealisierter Korngeometrien und Zuordnung zufälliger räumlicher Kornorientierungen. Reale Gefügeauschnitte werden anhand von in Experimenten auf den Probenoberflächen erfassten Kornorientierungsdaten, die mit Hilfe einer EBSD-Analyse (engl. *electron backscatter diffraction*, EBSD) im Elektronenmikroskop ermittelt werden können, charakterisiert. Die ortsaufgelösten Daten ermöglichen die geometrische Nachbildung der Körner in der Probenoberflächenebene sowie die Zuordnung der jeweiligen räumlichen Kornorientierung zu jedem Korn. Jedes Korn wird in dem Modell als ein elastisches Kontinuum genähert, das mit den Kontinua der benachbarten Körner durch eine Verformungskompatibilität geometrisch gekoppelt ist. Die elastische Anisotropie resultiert aus der Berücksichtigung des von der jeweiligen Phase abhängigen Elastizitätstensors definiert in dem individuell orientierten Koordinatensystem eines jeweiligen Kornes. Die plastische Anisotropie folgt aus der Definition der für die jeweilige Phase relevanten und entsprechend der jeweiligen Kornorientierung individuell orientierten Gleitsysteme. Korn- und Phasengrenzen werden somit durch die Übergänge unterschiedlicher elastisch und plastisch anisotroper Eigenschaften nachgebildet.

Die Untersuchung des Einflusses eines anfänglich im Gefüge vorhandenen α' -Martensitanteils auf das Ermüdungsverhalten erfordert die Modellierung entsprechender Ausgangsgefüge, die sich im Experiment nach der Vorverformung bei niedrigen Temperaturen einstellen. Hierzu werden in einem vereinfachten Ansatz entsprechend eines

vorgegebenen Martensitanteils zusätzliche Bereiche bzw. Kontinua, die die Eigenschaften der martensitischen Phase besitzen, im Gefüge verteilt.

Die Nachbildung der zyklischen plastischen Verformung in dem modellierten Gefüge geschieht durch das Einbringen bestimmter Mechanismen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

3.3 Modellierung der plastischen Verformung in Gleitbändern

In Analogie zu den theoretischen Modellen nach Lin (1992) und Tanaka & Mura (1981), die in Abschnitt 2.5.1 beschrieben wurden, wird in dieser Arbeit die Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern durch die direkte Nachbildung jedes einzelnen Gleitbandes und dessen individuellen Einflusses auf die plastische Verformung berücksichtigt. Da die Gleitbänder den Großteil der plastischen Verformung durch Versetzungsbewegung in sich konzentrieren (Christ 1991), wird in dieser Arbeit die Versetzungsbewegung vor der Entstehung eines Gleitbandes sowie in den Bereichen zwischen den Gleitbändern (Matrix) aufgrund des erhöhten Berechnungsaufwandes nicht berücksichtigt. Die im Folgenden beschriebenen Mechanismen zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern werden in den Simulationen auf jedes modellierte Gleitband individuell angewendet. Nachfolgend wird der Mechanismus der Entstehung und der geometrischen Ausbildung eines Gleitbandes im Gefüge betrachtet.

3.3.1 Mechanismus der Gleitbandentstehung und -ausbildung

Für die Entstehung eines Gleitbandes bzw. in der 2-D Modellierung der zugehörigen Gleitspur in der Ebene muss zunächst die Bedingung erfüllt sein, dass an einem Ort im Gefüge die vorliegende Schubspannung τ_{GS} im Gleitsystem die kritische Schubspannung τ_c zur Gleitbandentstehung übersteigt, was auch in den Modellen nach Yang et al. (2003) und Zhou et al. (2006) angenommen wird. Zudem hat Gough (1933) in Untersuchungen von Einkristallen festgestellt, dass neben der höchsten Schubspannung auch die flächenmäßige Ausdehnung der höchsten Schubspannung entlang einer potentiellen Gleitspur für die Aktivierung eines Gleitsystems entscheidend ist. Aus seinen Versuchen ging hervor, dass die plastische Verformung in Gleitsystemen erfolgte, in denen die höchste Schubspannung im größten ausgedehnten Bereich vorlag. Daher wird in dem vorliegenden Modell angenommen, dass eine Gleitspur erst gebildet wird, sobald die Schubspannung eines Gleitsystems die kritische Schubspannung τ_c in einem Mindestausdehnungsbereich entlang der potentiellen Gleitspur übersteigt.

In den Simulationsstudien dieser Arbeit wird die modellierte Gleitbandbildung auch mit den auf den Oberflächen realer Ermüdungsproben gebildeten Gleitspuren verglichen. Untersuchungen haben bestätigt, dass in Oberflächenkörnern ein Einfluss durch die freie Oberfläche auf die plastische Verformung in Gleitbändern vorliegt. Als entscheidend wird hierfür der Winkel ζ zwischen der Gleitrichtung eines Gleitsystems und der Oberflächenebene angenommen (s. Abb. 3.1b). Je größer dieser Winkel ist, desto stärker wird die plastische Verformung durch den freien Materialaustritt aus der Oberfläche begünstigt. Um den Effekt der freien Oberflächenbedingung in dem Modell zu berücksichtigen, werden für den Mechanismus der Gleitbandentstehung die in den Gleitsystemen vorliegenden Schubspannungen τ_{GS} wie folgt in Abhängigkeit des Winkels ζ angepasst und τ_{GS}^* für den Mechanismus herangezogen:

$$\tau_{GS}^* = \begin{cases} \tau_{GS} \cdot \zeta / 45^\circ & \text{für } \zeta \leq 45^\circ \\ \tau_{GS} & \text{für } \zeta > 45^\circ \end{cases} \quad (3.1)$$

Im Vorgriff auf die Ergebnisdarstellung soll an dieser Stelle bereits erwähnt sein, dass für den ausgewählten Zusammenhang in Simulationsstudien die besten Übereinstimmungen erzielt werden konnten (s. Abb. 5.6).

Die plastische Verformung in Gleitbändern wird in der vorliegenden Arbeit ausschließlich in der austenitischen Phase modelliert, da die martensitische α' -Phase eine deutlich höhere Festigkeit besitzt. Experimentelle Untersuchungen haben ergeben, dass Gleitspuren in den meisten Körnern des Austenits während der VHCF-Ermüdung nur in einem Gleitsystem entstanden sind (s. Abschnitt 2.4.2). Daher werden Gleitspuren nur in einem Gleitsystem je Korn modelliert.

Die geometrische Ausbildung einer modellierten Gleitspur folgt dem Modell von Tanaka & Mura (1981), indem das vollständige Gleitband durch zwei Gleitlinien in der Ebene nachgebildet wird (s. Abb. 3.1a). Diese Gleitlinien ergeben sich in dem vorliegenden Modell als die Schnittgeraden zweier paralleler Gleitebenen des für das betreffende Gleitband relevanten räumlichen Gleitsystems (s. Abb. 3.1b). Entlang der beiden Gleitlinien wird die plastische Abgleitung in die räumliche Gleitrichtung entsprechend den Mechanismen des anschließenden Abschnitts nachgebildet.

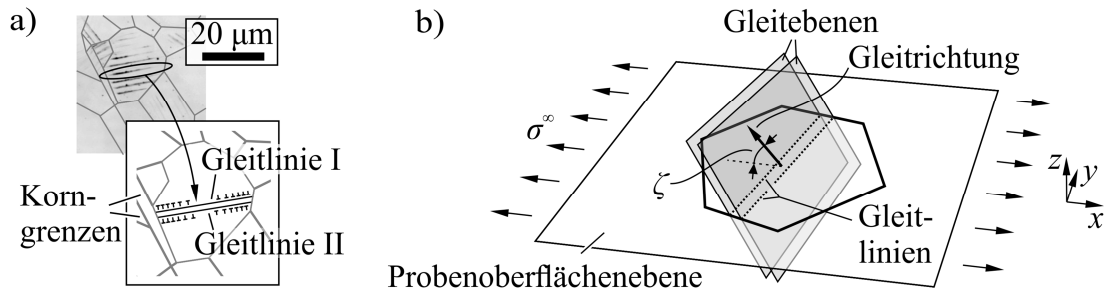


Abb. 3.1 (a) Approximation des realen Gleitbandes durch zwei Gleitlinien und (b) Darstellung der Gleitebenen, -richtung und Gleitspur des modellierten Gleitbandes.

In Legierungen wie den austenitischen Edelstählen ist der sogenannte Nahordnungseffekt relevant, der in Abschnitt 2.1.2 zu den Mechanismen der plastischen Verformung beschrieben wurde. Hiernach ist der Abgleitungswiderstand in einer Gleitebene reduziert, nachdem Hindernisse in der gleichen Ebene bereits von vorherigen Versetzungen durchstoßen wurden. Wird die Aktivierung von Gleitebenen bzw. das Durchstoßen von Versetzungshindernissen ab einer bestimmten Schubspannung mit der Entstehung eines Gleitbandes gleichgesetzt, so lässt sich der Nahordnungsvorgang im Modell berücksichtigen, indem die Fließschubspannung τ_F , ab der plastisches Abgleiten im Gleitband erfolgt, kleiner gewählt wird als die kritische Schubspannung τ_c zur Entstehung eines Gleitbandes. Somit ist die Versetzungsbewegung nach der Entstehung eines Gleitbandes bzw. der Aktivierung der Gleitebenen leichter möglich.

Im Anschluss wird der Mechanismus der plastischen Verformung und Verfestigung in Gleitbändern erläutert.

3.3.2 Mechanismus der Abgleitung und Verfestigung in Gleitbändern

Die plastische Verformung eines Gleitbandes wird durch reine Abgleitung in dem zugehörigen räumlichen Gleitsystem entlang der beiden Gleitlinien beschrieben. Die Abgleitung erfolgt, sobald in den Gleitlinien die in dem Gleitsystem des Gleitbandes wirkende Schubspannung τ_{GS} die Fließschubspannung τ_F übersteigt, sodass folgende Bedingung in den Gleitlinien erfüllt sein muss:

$$|\tau_{GS}| < \tau_F. \quad (3.2)$$

Weiterhin gilt vor dem Hintergrund der wechselnden Beanspruchung die Einschränkung wie in den Modellen nach Lin (1992) und Tanaka & Mura (1981) bereits aufgezeigt, dass während des Zughalbzyklus die Abgleitung nur auf der einen Gleitlinie (Zuggleitlinie) und im

Druckhalbzyklus auf der anderen Gleitlinie (Druckgleitlinie) gestattet ist. Hierauf wird im anschließenden Abschnitt näher eingegangen.

Das obige Gleitgesetz (3.2) wird in der vorliegenden Arbeit hinsichtlich einer zyklischen Versetzungsverfestigung erweitert. Hierzu erfolgt eine Erhöhung der Fließschubspannung τ_F in Abhängigkeit der stattgefundenen Abgleitung im Gleitband. Das Verfestigungsgesetz in Gl. (3.3) beschreibt den Anstieg der Fließschubspannung τ_F mit der initialen Fließschubspannung τ_{F0} , dem Schubmodul G , dem Betrag des Burgersvektors b , einem geometrischen Parameter d^* sowie der im Belastungszyklus n maximalen Abgleitung Δu_{\max}^n :

$$\tau_F = \tau_{F0} + \alpha G b \cdot \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\Delta u_{\max}^n}{d^*}}. \quad (3.3)$$

Das Gesetz wird ortsabhängig entlang der Gleitlinien jedes modellierten Gleitbandes angewendet. Der geometrische Parameter d^* lässt sich durch Vergleich des $\sqrt{\rho}$ -Verfestigungsgesetzes (2.13) mit Gl. (3.3) zu folgendem Ausdruck berechnen:

$$d^* = b \bar{d}_{\text{GB}} \bar{D}, \quad (3.4)$$

mit der mittleren Gleitbandbreite \bar{d}_{GB} sowie dem mittleren Korndurchmesser \bar{D} .

Es wird angenommen, dass der hier beschriebene Mechanismus zur Beschreibung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern die mikrostrukturellen Veränderungen durch Versetzungen, Stapelfehler oder ε -Martensit wiedergibt, da sie vermutlich alle eine Abgleitung entlang eines Gleitbandes hervorrufen. Die Charakterisierung des Gleitcharakters wird über die Modellparameter vorgenommen, die in Abschnitt 3.5 für die beiden hier untersuchten austenitischen Edelmehle erläutert werden. Der Einfluss durch Korngrenzgleiten (Rösler et al. 2012) ist nicht im Modell enthalten, da der Fokus auf den anderen in dieser Arbeit beschriebenen Mechanismen liegt und der Effekt des Korngrenzgleitens nicht im angemessenen Verhältnis zu dem erforderlichen Erweiterungsaufwand des Modells steht. Anschließend wird auf die Berücksichtigung des irreversiblen Anteils der plastischen Verformung eingegangen.

3.3.3 Mechanismus der zyklischen Abgleitungsirreversibilität in Gleitbändern

Für die zunehmende plastische Verformung in Gleitbändern mit steigender Ermüdungszyklenzahl ist die zyklische Abgleitungsirreversibilität entscheidend (s. Abschnitt 2.2.1). Es sei aber zunächst anzumerken, dass aufgrund der sehr ähnlichen mikrostrukturellen Ursachen für die Irreversibilität und Verfestigung (vornehmlich Versetzungsbehinderung) eine

Abgrenzung beider Mechanismen aus werkstofftechnischer Sicht fraglich ist. In dieser Arbeit werden sie dennoch getrennt voneinander betrachtet, um die Auswirkungen beider Effekte im Modell berücksichtigen zu können. Die zyklische Abgleichungsirreversibilität findet in dem Modell Berücksichtigung, indem während jedes Lasthalbzyklus ein irreversibler Anteil p ($0 \leq p \leq 1$) der in dem vorherigen Zyklus stattgefundenen Abgleichung auf der jeweils inaktiven Gleitlinie (Druckgleitlinie während des Zughalbzyklus oder Zuggleitlinie während des Druckhalbzyklus) festgesetzt wird. Zur Veranschaulichung dieses Mechanismus sind in Abb. 3.2 exemplarisch die Zeitverläufe der in einer Gleitspur wirkenden Schubspannung τ_{GS} und die sich infolge des Gleitgesetzes (ohne Verfestigung) und der Irreversibilität ergebenden Verläufe der Abgleichungen Δu^I in der Zug- und Δu^{II} in der Druckgleitlinie dargestellt.

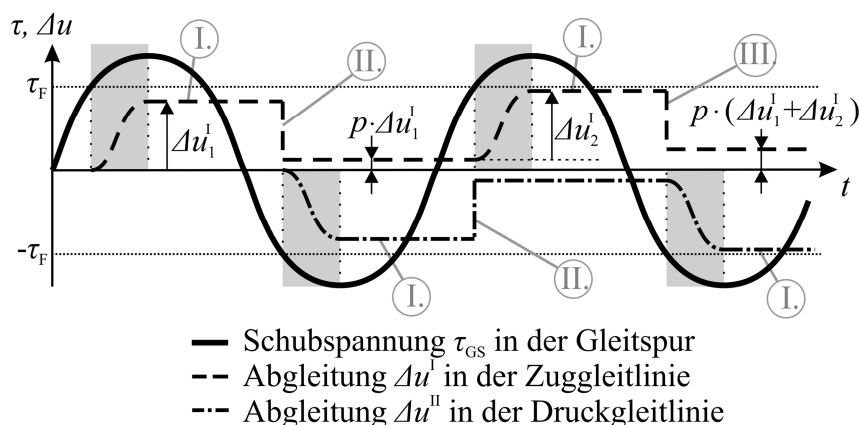


Abb. 3.2 Exemplarische Zeitverläufe der in einer Gleitspur wirkenden Schubspannung τ_{GS} sowie resultierende Abgleichungen Δu^I in der Zug- und Δu^{II} in der Druckgleitlinie (ohne Verfestigung).

Sobald die Schubspannung τ_{GS} die Fließschubspannung τ_F zu Beginn eines Lasthalbzyklus übersteigt, tritt Abgleichung nach dem Gleitgesetz (3.2) auf (s. grau hinterlegte Bereiche in Abb. 3.2). Während der anschließenden Abnahme der wirkenden Schubspannung wird die maximale Abgleichung zunächst festgesetzt (s. Markierungen I in Abb. 3.2) bis die Schubspannung τ_{GS} die Fließschubspannung τ_F in entgegengesetzter Richtung übersteigt und infolgedessen die Abgleichung auf einen irreversiblen Anteil der zuvor festgesetzten Abgleichung zurückgeht (s. Markierungen II in Abb. 3.2). In den folgenden Lastzyklen werden die Abgleichungen auf einen irreversiblen Anteil reduziert, der sich dann aus der Akkumulation der vorhergehenden und der neuen Irreversibilität zusammensetzt (s. Markierung III in Abb. 3.2). Allgemein ergibt sich der irreversible Anteil Δu_{irr}^N der Abgleichung im Lastzyklus N je Gleitlinie zu:

$$\Delta u_{irr}^N = p \cdot \sum_{n=1}^N \Delta u_{max}^n, \quad (3.5)$$

wobei Δu_{\max}^n die maximale Abgleitung je Belastungszyklus n ohne den zuvor festgesetzten irreversiblen Anteil beschreibt (s. z. B. Δu_2^1 in Abb. 3.2). Diese Vorgehensweise erlaubt die Beschreibung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern unter dem direkten Einfluss des irreversibel festgesetzten Abgleitungsanteils.

Im Folgenden wird auf die Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern eingegangen.

3.3.4 Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern

In den Untersuchungen dieser Arbeit werden isotherme Bedingungen zugrunde gelegt. Dies ist bei RT durch die aktive Kühlung der Ermüdungsprobe mit Druckluft und bei erhöhter Temperatur durch die geregelte Heizung mit Hilfe einer induktiven Heizspirale gewährleistet. Die Temperatur findet durch einen modellseitigen Einfluss Berücksichtigung, indem bestimmte Modellparameter in Abhängigkeit der Temperatur variiert werden. Grundlegend führt eine Zunahme der Temperatur zu einer thermischen Aktivierung, die eine Erhöhung der Versetzungsgeschwindigkeit und eine erleichterte Hindernisüberwindung bei der Versetzungsbewegung bewirkt. Im Modell gehen die Einflüsse der Versetzungshindernisse durch die kritische Schubspannung τ_c zur Gleitbandentstehung sowie die Fließschubspannung τ_F , ab der Abgleiten auftritt, ein. Zur Berücksichtigung des Temperatureinflusses werden durch einen empirischen Ansatz die zugehörigen Modellparameter entsprechend der Variation der im Zugversuch gemessenen temperaturabhängigen Fließgrenze R_c (s. Abb. 2.4) angepasst. Hierzu wird für die zu untersuchenden Werkstoffe jeweils ein auf die Fließgrenze bei RT normierter Verlauf V_T aus den Kurven in Abb. 2.4 zu

$$V_T(T) = \eta_1 \cdot e^{-\eta_2 \cdot T} + \eta_3 \quad (3.6)$$

bestimmt und auf die kritische Schubspannung τ_c sowie Fließschubspannung τ_F wie folgt angewendet:

$$\tau_c^*(T) = \tau_c V_T(T), \quad (3.7)$$

$$\tau_F^*(T) = \tau_F V_T(T). \quad (3.8)$$

τ_c^* und τ_F^* sind die temperaturabhängigen Größen und τ_c und τ_F die Größen bei RT. Die hier modellierte Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern hängt somit von den drei materialspezifischen Parametern η_1 , η_2 und η_3 in Gl. (3.6) ab.

Mit den in diesem und in vorherigen Abschnitten beschriebenen Mechanismen ist das zyklische plastische Verformungsverhalten eines Gleitbandes, das mit weiteren Gleitbändern in den Simulationsstudien dieser Arbeit nachgebildet wird, vollständig beschrieben. Im anschließenden Abschnitt wird die Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung betrachtet.

3.4 Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung

Die Martensitbildung während der VHCF-Ermüdung des metastabilen austenitischen Edelstahl ab Raumtemperatur wird hier als eine rein deformationsinduzierte Umwandlung aufgefasst (s. Abschnitt 2.1.3). Weiterhin wird der ϵ -Martensit nicht als eigene Phase in dem Modell berücksichtigt, sondern wegen des Scheranteils dem Mechanismus der plastischen Verformung in Gleitbändern zugeordnet. Somit beschränkt sich die Martensitbildung in dieser Arbeit auf die Bildung der α' -Phase.

Als Basis für die Modellierung der Martensitumwandlung dient dieser Arbeit der Ansatz von Kübbeler (2017), der die Phasenumwandlung an der Rissspitze von kurzen Rissen beschreibt. Mit Hilfe der Modelle nach Bogers & Burgers (1964) und Olson & Cohen (1972) (s. Abschnitt 2.5.2) ermittelte Kübbeler die Größe der entstehenden Martensitbereiche um den Riss in Abhängigkeit der simulierten Ableitungen in den Gleitlinien vor der Rissspitze und bildete den entstehenden Martensitbereich im austenitischen Gefüge nach. Aufbauend auf dem Grundgedanken des Ansatzes von Kübbeler (2017) wird in dieser Arbeit die Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung vorgenommen. Hierzu erfolgt eine detaillierte Beschreibung des Umwandlungsmechanismus vor der Entstehung eines Risses. Zunächst werden ausgewählte Bedingungen zur Entstehung und zum Wachstum des Martensits erläutert und anschließend die Eigenschaften der Martensitbereiche definiert.

3.4.1 Mechanismus der Phasenumwandlung

Aus Abschnitt 2.5.2 geht hervor, dass in dem Modell von Bogers & Burgers (1964) und dessen Erweiterung (Olson & Cohen 1972) die Umwandlung des kfz- γ -Austenits in den krz- α' -Martensit durch zwei definierte plastische Scherungen beschrieben wurde, die jeweils einer plausiblen Partialversetzungsbewegung zugeordnet werden konnten. Die erste Scherung beträgt hiernach $b_s/3$ auf parallelen $\{111\}$ -Ebenen und die zweite Scherung $b_s/2$ auf anderen parallelen $\{111\}$ -Ebenen mit b_s als Burgersvektor einer Shockley-Partialversetzung (s. Gl. (2.11)).

Um das im Vorhinein beschriebene Modell der plastischen Verformung in Gleitbändern auf das Modell der martensitischen Phasenumwandlung beziehen zu können, ist es erforderlich, die in den Gleitlinien der Gleitbänder nachgebildete Abgleitung in den Gleitsystemen der kfz-Austenitstruktur (Typ $\langle 110 \rangle \{111\}$) auf die Abgleitung der Partialversetzungen (Typ $\langle 112 \rangle \{111\}$) zu übertragen. Da der Burgersvektor \mathbf{b} einer Versetzung (Typ $\langle 110 \rangle$) durch die Burgersvektoren \mathbf{b}_s zweier Shockley-Partialversetzungen (Typ $\langle 112 \rangle$) beschrieben werden kann ($\mathbf{b} = \mathbf{b}_s^1 + \mathbf{b}_s^2$, s. Abb. 2.2b), wird theoretisch der Betrag von \mathbf{b} auf den zweifachen Betrag von \mathbf{b}_s bezogen und damit folgende Beziehung zwischen der in den Gleitlinien der Gleitbänder bestimmten Abgleitung $\Delta u_{\langle 110 \rangle}$ und der für das Martensitmodell relevanten Abgleitung $\Delta u_{\langle 112 \rangle}$ (jeweils als Beträge) aufgestellt:

$$\Delta u_{\langle 112 \rangle} = \frac{2|\mathbf{b}_s|}{|\mathbf{b}|} \Delta u_{\langle 110 \rangle}. \quad (3.9)$$

Als Bedingung für die martensitische Umwandlung lässt sich festhalten, dass Martensit an einem Ort gebildet wird, sobald dort plastische Verformung durch Partialversetzungsbewegung in zwei für das Bogers und Burgers Modell (BB-Modell) kompatiblen Gleitsystemen auftritt. Durch Untersuchung aller möglichen Kombinationen zweier Partialversetzungsrichtungen bzw. zugehöriger Versetzungsrichtungen konnten die kompatiblen Gleitsysteme herausgefunden werden. Nur für diese Kombinationen erlaubt das vorliegende Modell die Umwandlung.

Die Größe eines entstehenden Martensitbereichs resultiert aus den nach Gl. (3.9) bestimmten Abgleitungen. Eine vollständige krz-Einheitszelle des α' -Martensits mit dem Volumen $(a^M)^3$, wobei a^M die Gitterkonstante des Martensits ist, entsteht, sobald in dem einen Gleitband die Abgleitung $|\mathbf{b}_s/3|$ auf zwei parallelen Gleitebenen vorliegt und in dem anderen Gleitband die Abgleitung $|\mathbf{b}_s/2|$ auf zwei parallelen Gleitebenen. Diese Vorstellung basiert auf dem Kugelmodell von Bogers und Burgers (s. Abb. 2.17). Mit dieser Beziehung und Gl. (3.9) lässt sich die Fläche A^M des entstehenden Martensitbereichs in der Ebene wie folgt berechnen, wenn die Querschnittsfläche der martensitischen Einheitszelle vereinfacht als $(a^M)^2$ angenommen wird:

$$A^M = (a^M)^2 \frac{2|\mathbf{b}_s|}{|\mathbf{b}|} \cdot \min \left\{ \frac{\Delta u_{\langle 110 \rangle}^{\max}}{2|\mathbf{b}_s/2|}, \frac{\Delta u_{\langle 110 \rangle}^{\min}}{2|\mathbf{b}_s/3|} \right\}. \quad (3.10)$$

$\Delta u_{\langle 110 \rangle}^{\max}$ ist hier die Abgleitung in dem Gleitband mit der größeren plastischen Verformung und $\Delta u_{\langle 110 \rangle}^{\min}$ die Abgleitung in dem anderen Gleitband. Die Bildung des Minimums in Gl. (3.10) ist

erforderlich, da die Martensitgröße durch den kleineren Beitrag der beiden Ableitungen bestimmt wird, der aufgrund der Aufteilung mit $|\mathbf{b}_s/3|$ und $|\mathbf{b}_s/2|$ nicht zwingend im Gleitband mit $\Delta u_{\langle 110 \rangle}^{\min}$ vorliegt.

In dem Modell zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern wird je Korn die Ableitung in nur einem Gleitsystem berechnet (Einfachgleiten). Zur Bestimmung der für die martensitische Umwandlung relevanten Ableitung in einem zweiten Gleitsystem wird eine analytische Berechnung mit Hilfe der Theorie der kontinuierlichen Versetzungsverteilung (s. Abschnitt 2.5.1) vorgenommen. Für den vereinfachten Fall einer fiktiven Gleitlinie, die zwischen zwei Korngrenzen eingeschlossen ist und in deren Mitte bei $x_0 = 0$ eine Versetzungsquelle liegt (s. Abb. 2.14), lässt sich mit Hilfe der Gleichungen (2.33), (2.34) und (2.35) die Ableitung $\Delta u(x_0)$ entlang der Gleitlinie berechnen:

$$\Delta u(x_0) = \frac{2(1-\nu)}{G} \sqrt{(l/2)^2 - x_0^2} (\tau_{GS} - \tau_F). \quad (3.11)$$

Hierin sind l die Gleitlinienlänge, τ_{GS} die im relevanten Gleitsystem wirkende Schubspannung und τ_F die Fließschubspannung. Befindet sich die Versetzungsquelle ($x_0 = 0$) an dem Ort, an dem die Ableitung bestimmt werden soll (Sensorort), so ergibt sich die dort vorliegende Ableitung zu:

$$\Delta u^{\text{Sens}} = \frac{2(1-\nu)}{G} d_{\min} (\tau_{GS} - \tau_F). \quad (3.12)$$

Die halbe Gleitlinienlänge $l/2$ aus Gl. (3.11) wurde in Gl. (3.12) durch den minimalen Abstand d_{\min} zwischen dem Sensorort und der nächsten Korn- oder Phasengrenze ersetzt. Für die Berechnung des Abstandes d_{\min} werden säulenartige Körner angenommen. Abb. 3.3a veranschaulicht exemplarisch die Ausrichtung der fiktiven Gleitlinie und kennzeichnet hierfür den Abstand d_{\min} .

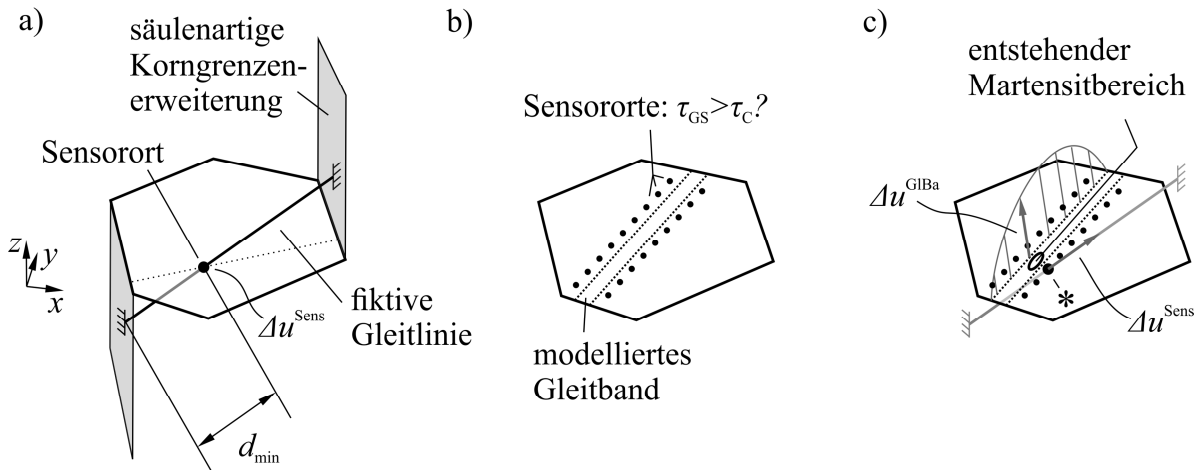


Abb. 3.3 (a) Räumliche Darstellung zur analytischen Berechnung der Abgleitung; (b) Verteilung von Sensororten um das modellierte Gleitband; (c) entstehender Martensitbereich infolge relevanter Abgleitungen.

Das analytische Modell berechnet im Sensorort die Abgleitung Δu^{Sens} in Richtung der fiktiven Gleitlinie. Es ist anzumerken, dass bei der analytischen Berechnung der Abgleitung in den Sensororten das Verfestigungsgesetz in Gl. (3.3) keine Anwendung findet, da die bereits stattgefundenen Abgleitung hierfür nicht im Modell hinterlegt wird.

Die Vorgehensweise zur Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung besteht zunächst darin, in Sensororten um ein bestehendes Gleitband (modelliert mit dem Gleitbandmodell in Abschnitt 3.3) zu prüfen, ob dort die Bedingung für die Gleitbandentstehung ($\tau_{\text{GS}} > \tau_c$) in einem Gleitsystem erfüllt ist, welches mit dem Gleitsystem des bestehenden Gleitbandes für die Umwandlung kompatibel ist (s. Abb. 3.3b). Trifft dies in einem Sensorort zu (z. B. Sternmarkierung in Abb. 3.3c), so wird durch den betreffenden Sensorort und parallel zur relevanten Gleitrichtung eine fiktive Gleitlinie von der einen bis zur gegenüberliegenden Korngrenze verlegt und die Abgleitung Δu^{Sens} analytisch berechnet (analog zu Abb. 3.3a). Als die für die Umwandlung relevante Abgleitung in dem Gleitband dient der Wert Δu^{GIBa} , der am nächstliegenden Ort der Gleitlinie vorliegt. Aus Δu^{Sens} und Δu^{GIBa} , die beide in $\langle 110 \rangle$ -Richtung berechnet wurden, lässt sich mit Gl. (3.10) die Größe des entstehenden Martensitbereichs bestimmen.

Als Geometrie des neu gebildeten martensitischen Bereiches wird vereinfacht eine elliptische Form mit der großen Halbachse doppelt so groß wie die kleine Halbachse, dem berechneten Flächeninhalt A^{M} sowie der Hauptachse entlang des modellierten Gleitbandes angenommen und mittig zwischen die beiden Gleitlinien des Gleitbandes auf Höhe des betreffenden Sensorortes gesetzt (s. Abb. 3.3c). Das Wachstum bereits bestehender Martensitbereiche erfolgt auf die gleiche Weise wie in Abb. 3.3 dargestellt, wobei hierzu Sensororte um den

Martensitbereich herum angeordnet und in diesen die Ableitung Δu^{Sens} analytisch berechnet wird. Der größte Wert für Δu^{Sens} und die Ableitung Δu^{GIBa} in dem nächstgelegenen Knoten des modellierten Gleitbandes bestimmen mit Gl. (3.10) den Größenzuwachs des bestehenden Martensitbereichs. Sobald sich ein Martensitbereich über die gesamte Dicke eines modellierten Gleitbandes erstreckt und dieses somit in zwei Gleitbänder vor und nach dem Martensitbereich aufteilt, werden im Folgenden beide für die Umwandlung relevanten Ableitungen in den um den martensitischen Bereich herum angeordneten Sensorknoten analytisch berechnet und zur Bestimmung des Größenzuwachs genutzt.

Die mechanischen Eigenschaften der Martensitbereiche werden wie folgt definiert.

3.4.2 Mechanismus der transformationsinduzierten Volumenzunahme

Aufgrund der geringeren Dichte der martensitischen Phase gegenüber der austenitischen Phase kommt es während der γ - α' -Umwandlung zu einer Volumenzunahme (s. Abschnitt 2.1.3). Bei der deformationsinduzierten Phasenumwandlung hängt die Verformung während der Martensitbildung von den beiden sich kreuzenden plastischen Ableitungen ab (s. vorheriger Abschnitt), sodass hier die Volumenzunahme richtungsabhängig ist und für jeden Martensitkeim getrennt betrachtet werden muss. In der vorliegenden Arbeit wird die individuelle Volumenzunahme auf Basis der beiden tatsächlich beteiligten Ableitungen berechnet.

Die Verformung infolge atomarer Bewegung beinhaltet zum einen die reine Scherung durch das Gleiten in der Gleitebene und zum anderen eine uniaxiale Dilatation (Ausdehnung senkrecht zur Gleitebene), da Atome während der Bewegung Atompositionen benachbarter Ebenen überwinden müssen und somit parallel zur Gleitebene verschoben werden. Zur mathematischen Beschreibung dieser Verformung werden für beide Anteile gitterinvariante Deformationen berechnet (Bhadeshia 2004, Yang et al. 2010), die aus kontinuumsmechanischer Sicht als Deformationsgradienten aufgefasst werden können (Fang et al. 1998). Für reine Scherung kann nach Gl. (3.13) der Deformationsgradient \mathbf{P}_{sh} und für uniaxiale Dilatation nach Gl. (3.14) der Deformationsgradient \mathbf{P}_{dil} berechnet werden, wobei \mathbf{I} die Einheitsmatrix, \mathbf{n} der Normaleneinheitsvektor zur Gleitebene, \mathbf{n}^T die Transponierte von \mathbf{n} und m_{sh} bzw. m_{dil} die Beträge und \mathbf{d}_{sh} bzw. \mathbf{d}_{dil} die Einheitsvektoren der Verschiebungen infolge Scherung und Dilatation darstellen (s. Abb. 3.4).

$$\mathbf{P}_{\text{sh}} = \mathbf{I} + m_{\text{sh}} \mathbf{d}_{\text{sh}} \cdot \mathbf{n}^T \quad (3.13)$$

$$\mathbf{P}_{\text{dil}} = \mathbf{I} + m_{\text{dil}} \mathbf{d}_{\text{dil}} \cdot \mathbf{n}^T \quad (3.14)$$

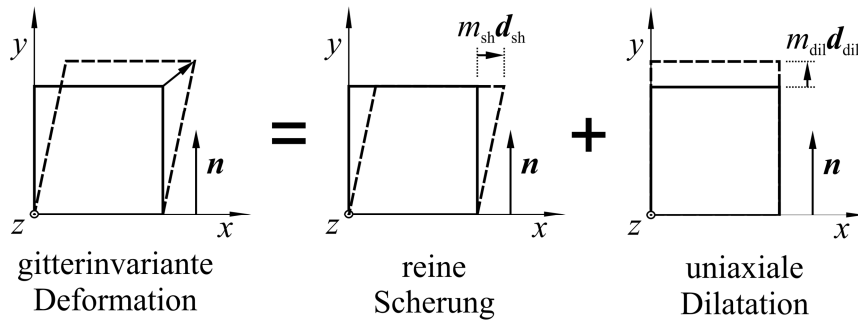


Abb. 3.4 Schematische Darstellung der Gleitverformung durch eine gitterinvariante Deformation bestehend aus reiner Scherung und uniaxialer Dilatation.

Beide Anteile können durch einfache Matrixmultiplikation zu \mathbf{P} zusammengefasst werden:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{\text{sh}} \cdot \mathbf{P}_{\text{dil}} \quad (3.15)$$

Der Deformationsgradient \mathbf{P} wird im Folgenden dazu genutzt, die Verformung beider Scherungen des Bogers und Burgers Modells geometrisch zu beschreiben. Mit den Gleichungen (3.13) bis (3.15) kann für jede der beiden Scherungen ein Deformationsgradient aufgestellt werden (\mathbf{P}_1 und \mathbf{P}_2). Die Gleitebenen entsprechen hier dem jeweils relevanten $\{111\}$ -Typ der kfz-Austenitstruktur (daraus ergeben sich \mathbf{n} und $\mathbf{d}_{\text{dil}} = \mathbf{n}$), der Vektor \mathbf{d}_{sh} entspricht den Einheits-Burgersvektoren der relevanten Partialversetzungen und m_{sh} und m_{dil} folgen für die γ - α' -Umwandlung aus Tab. 3.1.

| Scherung des BB-Modells | m_{sh} | m_{dil} |
|-------------------------|--------------------|------------------|
| 1. | $\sqrt{10/9} - 1$ | $\sqrt{5}/10$ |
| 2. | $\sqrt{16/15} - 1$ | 1/4 |

Tab. 3.1 Beträge der Verschiebungen infolge Scherung m_{sh} und Dilatation m_{dil} für die 1. und 2. Scherung des BB-Modells während der γ - α' -Umwandlung (s. auch Yang et al. (2010)).

Nach Berechnung der Deformationsgradienten für beide Scherungen kann mit Gl. (3.16) ein \mathbf{P}_{BB} bestimmt werden, das die richtungsabhängige Verformung eines vollständigen martensitischen Umwandlungsprozesses beschreibt.

$$\mathbf{P}_{\text{BB}} = \mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2 \quad (3.16)$$

Das Kugelmodell des BB-Modells setzt voraus, dass die kleinstmöglichen Abstände der Atome (bzw. der Kugeln bei gegenseitigem Kontakt) während der Umwandlung unverändert bleiben. Es geht jedoch aus den Gitterkonstanten und den Atomanordnungen der Phasen

hervor, dass der kleinstmögliche Atomabstand des α' -Martensits kleiner ist als der des γ -Austenits. Daher wird der Deformationsgradient \mathbf{P}_{BB} mit folgender Gleichung in Abhängigkeit der Gitterkonstanten a^{A} des Austenits und a^{M} des Martensits angepasst:

$$\mathbf{P}_{\text{BB}}^* = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{a^{\text{M}}}{a^{\text{A}}} \mathbf{P}_{\text{BB}}. \quad (3.17)$$

Aus diesem Deformationsgradienten kann schließlich mit Hilfe der Green-Lagrange-Formulierung in Gl. (3.18) die zugehörige anisotrope Verzerrungsmatrix $\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{M}}$ berechnet werden (Holzapfel 2000), die die individuelle Verformung jedes Martensitkeims und somit auch die transformationsinduzierte Volumenzunahme beschreibt und in die Berechnung des Modells mit eingeht. $\mathbf{P}_{\text{BB}}^{*\text{T}}$ stellt die Transponierte von \mathbf{P}_{BB}^* dar.

$$\boldsymbol{\varepsilon}^{\text{M}} = \frac{1}{2} \left(\mathbf{P}_{\text{BB}}^{*\text{T}} \cdot \mathbf{P}_{\text{BB}}^* - \mathbf{I} \right) \quad (3.18)$$

Auf die kristallographische Orientierungsbeziehung zwischen dem Austenit und dem erzeugten Martensit wird anschließend Bezug genommen.

3.4.3 Kristallographische Orientierungsbeziehung

Mit Hilfe der kristallographischen Orientierungsbeziehungen bzw. der Rotation zwischen dem Ausgangsaustenit und dem neu gebildeten Martensit können die elastischen Eigenschaften eines modellierten Martensitbereichs festgelegt werden.

Grigorescu et al. (2016) haben für den metastabilen austenitischen Edelstahl AISI 304 experimentell bestätigt, dass feste Orientierungsbeziehungen zwischen den neu entstehenden Martensitbereichen und dem jeweils umgebenden Austenit vorliegen, die den Beziehungen nach Kurdjumov und Sachs (KuS-Beziehungen, s. Abschnitt 2.1.3) folgen.

Aus dem vorherigen Abschnitt gingen die modellierten Orientierungsbeziehungen zwischen dem Ausgangsaustenit und dem gebildeten Martensitbereich hervor. Die zugehörige Rotation $\mathbf{R}_{\gamma\alpha'}$ lässt sich mit Hilfe der polaren Zerlegung des Deformationsgradienten \mathbf{P}_{BB}^* wie folgt berechnen (Holzapfel 2000):

$$\mathbf{R}_{\gamma\alpha'} = \mathbf{P}_{\text{BB}}^* \mathbf{U}^{-1}, \quad (3.19)$$

wobei \mathbf{U} die Quadratwurzel von $\sqrt{\mathbf{P}_{\text{BB}}^{*\text{T}} \mathbf{P}_{\text{BB}}^*}$ ist. Der Vergleich dieser Rotation mit den KuS-Beziehungen ergab, dass jede modellierte Orientierungsbeziehung mit Hilfe des BB-Modells mindestens eine der 24 KuS-Beziehungen mit einer kleinen Abweichung erfüllte. Dabei war

die Parallelität einer $[101]_{\gamma}$ - mit einer $[111]_{\alpha}$ -Gleitrichtung vollständig gegeben, während zwischen den zugehörigen $(111)_{\gamma}$ - und $(011)_{\alpha}$ -Ebenen eine maximale Winkeldifferenz von $5,91^{\circ}$ vorlag. Vor dem Hintergrund von Abweichungen zwischen den real gemessenen Orientierungsbeziehungen und den KuS-Beziehungen wird dieser Unterschied als vernachlässigbar angesehen und dadurch das Modell auf Basis des BB-Modells bekräftigt. Der Elastizitätstensor eines modellierten Martensitbereichs im globalen Koordinatensystem ergibt sich daher in dem vorliegenden Modell durch Rotation des Elastizitätstensors der martensitischen Phase mit der Rotationsmatrix $\mathbf{R}_{\gamma\alpha}$ (s. Gl. (3.19)), um von dem Koordinatensystem (KS) der martensitischen Einheitszelle in das des umgebenden Austenitkorns zu gelangen und durch anschließende Rotation mit der Rotationsmatrix $\mathbf{R}_{0\gamma}$, die die Rotation von dem KS des umgebenden Austenitkorns in das globale KS beschreibt. Für die Rotationsvorschriften sei z. B. auf Altenbach et al. (1996) verwiesen.

Abschließend zum Martensitmodell wird die modellierte Temperaturabhängigkeit erläutert.

3.4.4 Temperaturabhängigkeit der Martensitbildung

Der Temperatureinfluss auf die martensitische Umwandlung liegt indirekt in Form der temperaturabhängigen Stapelfehlerenergie des Werkstoffs und der chemischen Triebkraft vor. Deren Einflüsse auf die Martensitbildung wurden in dem kinetischen Modell von Olson & Cohen (1975) und dessen Erweiterungen für den Zugversuch empirisch beschrieben (s. Abschnitt 2.5.2). In dieser Arbeit sollen deren Ansätze genutzt werden, um die Einflussfaktoren V_{SFE} und V_{chem} zu definieren, die die Einflüsse der Stapelfehlerenergie (V_{SFE}) sowie der chemischen Triebkraft (V_{chem}) in Abhängigkeit der Proben temperatur T berücksichtigen, und entsprechend Gl. (3.20) direkt auf die Größe A^{M} des entstehenden Martensitbereichs angewendet werden.

$$A^{\text{M}*}(T) = A^{\text{M}} \cdot V_{\text{SFE}}(T) \cdot V_{\text{chem}}(T) \quad (3.20)$$

Es liegt nahe, den Faktor V_{SFE} dem Parameter α_{SFE} (Einfluss Stapelfehlerenergie) und den Faktor V_{chem} der Wahrscheinlichkeit P (Einfluss chemische Triebkraft) des kinetischen Modells von Olson und Cohen zuzuordnen. Für den Einflussfaktor V_{SFE} wird die folgende Beziehung in Anlehnung an die von Zaera et al. (2012) aufgestellte Beschreibung des Parameters α_{SFE} in Gl. (2.46) gewählt, da sie die Bildung des Martensits im gesamten Temperaturbereich der deformationsinduzierten Phasenumwandlung berücksichtigt (s. Abb. 2.18a).

$$V_{\text{SFE}} = \alpha_1^Z \left[1 - \Theta \cdot e^{\alpha_2^Z (1 - \Theta^{-1})} \right] \quad (3.21)$$

α_1^Z , α_2^Z sind Materialparameter, die den Einfluss der temperaturabhängigen Stapelfehlerenergie beschreiben und Θ ist die normierte Temperatur aus Gl. (2.47).

Der Faktor V_{chem} wird über die Wahrscheinlichkeit P definiert, mit der in dem Modell von Olson und Cohen ein Gleitbandkreuzungspunkt ein Martensitembryo bildet (s. Gl. (2.40)). Entsprechend den Modellannahmen von Stringfellow et al. (1992) (s. Gl. (2.49)) wird der Faktor V_{chem} wie folgt in Abhängigkeit der chemischen Triebkraft g definiert:

$$V_{\text{chem}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_g} \int_{-\infty}^g \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{g' - \bar{g}}{s_g}\right)^2\right) dg' \quad (3.22)$$

Die Größen \bar{g} und s_g sind Modellparameter, die den Einfluss der chemischen Triebkraft beschreiben. Die chemische Triebkraft g ergibt sich ohne Berücksichtigung des Spannungseinflusses (vgl. Gl. (2.50)) in Abhängigkeit der absoluten Temperatur θ zu:

$$g = -\theta. \quad (3.23)$$

Der Spannungszustand wird nicht formelmäßig eingebracht, da die Modellierung der plastischen Verformung in Gleitbändern bereits in Abhängigkeit der lokalen Beanspruchung des Gefüges erfolgt.

Mit den zuvor beschriebenen Mechanismen ist die Modellierung der deformationsinduzierten Martensitbildung vollständig beschrieben. Im Folgenden werden die Modellparameter erläutert, die im weiteren Verlauf der Arbeit als Inputdaten für die Simulationen genutzt werden.

3.5 Modellparameter

Die zuvor beschriebenen Mechanismen zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern und der deformationsinduzierten Martensitbildung nutzen Modellparameter zur Charakterisierung der Werkstoffeigenschaften. In Tab. 3.3 sind die Werte dieser Parameter für den metastabilen und den stabilen Austenitstahl angegeben, sofern sie nicht erst aus den Simulationsstudien dieser Arbeit hervorgehen.

Zur Charakterisierung der elastisch anisotropen Eigenschaften sind in Tab. 3.3 die elastischen Kennwerte C_{11}^A , C_{12}^A , C_{44}^A für die austenitische γ -Phase und C_{11}^M , C_{12}^M , C_{44}^M für die martensitische α' -Phase angegeben.

Die kritische Schubspannung τ_c^{304} zur Gleitbandentstehung in dem metastabilen Austenitstahl AISI 304 wird auf Grundlage der Untersuchungen von Müller-Bollenhagen et al. (2010) abgeschätzt. Die Autoren haben in einem Ermüdungsversuch mit stufenweiser Laststeigerung gezeigt, dass ab einer äußeren Wechselbeanspruchungsamplitude von ca. $\Delta\sigma/2 = 80$ MPa die Proben temperatur anstieg, was auf den Beginn der plastischen Verformung in Gleitbändern zurückgeführt wurde. Laut dem Schmid'schen Schubspannungsgesetz (s. Gl. (2.12)) liegt in einem Gleitsystem mit maximalem Schmidfaktor ($m_{SF}=0,5$) bei einer äußeren Zugbeanspruchung von $\sigma = 80$ MPa eine Schubspannung von $\tau = 40$ MPa vor. Da jedoch im polykristallinen Gefüge von Schubspannungsüberhöhungen in vereinzelt Körnern auszugehen ist, wird in dieser Arbeit eine höhere kritische Schubspannung mit $\tau_c^{304} = 70$ MPa angenommen. Dieser Wert wurde anhand erster Simulationsstudien abgeschätzt. Aufgrund der geringen Stapelfehlerenergie des metastabilen Austenitstahls (s. Tab. 2.1) ist planares Gleiten und somit der Nahordnungseffekt in diesem Werkstoff begünstigt. Infolge des Nahordnungseffektes wird nach der Entstehung eines Gleitbandes eine auf $\tau_F^{304} = 50$ MPa reduzierte Fließschubspannung herangezogen. Für diesen Wert lassen sich keine experimentellen Belege finden, jedoch können hiermit in Ermüdungssimulationen und im Vergleich auf Basis des Resonanzverhaltens gute Übereinstimmungen zwischen Simulation und Experiment erreicht werden, wie die im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellten Ergebnisse noch zeigen werden. Monnet & Pouchon (2013) haben innerhalb einzelner Körnern des stabilen austenitischen Edelstahl AISI 316 L Mikrosäulen mit Hilfe der Focused Ion Beam (FIB) Technologie hergestellt und diese mittels Nanoindentierung gestaucht. Die Aufzeichnung der Spannungs-Dehnungs-Kurve ergab eine kritische Schubspannung von $\tau_c^{316} = 110$ MPa, die in dieser Arbeit für den stabilen austenitischen Edelstahl AISI 316 L genutzt wird. Für diesen Werkstoff wird aufgrund der höheren Stapelfehlerenergie und des damit eher welligen Gleitverhaltens kein Nahordnungseffekt berücksichtigt und somit die Fließschubspannung τ_F^{316} gleich der kritischen Schubspannung τ_c^{316} gesetzt.

Die Temperaturabhängigkeit von τ_c und τ_F ist in dem Modell in Abhängigkeit der drei materialspezifischen Parameter η_1 , η_2 und η_3 beschrieben (s. Gl. (3.6)). In Tab. 3.3 sind die Werte für den metastabilen Austenitstahl (η_1^{304} , η_2^{304} , η_3^{304}) angegeben, für den in dieser Arbeit Simulationen bei erhöhter Proben temperatur durchgeführt werden.

Die Versetzungsverfestigung des Werkstoffs ist durch das Verfestigungsgesetz in Gl. (3.3) beschrieben. Für den darin enthaltenen geometrischen Parameter d^* erhält man aus Gl. (3.4) mit einer für die untersuchten Werkstoffe abgeschätzten mittleren Gleitbandbreite $\bar{d}_{GB} = 1$ μm , einem mittleren Korndurchmesser $\bar{D} = 40$ μm und dem Betrag des Burgersvektor b aus

Gl. (2.10) mit a^A aus Tab. 3.3 einen Wert von ca. $d^*=0,01 \mu\text{m}^3$. Die initiale Fließschubspannung τ_{F0} wird gleich der Fließschubspannung τ_F^{304} oder τ_F^{316} gesetzt und für den Schubmodul G werden 78 GPa angenommen (INCO 1968). Für den Parameter α lassen sich im Vorhinein keine Werte festlegen, weshalb hierfür ein Wert in Simulationsstudien gesucht wird. Es wird jedoch vorab festgelegt, dass der Parameter α für den metastabilen und den stabilen Austenitstahl gleich groß gewählt wird, damit die Variationsmöglichkeit der Parameter im überschaubaren Rahmen bleibt.

Die zyklische Abgleichungsirreversibilität p für austenitische Edelmstähle unter VHCF-Beanspruchung geht nicht unmittelbar aus der Literatur hervor. Weidner et al. (2010) konnten in einer semi-quantitativen Analyse für polykristallines Kupfer einen Wert von $p = 3,6 \cdot 10^{-5}$ während der VHCF-Ermüdung abschätzen. Hierzu haben die Autoren die Probenoberflächenaufrattung, die sich als Resultat der zyklischen Abgleichungsirreversibilität ausgebildet hat, mittels FIB Technologie und REM ausgewertet. Diese Vorgehensweise ließ sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit den im Kooperationsprojekt ermittelten experimentellen Befunden auf den stabilen Austenitstahl übertragen und somit konnte ein Wert von $p^{316} = 2 \cdot 10^{-5}$ abgeschätzt werden. Für den metastabilen Austenitstahl ist diese Vorgehensweise aufgrund der Wechselwirkung der plastischen Verformung in Gleitbändern mit der martensitischen Phasenumwandlung nicht anzuwenden. Auf Basis von experimentellen Befunden wird vermutet, dass die Irreversibilität mit abnehmender Stapelfehlerenergie sinkt (Risbet & Feaugas 2008, Mughrabi 2009). Mit dieser Beobachtung und dem Vergleich der Stapelfehlerenergien des metastabilen und stabilen Austenitstahls wird für diese Arbeit der Parameterwert $p^{304} = 2 \cdot 10^{-6}$ festgelegt. Demnach ist die modellierte Irreversibilität des metastabilen Austenitstahls um den Faktor 10 geringer als die des stabilen Austenitstahls. Es ist jedoch zu beachten, dass hier für p^{304} ein hypothetischer Wert festgelegt wurde.

Die Temperaturabhängigkeit der martensitischen Phasenumwandlung wird in dem Modell berücksichtigt, indem die Einflüsse durch die Stapelfehlerenergie in Form des Parameters V_{SFE} sowie durch die chemische Triebkraft in Form des Parameters V_{chem} auf die berechnete Martensitgröße A^M angewendet werden (s. Gl. (3.20)). Für die Berechnung von V_{SFE} in Gl. (3.21) wird für α_2^Z der Wert aus dem Modell von Zaera et al. (2012) übernommen (s. Tab. 3.3), wobei α_1^Z gleich 1 gesetzt wird, damit der Wert für V_{SFE} kleiner oder gleich 1 bleibt und somit die Martensitgröße A^M nicht infolge der Temperatur vergrößert werden kann. Für die Berechnung der normierten Temperatur Θ in Gl. (3.21) bzw. (2.47) sind ebenfalls die Temperaturwerte von $M_{s,\sigma}$ und M_d sowie zusätzlich von M_s in Tab. 3.3 gegeben. Der Faktor

V_{chem} in Gl. (3.22) ist vollständig durch die Parameter \bar{g} und s_g beschrieben. Die zugehörigen Werte werden in dieser Arbeit so gewählt, dass der Faktor V_{chem} vom Wert 1 bei der Martensitstarttemperatur M_s bis zum Wert 0 bei der Martensitendtemperatur M_d abnimmt. Die hierzu nötigen Parameterwerte für \bar{g} und s_g sind in Tab. 3.3 gegeben. Die resultierenden Verläufe für V_{SFE} und V_{chem} gehen aus Abb. 3.5 hervor.

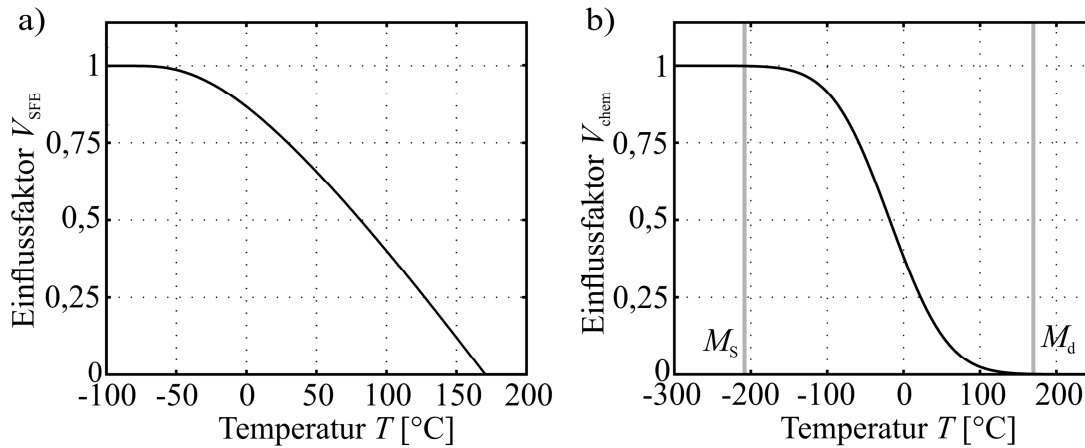


Abb. 3.5 (a) Temperaturabhängiger Faktor V_{SFE} und (b) temperaturabhängiger Faktor V_{chem} .

Die hier beschriebenen Einflüsse der Temperatur auf die martensitische Umwandlung beziehen sich auf empirische Modelle, deren Parameter anhand von Zugversuchen und entsprechenden Simulationen bestimmt wurden. Inwieweit diese Modellannahmen auf die temperaturabhängige Martensitbildung während der zyklischen Verformung bei kleinen Beanspruchungen übertragbar sind, sollen die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen.

Aufgrund eines sehr hohen Berechnungsaufwandes in den Ermüdungssimulationen dieser Arbeit ist es nicht möglich, die zyklische plastische Verformung bis hin zu hohen Zyklenzahlen, insbesondere im VHCF-Bereich, nachzubilden. Daher werden für die Simulationen bestimmte Modellparameter gezielt angepasst, damit das Verformungsverhalten resultierend aus vielen Versuchszyklen im Experiment durch eine deutlich geringere Anzahl an simulierten Zyklen nachgebildet werden kann. Für die Anpassung werden die Parameter für die zyklische Ableitungsirreversibilität p sowie die Verfestigung α herangezogen, die zur Beschreibung der zyklischen Verformung in Gleitbändern dienen. Die angepassten Werte werden in den Parametern p_{Sim} und α_{Sim} hinterlegt. Eine plausible Hypothese stellt die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der Zyklenzahl und der gewählten Irreversibilität dar. So lassen sich die in Tab. 3.2 dargestellten Beziehungen zwischen der simulierten Zyklenzahl N_{Sim} mit p_{Sim} und der repräsentierten Versuchszyklenzahl N_{Exp} mit $p^{304} = 2 \cdot 10^{-6}$ (s. Tab. 3.3) für den metastabilen Austenitstahl aufstellen.

| | $N_{\text{Exp}} = 1 \cdot 10^6$ | $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^6$ | $N_{\text{Exp}} = 1 \cdot 10^7$ | $N_{\text{Exp}} = 1 \cdot 10^8$ | $N_{\text{Exp}} = 1 \cdot 10^9$ |
|-----------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| $N_{\text{Sim}} = 10$ | $p_{\text{Sim}} = 0,2$ | 0,4 | 2 | 20 | 200 |
| $N_{\text{Sim}} = 20$ | 0,1 | 0,2 | 1 | 10 | 100 |

Tab. 3.2 Zusammenhänge zwischen der simulierten Zyklenzahl N_{Sim} und der Versuchszyklenzahl N_{Exp} in Abhängigkeit der Abgleitungsirreversibilität p_{Sim} in den Ermüdungssimulationen des metastabilen Austenitstahls AISI 304.

| Parameter | Beschreibung | Wert | Referenz |
|--|---|------------------------------------|----------------------------------|
| $C_{11}^A, C_{12}^A, C_{44}^A$ | elastische Kennwerte γ -Austenit | 209 GPa, 133 GPa, 121 GPa | (Ledbetter 1985) |
| $C_{11}^M, C_{12}^M, C_{44}^M$ | elastische Kennwerte α' -Martensit | 248 GPa, 110 GPa, 121 GPa | (Yeddu et al. 2012) |
| $\tau_c^{304}, \tau_F^{304}$ | krit. Schubspannung und Fließschubspannung von AISI 304 bei RT | 70 MPa, 50 MPa | * |
| $\tau_c^{316} = \tau_F^{316}$ | krit. Schubspannung und Fließschubspannung von AISI 316 L bei RT | 110 MPa | (Monnet & Pouchon 2013) |
| $\eta_1^{304}, \eta_2^{304}, \eta_3^{304}$ | Materialparameter für T -Abhängigkeit der plast. Verf. von AISI 304 (Gl. (3.6)) | 0,67, 0,0087, 0,43 | (Abb. 2.4) |
| a^A, a^M | Gitterkonstante der γ - Austenitphase und der α' -Martensitphase | 0,3585 nm, 0,2872 nm | (Padilha & Rios 2002) |
| p^{304}, p^{316} | Zyklische Abgleitungsirreversibilität von AISI 304 und von AISI 316 L | $2 \cdot 10^{-6}, 2 \cdot 10^{-5}$ | * |
| α_1^Z | Materialparameter für Abhängigkeit der Martensitbildung von Stapelfehlerenergie von AISI 304 (Gl. (3.21)) | 1 | * |
| α_2^Z | | 0,59 | (Zaera et al. 2012) |
| M_s | Martensitstarttemperatur | 65 K | (Rodríguez-Martínez et al. 2011) |
| $M_{s,\sigma}$ | Starttemperatur der deformationsinduzierten Martensitbildung | 173 K | (Zaera et al. 2012) |
| M_d | Martensitendtemperatur | 443 K | (Zaera et al. 2012) |
| \bar{g} | Mittelwert der Martensitbildungswahrscheinlichkeitsverteilung von AISI 304 (Gl. (3.22)) | -255 | * |
| s_g | Standardabweichung der Martensitbildungswahrscheinlichkeitsverteilung von AISI 304 (Gl. (3.22)) | 60 | * |

Tab. 3.3 Modellparameter zur Beschreibung der Werkstoffeigenschaften des metastabilen austenitischen Edeltahls (AISI 304) und des stabilen austenitischen Edeltahls (AISI 316 L) während der Ermüdung (*: siehe vorherige Erläuterungen in Abschnitt 3.5).

Zusätzlich wird die mit dem Modell berechnete Martensitfläche durch einen Faktor $s_{\alpha'}$ erhöht, damit auch die Martensitbildung in den Simulationen für eine deutlich größere Zyklenzahl im realen Ermüdungsversuch abgebildet wird.

Die zugehörigen Werte für α_{Sim} und $s_{\alpha'}$ werden in den Simulationsstudien durch Vergleich mit experimentellen Ergebnissen bestimmt.

Im Anschluss wird auf die Beschreibung des Resonanzverhaltens im Modell eingegangen.

3.6 Beschreibung des Resonanzverhaltens

Der Vergleich des experimentell bestimmten Resonanzverhaltens der Ermüdungsprobe im Versuch mit dem aus der Simulation resultierenden Resonanzverhalten geschieht über das Resonanzfrequenzverhältnis η_{res} . Mit der in Ermüdungsversuchen aufgezeichneten Resonanzfrequenz f_{res} und der Eigenfrequenz f_0 lässt sich mit Gl. (2.23) das Resonanzfrequenzverhältnis η_{res} der untersuchten Proben bestimmen. Parallel erlaubt das hysteretische Dämpfungsmodell in Verbindung mit der viskosen Dämpfung (s. Abschnitt 2.3) die Berechnung von η_{res} in Abhängigkeit von Größen, die aus der Kraft-Verschiebungs-Hysterese hervorgehen (s. Gl. (2.31)). Daher wird aus den Simulationen in dieser Arbeit die Kraft-Verschiebungs-Hysterese infolge der zyklischen plastischen Verformung der modellierten Gefüge für jede simulierte Periode ausgelesen und zur Bestimmung des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} herangezogen. Somit liegt ein geeigneter Ansatz vor, die simulierten Ergebnisse mit dem experimentell bestimmten Resonanzverhalten zu vergleichen.

Die für die simulierte Hysterese relevanten Kräfte und Verschiebungen werden auf den äußeren Rändern der modellierten Gefügeausschnitte ausgelesen. Hierbei ist zu beachten, dass in den Simulationen dieser Arbeit die für die Dämpfung relevante plastische Verformung nicht im gesamten Gefügeausschnitt sondern immer nur in einem kleineren, repräsentativen Bereich (mittlere Körner) des Gefüges nachgebildet wird, um Randeinflüsse klein zu halten und den Berechnungsaufwand zu begrenzen. Aus diesem Grund musste jedoch eine Erhöhung der aus der Hystereseschleife bzw. Simulation errechneten Dämpfung vorgenommen werden. Hierzu wurde die Dämpfung entsprechend des Verhältnisses aus dem Flächeninhalt des gesamten modellierten Gefüges und dem Flächeninhalt des Bereiches, in dem plastische Verformung nachgebildet wurde, erhöht.

Im folgenden Kapitel wird das in dieser Arbeit genutzte numerische Verfahren vorgestellt.

4 Numerisches Simulationsverfahren

Die zuvor beschriebenen Modellierungsansätze erfordern ein Verfahren, das mechanische Größen wie Spannungen und Verschiebungen in den nachgebildeten Gefügen berechnet und die Anwendung der zuvor beschriebenen Modellmechanismen erlaubt. Die Differentialgleichung (2.2) kann aufgrund der Komplexität der Gefügegeometrie sowie der elastischen Anisotropie nicht analytisch gelöst werden, weshalb ein numerisches Verfahren erforderlich ist. In der Mechanik kommen vorwiegend die Finite-Elemente-Methode (FEM) oder die Randelementemethode (engl. *boundary element method*, BEM) als numerisches Lösungsverfahren zum Einsatz. Im Folgenden werden beide Methoden voneinander abgegrenzt und die Begründung für die Verwendung der BEM in dieser Arbeit dargelegt.

Die Finite-Elemente-Methode ist deutlich weiter verbreitet und steht in verschiedenen kommerziellen Programmen zur Verfügung. Dadurch ist eine einfache Bedienbarkeit gewährleistet. Die Formulierung der FEM ermöglicht komplizierte Berechnungen wie z. B. die elastisch anisotrope und räumliche Verformungsbeschreibung komplexer Geometrien oder die Lösung statischer oder dynamischer sowie nicht-linearer und nicht-homogener Probleme (Bathe 2006). Die Randelementemethode wird weniger häufig in der Mechanik eingesetzt und kommerzielle Programme sind wenig bekannt. Ein grundlegendes Merkmal der BEM ist die Verwendung von Fundamentallösungen, die analytische Lösungen der relevanten Differentialgleichungen beschreiben. Dies führt einerseits zu einer erhöhten Genauigkeit, jedoch müssen andererseits geeignete Fundamentallösungen bekannt sein. Bestimmte Probleme wie z. B. die Berücksichtigung elastisch anisotroper Eigenschaften oder die Behandlung inhomogener oder nicht-linearer Probleme erweisen sich daher bei Verwendung der BEM als schwierig (Gaul et al. 2003).

Beide Methoden gehören zu den sogenannten Netzmethoden, bei denen das betrachtete Gebiet in Elemente unterteilt wird. Für diese werden bestimmte Ansatzfunktionen gewählt, die den Verlauf der Lösung im jeweiligen Element näherungsweise beschreiben. Bei der FEM muss hierzu das gesamte Gebiet mit Elementen vernetzt werden, wohingegen es bei der Randelementemethode nur erforderlich ist, im ebenen Fall den Rand bzw. im räumlichen Fall die Oberfläche eines Gebietes mit Elementen zu vernetzen. Je nach Komplexität der Geometrie ergibt sich hieraus ein deutlich geringerer Aufwand hinsichtlich der Erzeugung des Netzes. Dies betrifft insbesondere die Netzanpassung, die bei Verwendung der BEM z. B. vor Rissspitzen vollständig entfällt. Zudem entsteht bei Verwendung der BEM aufgrund der geringeren Anzahl an Elementen ein weitaus kleineres zu lösendes Gleichungssystem, was

sich auf den Berechnungsaufwand positiv auswirkt. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass bei der Randelementemethode jeder Knotenwert eines Elementes von allen anderen Knotenwerten des Gebietes der nachzubildenden Geometrie abhängt, was zu einem vollbesetzten und unsymmetrischen Gleichungssystem führt, das numerisch aufwändig zu lösen ist. Bei der Finite-Elemente-Methode hängen die Knotenwerte nur von den umgebenden Knoten ab und somit liegt hier ein schwach besetztes und zudem symmetrisches Gleichungssystem vor, das einfacher zu lösen ist. Weiterhin ist zu erwähnen, dass bei Verwendung der BEM die mechanischen Größen im Gebietsinneren in Abhängigkeit der Randlösungen in einer Nachlaufrechnung ohne numerische Lösung bestimmt werden können.

Die Nachbildung plastischer Gleitvorgänge geschieht bei der Finite-Elemente-Methode vorwiegend durch die Berücksichtigung plastischer Scherdeformationen. Im Rahmen der kristallplastischen Simulation werden hierzu die Scherungen auf den kristallinen Gleitsystemen eines Werkstoffs in einem plastischen Anteil des Deformationsgradienten zusammengefasst (Harren & Asaro 1989). Darüber hinaus sind für die direkte Berücksichtigung der Abgleitung, die die Tangentialverschiebung zwischen zwei gegenüberliegenden Flanken beschreibt, spezielle Ansätze erforderlich. Zum einen können mit Hilfe eines kohäsiven Modells Tangentialverschiebungen zwischen Elementen ermöglicht werden (Yang et al. 2005) und zum anderen können den Verschiebungsansatzfunktionen Sprünge zugewiesen werden (Areias & Belytschko 2006). Bei der Randelementemethode gestaltet sich die Nachbildung der Abgleitung deutlich einfacher, da durch Verwendung des Relativverschiebungsansatzes die Tangentialverschiebungen direkt als Berechnungsgröße mit eingehen. Gleitebenen können zudem einfach in ein betrachtetes Gebiet eingebracht werden, indem nur die Ebene selbst mit Elementen vernetzt wird. Aufgrund des elementfreien Gebietsinneren ist keine Netzanpassung in der Umgebung der Gleitebene erforderlich.

Für die numerischen Berechnungen in dieser Arbeit stellen zunächst die Finite-Elemente-Methode als auch die Randelementemethode geeignete Verfahren dar. Hinsichtlich der im vorherigen Kapitel 3 beschriebenen Modellierungsansätze erweist sich jedoch der erhöhte Vernetzungsaufwand bei Verwendung der FEM als nachteilig. Hierbei erfordert das Einbringen von Gleitbändern (bzw. der zugehörigen Gleitebenen) und das Einfügen neuer martensitischer Gebiete zusätzlich die Anpassung des umgebenden Netzes und die direkte Abgleitungsbeschreibung in Gleitebenen ist schwierig umzusetzen. Bei Verwendung der BEM ist die Vernetzung auf Gebiets- bzw. Korn- und Phasengrenzen sowie auf Gleitbänder beschränkt, sodass im Gebietsinneren keine Neuvernetzung erforderlich ist. Zudem ist die Berechnung der Abgleitung einfach möglich. Aus den genannten Gründen wird in dieser

Arbeit die Randelementemethode als numerisches Verfahren eingesetzt. Als Basis dient ein bestehendes zweidimensionales (2-D) Randelementprogramm, das in vorherigen Arbeiten am Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik entwickelt wurde (Kübbeler 2017). Es erlaubt die Kopplung mehrerer angrenzender Gebiete, denen jeweils eigene elastisch isotrope Eigenschaften und isotrope Volumendehnungen zugewiesen werden können. In dieser Arbeit erfolgt eine Erweiterung der Methode durch Einarbeiten von Fundamentallösungen für zweidimensionale, elastisch anisotrope Festkörper. Mit dieser Erweiterung ist die Berücksichtigung elastisch anisotroper Eigenschaften sowie anisotroper Volumenzunahmen möglich und die Verformung des in der Ebene vernetzten Gebietes kann räumlich beschrieben werden.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die in dieser Arbeit genutzte 2-D Randelementemethode vorgestellt und anschließend die Vorgehensweise zur Lösung des Modells erläutert.

4.1 Randwertproblem

Die partielle Differentialgleichung für das elastische Problem ist durch Gl. (2.2) gegeben. Zunächst wird ein zweidimensionaler, homogener und linear-elastisch anisotroper Festkörper mit innenliegender Gleitlinie betrachtet (s. Abb. 4.1). Der Festkörper bzw. das zweidimensionale Gebiet besitzt die Fläche Ω_d sowie den äußeren Rand Γ_b . Die Gleitlinie ist durch eine obere Flanke Γ_s^+ und eine untere Flanke Γ_s^- beschrieben.

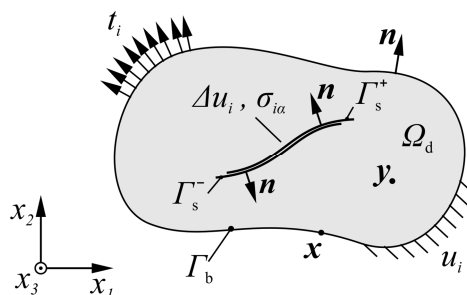


Abb. 4.1 Elastisch anisotroper Festkörper mit innenliegender Gleitlinie.

Auf dem äußeren Rand Γ_b sind die Randbedingungen durch den Verschiebungsvektor u_i und den Randspannungsvektor t_i definiert. Der Randspannungsvektor t_i berechnet sich aus dem Spannungstensor $\sigma_{i\alpha}$ und dem äußeren Normaleneinheitsvektor n_α durch

$$t_i(\mathbf{x}) = \sigma_{i\alpha}(\mathbf{x})n_\alpha(\mathbf{x}). \quad (4.1)$$

Es ist zu beachten, dass in Gl. (4.1) und in den folgenden Ausführungen römische Indizes von 1 bis 3 und griechische Indizes von 1 bis 2 laufen.

Auf den Flanken der Gleitlinie werden der Relativverschiebungsvektor Δu_i und der Spannungstensor $\sigma_{i\alpha}$ als Randbedingungen definiert. Der Relativverschiebungsvektor Δu_i ergibt sich aus den Verschiebungen u_i^+ und u_i^- der oberen und unteren Flanke (Γ_s^+ bzw. Γ_s^-) wie folgt:

$$\Delta u_i(\mathbf{x}) = u_i^+(\mathbf{x}) - u_i^-(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma_s^{+/-}. \quad (4.2)$$

Mit der Vorgabe, dass beide Flanken der Gleitlinie mit der betragsmäßig gleichen, jedoch entgegengesetzt ausgerichteten Beanspruchung beaufschlagt werden, die auch Null sein kann, und der Bedingung entgegengesetzt orientierter äußerer Normalenvektoren beider Flanken ($n_\alpha^+ = -n_\alpha^-$) gilt:

$$\left(\sigma_{i\alpha}^+(\mathbf{x}) - \sigma_{i\alpha}^-(\mathbf{x}) \right) n_\alpha^+(\mathbf{x}) = 0, \mathbf{x} \in \Gamma_s^{+/-}. \quad (4.3)$$

Für allgemein elastisch anisotrope Körper sind die drei räumlichen Komponenten der mechanischen Feldgrößen miteinander gekoppelt und müssen daher simultan betrachtet werden (Ting 1996). Bei dem hier betrachteten zweidimensionalen Problem hängen diese Komponenten nicht von der Raumrichtung x_3 sondern nur von x_1 und x_2 ab. Diese Art der Verformung, bei der die drei Komponenten gekoppelt sind, jedoch nur von x_1 und x_2 abhängen, bezeichnet den allgemeinen ebenen Verzerrungs- oder Spannungszustand. Ersteres erfüllt die Bedingung $\varepsilon_{33} = 0$ und Letzteres die Bedingung $\sigma_{33} = 0$. In beiden Fällen ist die Verschiebung u_3 in der Regel ungleich Null. Für die Simulationen in dieser Arbeit wird der allgemeine ebene Spannungszustand herangezogen, da dieser die Bedingungen an der freien Probenoberfläche besser wiedergibt.

Aufbauend auf diesem vorgestellten Randwertproblem wird nachfolgend die Formulierung der Randintegralgleichungen hergeleitet.

4.2 Formulierung der Randintegralgleichungen

Die Randelementemethode nutzt sogenannte Randintegralgleichungen, die aus der zugrundeliegenden Differentialgleichung hervorgehen. Sie sind auf dem Rand des Gebietes bzw. in dem vorliegenden Fall auch auf einer Flanke der Gleitlinie definiert und bilden die Eigenschaften des gesamten Gebietes ab. Die Herleitung dieser Randintegralgleichungen kann über das Konzept der gewichteten Residuen (Brebbia & Dominguez 1998, Kübbeler 2017) oder das Reziprozitätstheorem (Aliabadi 2002, Gaul et al. 2003, Wünsche 2008) erfolgen. Im Folgenden wird das Konzept der gewichteten Residuen für eine zusammenge-

fasste Herleitung genutzt. Hierbei bleiben die Gleitlinien zunächst unbeachtet, sodass der gesamte Rand Γ nur aus dem Gebietsrand Γ_b besteht.

Die Annäherung der Lösung von Gl. (2.2) führt zu einem Fehler oder Residuum, der minimiert wird, indem Gl. (2.2) mit einer Wichtungsfunktion u_i^* multipliziert und das Produkt über das Gebiet integriert wird:

$$\int_{\Omega_d} (\sigma_{i\gamma,\gamma} + b_i) u_i^* d\Omega = 0. \quad (4.4)$$

Die Wichtungsfunktion u_i^* besitzt die physikalische Bedeutung des Verschiebungsfeldes und erfüllt die elastizitätstheoretischen Grundgleichungen (s. Abschnitt 2.1.1).

Durch zweimalige Anwendung der Produktregel und des Gaußschen Integralsatzes, der Gebietsintegrale in Randintegrale umwandelt, kann Gl. (4.4) in die folgende Form überführt werden:

$$\int_{\Omega_d} u_i(\mathbf{x}) b_i^*(\mathbf{x}) d\Omega_x - \int_{\Omega_d} u_i^*(\mathbf{x}) b_i(\mathbf{x}) d\Omega_x = \int_{\Gamma_b} u_i^*(\mathbf{x}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_i^*(\mathbf{x}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x. \quad (4.5)$$

$b_i^*(\mathbf{x})$, $u_i^*(\mathbf{x})$ und $t_i^*(\mathbf{x})$ stellen hier Fundamentallösungen dar, die bisher nicht festgelegt wurden. Wird für die Fundamentallösungen der Volumenkraft $b_i^*(\mathbf{x})$ eine Verteilung in Form der Dirac-Funktion $\delta(\mathbf{x}-\mathbf{y})$ angenommen (s. Gl. (4.6)), wobei \mathbf{y} den Ort der Last und der Einheitsvektor e_i die Richtung der Last beschreiben, so erhält man aufgrund der Filtereigenschaft der Dirac-Funktion für das erste Integral auf der linken Seite von Gl. (4.5) die Verschiebung u_i am Ort \mathbf{y} in Richtung des Einheitsvektors e_i (s. Gl. (4.7)).

$$b_i^*(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) e_i(\mathbf{y}) \quad (4.6)$$

$$\int_{\Omega_d} u_i(\mathbf{x}) b_i^*(\mathbf{x}) d\Omega_x = \int_{\Omega_d} u_i(\mathbf{x}) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) e_i(\mathbf{y}) d\Omega_x = u_i(\mathbf{y}) e_i(\mathbf{y}) \quad (4.7)$$

Nimmt man mit der Volumenkraft $b_i^*(\mathbf{x})$ Impulsbelastungen in alle drei Koordinatenrichtungen e_j vor, so erhält man den Verschiebungsvektor u_j im kartesischen Koordinatensystem. Zudem lassen sich die Fundamentallösungen der Verschiebungen $u_i^*(\mathbf{x})$ und der Randspannungen $t_i^*(\mathbf{x})$ für alle drei Koordinatenrichtungen in den Matrizen $u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ und $t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ zusammenfassen, was aus den Beziehungen:

$$u_i^*(\mathbf{x}) = u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e_j(\mathbf{y}), \quad (4.8)$$

$$t_i^*(\mathbf{x}) = t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) e_j(\mathbf{y}) \quad (4.9)$$

hervorgeht. Die Substitution der Verschiebungsfundamentallösungen $u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ in das Hookesche Gesetz (2.6) ergibt die Beziehung zwischen $u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ und den Randspannungsfundamentallösungen $t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$:

$$t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = C_{i\alpha p\beta} n_\alpha(\mathbf{x}) u_{pj,\beta}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}). \quad (4.10)$$

Das Einsetzen der Gleichungen (4.7), (4.8) und (4.9) in Gl. (4.5) ergibt – wenn der Dirac-Impuls in Richtung e_j der Koordinatenachsen wirkt – die sogenannte Somigliana-Identität:

$$u_j(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x + \int_{\Omega_d} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) b_i(\mathbf{x}) d\Omega_x, \quad (4.11)$$

$$\mathbf{y} \in \Omega_d.$$

Diese ermöglicht die Berechnung der Verschiebungen u_j am Ort \mathbf{y} bei Integration über den Rand Γ_b und das Gebiet Ω_d . Da die Filterfunktion in Gl. (4.7) nur gilt, wenn der Belastungsimpuls im Gebietsinneren wirkt, muss der Ortsvektor \mathbf{y} im Gebiet Ω_d liegen. Damit schließt Gl. (4.11) die Berechnung der Verschiebungen u_j auf dem Rand Γ_b aus und die Randlösungen u_i und t_i müssen bekannt sein.

Im Folgenden werden Volumenkräfte $b_i(\mathbf{x})$ nicht mehr beachtet. Damit entfällt das letzte Gebietsintegral in Gl. (4.11) und man erhält:

$$u_j(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Omega_d. \quad (4.12)$$

Trotz der Einschränkung, dass der Dirac-Impuls im Inneren eines Gebietes wirken muss, ist der Übergang von Gl. (4.12) auf den Gebietsrand mit Hilfe einer Grenzwertbetrachtung möglich. Hierzu wird der Ort \mathbf{y} auf den Rand Γ_b gelegt und der Rand dort so erweitert, dass er den Ort \mathbf{y} mit dem Radius ε umgibt (Wang et al. 1996). Lässt man diesen Radius gegen Null laufen, erhält man damit die Gleichung für die Verschiebungen u_i auf dem Gebietsrand Γ_b :

$$c_{ij} u_i(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Gamma_b. \quad (4.13)$$

c_{ij} ist hierbei die Randmatrix, die auf einem glatten bzw. geraden Rand den Wert $0,5\delta_{ij}$ annimmt, wobei δ_{ij} das Kronecker-Delta ist. Gl. (4.13) stellt in dieser Arbeit die Verschiebungsrandintegralgleichung dar, die auf dem Rand Γ_b definiert ist und somit dort die Berechnung der Randlösungen u_i und t_i ermöglicht.

Als weitere Randintegralgleichung dient in dieser Arbeit die Berechnungsformel für die Spannungen auf einer Flanke der Gleitlinie. Da die Gleitlinie im Inneren des Gebietes liegt, wird hierzu Gl. (4.12) in das Hookesche Gesetz (2.6) eingesetzt. Damit ergibt sich

$$\sigma_{j\gamma}(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Omega_d, \quad (4.14)$$

mit den Spannungsfundamentallösungen

$$d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = C_{j\gamma p\delta} u_{ip,\delta}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (4.15)$$

und den Spannungsfundamentallösungen höherer Ordnung

$$s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = C_{j\gamma p\delta} C_{i\alpha k\beta} n_\alpha(\mathbf{x}) u_{kp,\beta\delta}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}). \quad (4.16)$$

Mit der Verschiebungs- und der Spannungsrandintegralgleichung (4.13) und (4.14) können die Randlösungen u_i und t_i auf dem Rand und $\sigma_{j\gamma}$ an dem Ort der Gleitlinie im Inneren des Gebietes berechnet werden. Jedoch stehen die Gleichungen noch nicht unter dem Einfluss der Relativverschiebungen zwischen den beiden Gleitlinienflanken. Dafür wird im Folgenden der Relativverschiebungsansatz vorgestellt.

4.2.1 Relativverschiebungsansatz

Die im vorherigen Abschnitt dargestellte Herleitung kann unter Hinzuziehen des Randes der beiden Gleitlinienflanken durchgeführt werden. Der gesamte Rand erschließt sich dann aus dem Gebietsrand Γ_b und den beiden Flanken Γ_s^+ und Γ_s^- (s. Abb. 4.1). Diese Aufteilung führt mit Gl. (4.12) zu

$$\begin{aligned} u_j(\mathbf{y}) = & \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x \\ & + \int_{\Gamma_s^+} u_{ij}^{*+}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \sigma_{i\alpha}^+(\mathbf{x}) n_\alpha^+(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} t_{ij}^{*+}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i^+(\mathbf{x}) d\Gamma_x \\ & + \int_{\Gamma_s^-} u_{ij}^{*-}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \sigma_{i\alpha}^-(\mathbf{x}) n_\alpha^-(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^-} t_{ij}^{*-}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i^-(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Omega_d. \end{aligned} \quad (4.17)$$

In dieser Darstellung wurden in den jeweils ersten Integralen über die Flanken Γ_s^+ und Γ_s^- die äußeren Normalenvektoren n_α aus den Randspannungen entsprechend Gl. (4.1) herausgezogen. Beachtet man, dass die beiden Gleitlinienflanken die identischen Geometrien mit entgegengesetzt orientierten äußeren Normalenvektoren besitzen, so entfallen wegen der Beziehung in Gl. (4.3) der 3. und 5. Integralausdruck in Gl. (4.17). Da die Randspannungen

auf beiden Flanken der Gleitlinie betragsmäßig gleich und entgegengesetzt orientiert sind ($t_i^+ = -t_i^-$ bzw. $t_{ij}^{*+} = -t_{ij}^{*-}$), können der 4. und 6. Integralausdruck in Gl. (4.17) zusammengefasst und darin mit Gl. (4.2) die Relativverschiebungen Δu_i hineinsubstituiert werden (Wünsche 2008). Damit reduziert sich Gl. (4.17) zu

$$u_j(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad (4.18)$$

$$\mathbf{y} \in \Omega_d.$$

Hierin stellen t_{ij}^* im letzten Integral die Randspannungsfundamentallösungen definiert auf der oberen Gleitlinienflanke Γ_s^+ dar. Die hier dargestellte Vorgehensweise mit Berücksichtigung der Gleitlinienflanken als zusätzlichen Rand und Substitution der Relativverschiebungen Δu_i führt auf kurze Weise den Relativverschiebungsansatz ein. Eine ausführlichere Darstellung dieses Ansatzes geht aus Kübbeler (2017) hervor.

Analog zu Gl. (4.13) führt der Übergang des Ortes \mathbf{y} auf den Gebietsrand zu der Verschiebungsrandintegralgleichung, die hier mit den Relativverschiebungen erweitert ist:

$$c_{ij} u_i(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad (4.19)$$

$$\mathbf{y} \in \Gamma_b.$$

Durch Einsetzen der Gl. (4.18) in das Hookesche Gesetz (2.6) ergibt sich die erweiterte Spannungsrandintegralgleichung zu

$$\sigma_{j\gamma}(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma_b} d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad (4.20)$$

$$\mathbf{y} \in \Omega_d.$$

Gl. (4.19) und (4.20) stellen somit die Randintegralgleichungen mit Berücksichtigung der Relativverschiebungen Δu_i zwischen den beiden Flanken der Gleitlinie dar.

Zur Berücksichtigung einer Volumenzunahme eines Gebietes wird im Anschluss eine Erweiterung mit der Theorie der initialen Verzerrungen vorgenommen.

4.2.2 Theorie der initialen Verzerrungen

Die hier beschriebene Vorgehensweise geht aus Brebbia & Dominguez (1998) hervor und wurde von Kübbeler (2017) zur Implementierung einer isotropen Volumenzunahme in Form der initialen Verzerrungen genutzt. Diese Vorgehensweise wird hier für die anisotrope Volumenzunahme erweitert.

Die gesamten oder auch totalen Verzerrungen lassen sich in elastische und initiale Verzerrungen aufteilen:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{s\lambda}^t = \boldsymbol{\varepsilon}_{s\lambda}^{\text{el}} + \boldsymbol{\varepsilon}_{s\lambda}^0. \quad (4.21)$$

Mit den initialen Verzerrungen $\boldsymbol{\varepsilon}_{s\lambda}^0$ soll in dieser Arbeit der Einfluss der Volumenzunahme eines Gebietes beschrieben werden. Die Beziehung (4.21) kann auf die Spannungen übertragen werden. Die elastischen Spannungen lassen sich dann berechnen zu:

$$\boldsymbol{\sigma}_{i\alpha}^{\text{el}} = \boldsymbol{\sigma}_{i\alpha}^t - \boldsymbol{\sigma}_{i\alpha}^0. \quad (4.22)$$

Als Anknüpfungspunkt in der Herleitung der Randintegralgleichungen dienen die gewichteten Gleichgewichtsbedingungen (4.4). Nach einfacher Anwendung der Produktregel und des Gaußschen Integralsatzes liegt folgende Form vor:

$$\int_{\Gamma_b} u_i^*(\mathbf{x}) \sigma_{i\alpha}(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma - \int_{\Omega_d} u_{i,\alpha}^*(\mathbf{x}) \sigma_{i\alpha}(\mathbf{x}) d\Omega + \int_{\Omega_d} u_i^*(\mathbf{x}) b_i(\mathbf{x}) d\Omega = 0. \quad (4.23)$$

In dieser Gleichung sind ausschließlich totale Verschiebungen und elastische Spannungen aufgeführt. Ersetzt man die Spannungen $\sigma_{i\alpha} = \sigma_{i\alpha}^{\text{el}}$ im zweiten Integral mit Hilfe der Beziehung (4.22), so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_b} u_i^*(\mathbf{x}) \sigma_{i\alpha}(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma - \int_{\Omega_d} u_{i,\alpha}^*(\mathbf{x}) \sigma_{i\alpha}^t(\mathbf{x}) d\Omega + \int_{\Omega_d} u_{i,\alpha}^*(\mathbf{x}) \sigma_{i\alpha}^0(\mathbf{x}) d\Omega \\ + \int_{\Omega_d} u_i^*(\mathbf{x}) b_i(\mathbf{x}) d\Omega = 0. \end{aligned} \quad (4.24)$$

Diese Gleichung lässt sich mit der Beziehung $u_{i,\alpha}^* \sigma_{i\alpha}^t = \sigma_{i\alpha}^* u_{i,\alpha}^t$, die sich durch einfaches Ausmultiplizieren ergibt, mit dem Hookeschen Gesetz (2.6), der Produktregel sowie dem Gaußschen Integralsatz in die folgende Form überführen:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_d} b_i^*(\mathbf{x}) u_i(\mathbf{x}) d\Omega - \int_{\Omega_d} u_i^*(\mathbf{x}) b_i(\mathbf{x}) d\Omega = \int_{\Gamma_b} u_i^*(\mathbf{x}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma - \int_{\Gamma_b} t_i^*(\mathbf{x}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma \\ + C_{i\alpha s\lambda} \int_{\Gamma_b} u_i^*(\mathbf{x}) \varepsilon_{s\lambda}^0(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma - C_{i\alpha s\lambda} \int_{\Omega_d} u_i^*(\mathbf{x}) \varepsilon_{s\lambda,\alpha}^0(\mathbf{x}) d\Omega. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Das letzte Integral entfällt, da die Volumenzunahme innerhalb eines Gebietes konstant angenommen wird und somit die örtliche Ableitung der initialen Verzerrungen $\varepsilon_{s\lambda,\alpha}^0$ zu Null wird. Auf Gl. (4.25) kann die oben beschriebene Vorgehensweise zur Herleitung der Somigliana-Identität (4.11) angewendet werden. Bei Vernachlässigung der Volumenkräfte

$b_i(\mathbf{x})$ und Berücksichtigung des Relativverschiebungsansatzes aus dem vorherigen Abschnitt erhält man folgende Gleichung zur Berechnung der Verschiebungen u_j am Ort \mathbf{y} im Gebietsinneren:

$$\begin{aligned} u_j(\mathbf{y}) = & \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x \\ & + C_{ias\lambda} \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varepsilon_{s\lambda}^0(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Omega_d. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Die zusätzlich zu berücksichtigenden Integrale über die Gleitlinienflanken Γ_s^+ und Γ_s^- in Abhängigkeit der initialen Verzerrungen sind nicht mit aufgeführt, da in dieser Arbeit stets die Bedingung erfüllt ist, dass in Gebieten mit aufgetragenen initialen Verzerrungen keine Gleitlinien vorliegen.

Der erneute Übergang des Ortes \mathbf{y} auf den Gebietsrand ergibt die folgende Verschiebungsrandintegralgleichung:

$$\begin{aligned} c_{ij} u_i(\mathbf{y}) = & \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x \\ & + C_{ias\lambda} \int_{\Gamma_b} u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varepsilon_{s\lambda}^0(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma_x, \quad \mathbf{y} \in \Gamma_b. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Die Spannungsrandintegralgleichung erschließt sich mit $\sigma_{j\gamma} = \sigma_{j\gamma}^{\text{el}}$ aus Gl. (4.22). Die Anwendung des Hookeschen Gesetzes (2.6) und Einsetzen der Gl. (4.26) für die totalen Verzerrungen ergibt:

$$\begin{aligned} \sigma_{j\gamma}(\mathbf{y}) = & \int_{\Gamma_b} d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_b} s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x - \int_{\Gamma_s^+} s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i(\mathbf{x}) d\Gamma_x \\ & + C_{ias\lambda} \int_{\Gamma_b} d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varepsilon_{s\lambda}^0(\mathbf{x}) n_\alpha(\mathbf{x}) d\Gamma_x - C_{j\gamma k\mu} \varepsilon_{k\mu}^0(\mathbf{y}), \quad \mathbf{y} \in \Omega_d. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Die in (4.27) erweiterte Form der Verschiebungsrandintegralgleichung und die in (4.28) erweiterte Spannungsrandintegralgleichung werden in dieser Arbeit für die numerische Berechnung der Randlösungen genutzt. In Nachlaufrechnungen können mit Gl. (4.26) und (4.28) die Verschiebungen und Spannungen im Gebietsinneren in der Umgebung der Gleitlinie in Abhängigkeit der zuvor berechneten Randlösungen bestimmt werden.

Anschließend werden die in dieser Arbeit neu eingesetzten Fundamentallösungen für elastisch anisotrope Festkörper vorgestellt.

4.2.3 Elastisch anisotrope Fundamentallösungen

Aus Abschnitt 4.2 geht hervor, dass die Verschiebungsfundamentallösungen $u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ das Verschiebungsfeld in x_i -Richtung am Ort \mathbf{x} hervorgerufen durch eine am Ort \mathbf{y} wirkende Impulslast in x_j -Richtung beschreiben. Für einen linear-elastischen Festkörper mit allgemeiner Anisotropie sind die Verschiebungsfundamentallösungen durch die folgende partielle Differentialgleichung definiert:

$$\Gamma_{pi}(\partial_1, \partial_2) u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\delta_{pj} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}). \quad (4.29)$$

Diese Gleichung geht aus den Gleichgewichtsbedingungen (2.2) hervor, wobei $\Gamma_{pi}(\partial_1, \partial_2)$ wie folgt definiert ist:

$$\Gamma_{pi}(\partial_1, \partial_2) = C_{p\alpha i \beta} \partial_\alpha \partial_\beta. \quad (4.30)$$

Wang (1994) fand durch eine repräsentative Integraldarstellung der Dirac-Funktion sowie Anwendung der Radon-Transformation (Wang & Achenbach 1994) die folgenden elastostatischen Verschiebungsfundamentallösungen für elastisch anisotrope Festkörper als Lösung von Gl. (4.29):

$$u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\frac{1}{2\pi^2} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_{ij}(\eta)}{D(\eta)} \ln[\mathbf{d}(\mathbf{x} - \mathbf{y})] d\eta \right\}, \quad (4.31)$$

mit dem Realteil $\operatorname{Re}\{\}$ sowie der im Folgenden definierten Adjunkten $A_{ij}(\eta)$, der Determinante $D(\eta)$ und dem Vektor \mathbf{d} :

$$A_{ij}(\eta) = \operatorname{adj}[\Gamma_{ij}(1, \eta)], \quad (4.32)$$

$$D(\eta) = \det[\Gamma_{ij}(1, \eta)], \quad (4.33)$$

$$\mathbf{d} = (1, \eta). \quad (4.34)$$

Der Ausdruck $\Gamma_{ij}(1, \eta)$ lässt sich darstellen über

$$\Gamma_{ij}(1, \eta) = L_{ij} \eta^2 + (M_{ij} + M_{ij}^T) \eta + N_{ij}, \quad (4.35)$$

mit

$$L_{ij} = C_{2ij2}, M_{ij} = C_{2ij1}, N_{ij} = C_{1ij1}. \quad (4.36)$$

Die Variablen η ergeben sich aus den Nullstellen der charakteristischen Gleichung:

$$D(\eta) = 0. \quad (4.37)$$

Die Determinante $D(\eta)$ ist ein Polynom 6. Grades und besitzt aufgrund der positiven Definitheit von $\Gamma_{ij}(1, \eta)$ nur reelle Koeffizienten. Somit liegen nur komplexwertige Nullstellen η vor, von denen jeweils 2 konjugiert komplex zueinander sind. Es existieren damit drei unabhängige Lösungen η_m mit positivem Imaginärteil und drei Konjugierte $\bar{\eta}_m$ mit negativem Imaginärteil. Mit Hilfe der Methode der Residuen hat Wang (1994) die Fundamentallösungen (4.31) in eine Summe über die unabhängigen Lösungen η_m mit positivem Imaginärteil überführt:

$$u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{A_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \ln [\mathbf{d}_m(\mathbf{x} - \mathbf{y})] \right\}, \quad (4.38)$$

mit dem Imaginärteil $\operatorname{Im}\{\}$, dem Vektor $\mathbf{d}_m = (1, \eta_m)$ und den Beziehungen aus (4.32) und (4.33). Der geschlossene Ausdruck in Gl. (4.38) dient in dieser Arbeit zur Berechnung der Verschiebungsfundamentallösungen.

Die Randspannungsfundamentallösungen $t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ ergeben sich aus Gl. (4.10). Mit der aus dem Stroh-Formalismus (Stroh 1958) hervorgehenden Beziehung

$$N_{ij} + M_{ij}^T \eta = -\eta (M_{ij} + L_{ij} \eta) \quad (4.39)$$

können die Randspannungsfundamentallösungen durch Einsetzen von Gl. (4.38) in (4.10) wie folgt zusammengefasst werden:

$$t_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{B_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \frac{\mathbf{d}_m \mathbf{s}(\mathbf{x})}{\mathbf{d}_m(\mathbf{x} - \mathbf{y})} \right\}. \quad (4.40)$$

Die Matrix $B_{ij}(\eta_m)$ ist definiert durch

$$B_{ij}(\eta_m) = (M_{ip} + L_{ip} \eta_m) A_{pj}(\eta_m) \quad (4.41)$$

und der Vektor $\mathbf{s}(\mathbf{x})$ repräsentiert den Tangenteneinheitsvektor am Ort \mathbf{x} .

Die Spannungsfundamentallösungen $d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ berechnen sich mit Gl. (4.38) und (4.15) zu

$$d_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{B_{ij\gamma}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \frac{1}{\mathbf{d}_m(\mathbf{x} - \mathbf{y})} \right\}, \quad (4.42)$$

mit

$$B_{ij\gamma}(\eta_m) = (C_{j\gamma p1} + C_{j\gamma p2} \eta_m) A_{ip}(\eta_m). \quad (4.43)$$

Gl. (4.38) und (4.16) ergeben mit Zuhilfenahme der Beziehung (4.39) die Spannungsfundamentallösungen höherer Ordnung:

$$s_{ij\gamma}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{C_{ij\gamma}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \frac{\mathbf{d}_m s(\mathbf{x})}{[\mathbf{d}_m(\mathbf{x} - \mathbf{y})]^2} \right\}, \quad (4.44)$$

mit

$$C_{ij\gamma}(\eta_m) = (C_{j\gamma p1} + C_{j\gamma p2} \eta_m) A_{kp}(\eta_m) (M_{ik} + L_{ik} \eta_m). \quad (4.45)$$

Damit sind alle in dieser Arbeit verwendeten Fundamentallösungen vollständig beschrieben und die in vorherigen Abschnitten hergeleiteten Randintegralgleichungen können für numerische Berechnungen herangezogen werden. Hierzu wird das Lösungsverfahren vorgestellt.

4.3 Lösungsverfahren

Die grundsätzliche Idee bei der numerischen Lösung mit Hilfe der Randelementemethode besteht darin, die Randintegralgleichungen in ein gemeinsames lineares Gleichungssystem zu überführen. Hierzu wird eine Diskretisierung des Integrationsbereiches in einzelne Elemente vorgenommen und die Berechnungsgrößen in jedem Element approximiert. Hierauf wird im folgenden Abschnitt eingegangen. Weiterhin werden die Vorgehensweisen zur Berechnung der Systemmatrizen des linearen Gleichungssystems und das Aufstellen des Gleichungssystems, das numerisch gelöst werden muss, beschrieben. Zuletzt wird die Substrukturtechnik zur Kopplung mehrerer Gebiete vorgestellt.

4.3.1 Diskretisierung

Die geometrische Diskretisierung der Randintegralgleichungen (4.27) und (4.28) erfolgt zunächst durch eine Aufteilung des Gebietsrandes Γ_b und der oberen Gleitlinienflanke Γ_s^+ in Elemente, die jeweils einen geradlinigen Randabschnitt Γ_e aufweisen:

$$\Gamma_b = \sum_{e=1}^{E_b} \Gamma_e, \quad \Gamma_s^+ = \sum_{e=1}^{E_s} \Gamma_e. \quad (4.46)$$

Hierbei sind E_b und E_s die Elementanzahl auf dem Gebietsrand und der oberen Gleitlinienflanke. Nach der Diskretisierung des Randes können die dort definierten Randgrößen ebenfalls elementweise betrachtet werden. Hierzu wird zusätzlich eine Approximation der Randgrößen innerhalb eines Elementes mit den Ansatzfunktionen $\varphi_k^e(\mathbf{x})$ vorgenommen:

$$u_i(\mathbf{x}) = \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N \varphi_k^e(\mathbf{x}) u_i^{ek}, \quad (4.47)$$

$$t_i(\mathbf{x}) = \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N \varphi_k^e(\mathbf{x}) t_i^{ek}, \quad (4.48)$$

$$\Delta u_i(\mathbf{x}) = \sum_{e=1}^{E_s} \sum_{k=1}^N \varphi_k^e(\mathbf{x}) \Delta u_i^{ek}, \quad (4.49)$$

$$\sigma_{j\gamma}(\mathbf{x}) = \sum_{e=1}^{E_s} \sum_{k=1}^N \varphi_k^e(\mathbf{x}) \sigma_{j\gamma}^{ek}, \quad (4.50)$$

mit der Anzahl N der Knoten je Element. Als Beispiel ergeben sich hieraus die Verläufe der Verschiebungen u_i^e über das Element e aus der Summe der in diesem Element berechneten Knotenwerte u_i^{ek} , die jeweils mit den Ansatzfunktionen $\varphi_k^e(\mathbf{x})$ über das Element gewichtet werden. Für die noch folgenden Integrationen der Ansatzfunktionen ist die Transformation von dem Ort \mathbf{x} in die lokale Elementkoordinate ξ mit $\xi = -1$ am Elementanfang und $\xi = 1$ am Elementende ($-1 \leq \xi \leq 1$) von Vorteil. Für geradlinige Elemente lässt sich der Ort \mathbf{x} entlang des Elementes in Abhängigkeit des Ortsvektors des Elementmittelpunktes $\mathbf{x}^{0,e}$, des tangentialen Elementeneinheitsvektors \mathbf{s}^e , der Elementlänge l^e sowie der Koordinate ξ wie folgt darstellen:

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}^{0,e} + \frac{l^e}{2} \mathbf{s}^e \xi. \quad (4.51)$$

Durch die Substitution von Gl. (4.51) in das Integral über die Ansatzfunktionen (s. später in Gl. (4.56)) geht die Jacobi-Determinante J^e mit ein, die sich hier reduziert zu:

$$J^e = \left| \frac{d\mathbf{x}}{d\xi} \right| = \frac{l^e}{2}. \quad (4.52)$$

In dieser Arbeit werden ausschließlich quadratische Elemente mit drei Knoten je Element gewählt. Die Formulierung der zugehörigen Ansatzfunktionen $\varphi_k^e(\xi)$ geschieht hier in Abhängigkeit der variablen Orte d_1 und d_2 des ersten und letzten Knotens im Element e :

$$\varphi_1^e(\xi) = \frac{\xi}{d_1} \frac{\xi - d_2}{d_1 - d_2}, \varphi_2^e(\xi) = \frac{d_1 - \xi}{d_1} \frac{d_2 - \xi}{d_2}, \varphi_3^e(\xi) = \frac{\xi - d_1}{d_2 - d_1} \frac{\xi}{d_2}. \quad (4.53)$$

Bei $d_1 = -1$ liegt Knoten 1 am Anfang des Elementes und bei $d_2 = 1$ liegt Knoten 3 am Ende des Elementes. Die hier angegebenen diskontinuierlichen quadratischen Ansatzfunktionen sind in Abb. 4.2a anschaulich für den Fall $d_1 = -0,75$ und $d_2 = 0,75$ dargestellt. Die Möglichkeit zur Einrückung der Knoten am Elementende und -anfang wird in dieser Arbeit genutzt, um gemeinsame Knoten an nicht-geraden Elementübergängen zu vermeiden. Abb. 4.2b zeigt, wie z. B. im Übergang von Element i zum Element j die Knoten geometrisch eingerückt werden. Durch diese Vorgehensweise muss nur die für gerade Elementübergänge vereinfachte Form der Randmatrix $c_{ij} = 0,5\delta_{ij}$ in Gl. (4.27) berücksichtigt werden. Zudem ist die Einrückung aller Endknoten in den Elementen auf der Gleitlinienflanke erforderlich, da dort die zu lösenden Integrale mit den Spannungsfundamentallösungen höherer Ordnung (Gl. (4.44)) hypersingulär sind, weshalb die Lösung bei $\xi = -1$ und $\xi = +1$ nicht analytisch möglich ist.

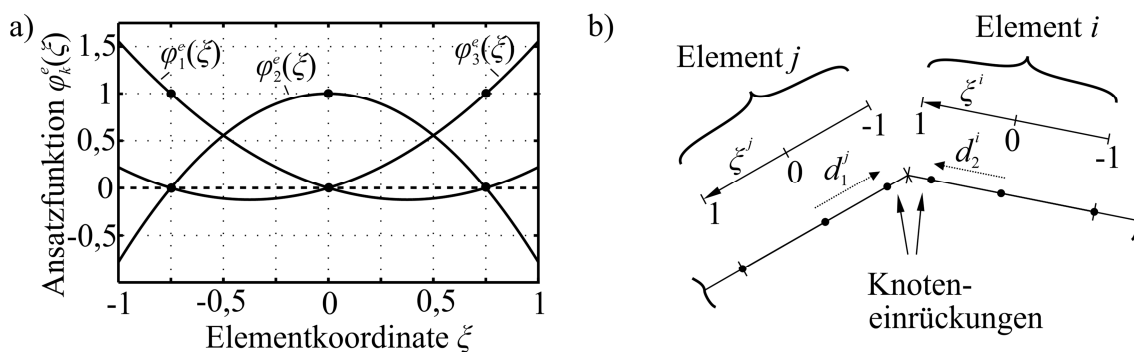


Abb. 4.2 (a) Diskontinuierliche quadratische Ansatzfunktionen innerhalb eines Elementes und (b) Knoteneinrückungen am nicht-geraden Elementübergang.

Zur Lösung der Randintegralgleichungen wird das sogenannte Kollokationsverfahren genutzt. Bei diesem Verfahren sind die Integralgleichungen lediglich an bestimmten Orten – den sogenannten Kollokationspunkten – erfüllt. In der vorliegenden Arbeit sind dies jene Orte \mathbf{y} , an denen die Verschiebungen u_i in Gl. (4.27) und die Spannungen σ_{jy} in Gl. (4.28) berechnet werden. Die Orte \mathbf{x} beschreiben die Feldpunkte, über die integriert werden muss. Das Einsetzen der Gleichungen (4.47) bis (4.50) in die Verschiebungsrandintegralgleichung (4.27)

sowie in die Spannungsrandintegralgleichung (4.28) ergibt die folgenden diskretisierten Formen:

$$\begin{aligned} c_{ij}u_i(\mathbf{y}) &= \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N U_{ij}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i^{ek} - \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N T_{ij}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i^{ek} - \sum_{e=1}^{E_s} \sum_{k=1}^N T_{ij}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i^{ek} \\ &+ \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N E_{sj\lambda}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varepsilon_{s\lambda}^{0,ek}, \quad \mathbf{y} \in \Gamma_b, \end{aligned} \quad (4.54)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{j\gamma}(\mathbf{y}) &= \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N D_{ij\gamma}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) t_i^{ek} - \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N S_{ij\gamma}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i^{ek} - \sum_{e=1}^{E_s} \sum_{k=1}^N S_{ij\gamma}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Delta u_i^{ek} \\ &+ \sum_{e=1}^{E_b} \sum_{k=1}^N V_{sj\lambda\gamma}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \varepsilon_{s\lambda}^{0,ek} - C_{j\gamma k\mu} \varepsilon_{k\mu}^0(\mathbf{y}), \quad \mathbf{y} \in \Omega_d. \end{aligned} \quad (4.55)$$

Hierin sind die Elementintegrale in den Systemmatrizen U_{ij}^{ek} , T_{ij}^{ek} , $E_{sj\lambda}^{ek}$ und $D_{ij\gamma}^{ek}$, $S_{ij\gamma}^{ek}$, $V_{sj\lambda\gamma}^{ek}$ enthalten. Nachfolgend wird die Berechnung dieser Systemmatrizen erläutert.

4.3.2 Berechnung der Systemmatrizen

In den Randintegralgleichungen (4.54) und (4.55) werden die Systemmatrizen mit den Knotenwerten multipliziert, weshalb die Knotenwerte zuvor aus den Integralen herausgezogen werden mussten (vgl. Gl. (4.27) und (4.28)). Die Systemmatrizen reduzieren sich somit auf das Produkt der Fundamentallösungen mit den Ansatzfunktionen integriert über das Element e . Somit erhält man exemplarisch für die Systemmatrix U_{ij}^{ek} :

$$U_{ij}^{ek}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \int_{\Gamma_e} \varphi_k^e(\mathbf{x}) u_{ij}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Gamma_x. \quad (4.56)$$

In gleicher Weise ergeben sich die anderen Systemmatrizen. Für die Transformation in die lokale Elementkoordinate ξ werden die Fundamentallösungen in Abhängigkeit von ξ gebracht. Hierzu wird die folgende Konvention für geradlinige Elemente mit Hilfe der Beziehungen (4.51) und (4.52) gewählt (Wünsche 2008):

$$\mathbf{d}_m(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = \mathbf{d}_m(\mathbf{x}^{0,e} - \mathbf{y}) + \mathbf{d}_m \mathbf{s}^e J^e \xi = a_m + b_m \xi, \quad (4.57)$$

mit

$$a_m = \mathbf{d}_m(\mathbf{x}^{0,e} - \mathbf{y}) = (x_1^{0,e} - y_1) + \eta_m (x_2^{0,e} - y_2), \quad (4.58)$$

$$b_m = \mathbf{d}_m \mathbf{s}^e J^e = J^e (s_1^e + \eta_m s_2^e). \quad (4.59)$$

Das Einsetzen der Beziehung (4.57) in die Verschiebungsfundamentallösungen in Gl. (4.38) ergibt mit Gl. (4.56) die Systemmatrix U_{ij}^{ek} in Abhängigkeit der Elementkoordinate ξ :

$$U_{ij}^{ek} = \frac{1}{\pi} J^e \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{A_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \ln[a_m + b_m \xi] d\xi \right\}. \quad (4.60)$$

Die Jacobi-Determinante J^e ist in Gl. (4.52) definiert. Der Einfluss durch die Orte \mathbf{x} und \mathbf{y} ist in a_m und b_m enthalten. Mit dieser Vorgehensweise lassen sich die weiteren Systemmatrizen mit den jeweiligen Fundamentallösungen aus Abschnitt 4.2.3 und der Beziehung (4.57) wie folgt berechnen:

$$T_{ij}^{ek} = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{B_{ij}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} b_m \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \frac{1}{a_m + b_m \xi} d\xi \right\}, \quad (4.61)$$

$$D_{ij\gamma}^{ek} = -\frac{1}{\pi} J^e \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{B_{ij\gamma}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \frac{1}{a_m + b_m \xi} d\xi \right\}, \quad (4.62)$$

$$S_{ij\gamma}^{ek} = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left\{ \sum_{m=1}^3 \frac{C_{ij\gamma}(\eta_m)}{\partial_\eta D(\eta_m)} b_m \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \frac{1}{(a_m + b_m \xi)^2} d\xi \right\}. \quad (4.63)$$

In Gl. (4.61) und (4.63) wurde zusätzlich die Beziehung aus Gl. (4.59) zur Substitution genutzt. Die Systemmatrizen $E_{sj\lambda}^{ek}$ und $V_{sj\lambda\gamma}^{ek}$ lassen sich wie folgt aus den Systemmatrizen U_{ij}^{ek} und $D_{ij\gamma}^{ek}$ bestimmen:

$$E_{sj\lambda}^{ek} = C_{i\alpha s\lambda} n_\alpha U_{ij}^{ek}, \quad (4.64)$$

$$V_{sj\lambda\gamma}^{ek} = C_{i\alpha s\lambda} n_\alpha D_{ij\gamma}^{ek}. \quad (4.65)$$

Für die Berechnung der in Gl. (4.60) bis (4.63) dargestellten Systemmatrizen muss ein besonderes Augenmerk auf die darin enthaltenen Elementintegrale geworfen werden, die im Folgenden separat aufgeführt sind:

$$I^{U,ek} = \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \ln[a_m + b_m \xi] d\xi, \quad (4.66)$$

$$I^{T,ek} = I^{D,ek} = \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \frac{1}{a_m + b_m \xi} d\xi, \quad (4.67)$$

$$I^{S,ek} = \int_{-1}^1 \varphi_k^e(\xi) \frac{1}{(a_m + b_m \xi)^2} d\xi, \quad (4.68)$$

mit den Ansatzfunktionen $\varphi_k^e(\xi)$ aus Gl. (4.53). Die Lösung dieser Integrale erfolgt in Anlehnung an die Arbeit von Wünsche (2008) analytisch. Es ist anzumerken, dass das Integral $I^{U,ek}$ in Gl. (4.66) mit der ln-Funktion eine schwache Singularität besitzt, während $I^{T,ek}$ und $I^{D,ek}$ in Gl. (4.67) eine starke Singularität und $I^{S,ek}$ in Gl. (4.68) eine Hypersingularität aufweisen.

Für die analytische Lösung ist zunächst eine Fallunterscheidung hinsichtlich des Ortes \mathbf{y} relativ zum Element e , über welches zu integrieren ist, vorzunehmen. Im regulären Fall, bei dem der Ort \mathbf{y} außerhalb des Elementes e liegt, treten keine Singularitäten im Integrationsbereich auf und die analytische Lösung kann durchgeführt werden. Befindet sich der Ort \mathbf{y} jedoch innerhalb des Elementes e , so tritt eine Singularitätsstelle im Integrationsbereich auf und die Lösung des Integrals ist nicht mehr auf direktem Wege möglich. In diesem Fall hilft der Cauchysche Hauptwert, bei dessen Berechnung die Singularitätsstelle während der Integration ausgespart und im Anschluss wieder angenähert wird. Dadurch erhält man auch für die uneigentlichen Integrale ein Ergebnis, wenn der Kollokationsort \mathbf{y} im Integrationsbereich liegt. Diese Vorgehensweise muss für alle möglichen Lagen des Ortes \mathbf{y} innerhalb des Elements e (bei $\xi = d_1, 0$ und d_2) beachtet werden.

Sobald die Systemmatrizen berechnet sind, kann das zu lösende Gleichungssystem aufgestellt werden.

4.3.3 Aufstellen des Gleichungssystems

Die Vorgehensweise zum Aufstellen des zu lösenden Gleichungssystems wurde z. B. von Aliabadi (2002) oder Gaul et al. (2003) anschaulich mit Hilfe der Matrix-Vektor-Darstellung beschrieben. Diese lässt sich leicht auf die diskretisierten Formen der Verschiebungsrandintegralgleichung (4.54) sowie der Spannungsrandintegralgleichung (4.55) übertragen. Im vorliegenden Fall wird Gl. (4.54) für alle Kollokationsorte \mathbf{y} auf dem Gebietsrand Γ_b und Gl. (4.55) für alle Kollokationsorte \mathbf{y} auf der oberen Gleitlinienflanke Γ_s^+ aufgestellt und wie folgt in ein gemeinsames Gleichungssystem überführt:

$$\begin{bmatrix} \boldsymbol{\theta} \\ \boldsymbol{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{U} & -\boldsymbol{T} & -\boldsymbol{F} & \boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{D} & -\boldsymbol{S} & -\boldsymbol{C} & \boldsymbol{V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{t} \\ \boldsymbol{u} \\ \Delta \boldsymbol{u} \\ \boldsymbol{e} \end{bmatrix}. \quad (4.69)$$

In ausmultiplizierter Form enthält die erste Zeile die Verschiebungsrandintegralgleichung und die zweite Zeile die Spannungsrandintegralgleichung. $\boldsymbol{\theta}$ entspricht der Nullmatrix und die Matrizen \boldsymbol{U} , \boldsymbol{T} , \boldsymbol{E} , \boldsymbol{D} , \boldsymbol{S} und \boldsymbol{V} entsprechen den jeweiligen Systemmatrizen aus dem vorherigen Abschnitt. Die Matrizen \boldsymbol{F} und \boldsymbol{C} repräsentieren die Matrizen \boldsymbol{U} und \boldsymbol{D} bei Integration über die obere Gleitlinienflanke anstatt über den Gebietsrand. Die Matrix \boldsymbol{T} enthält in den Diagonalmatrizen die Randmatrizen c_{ij} , sodass $u_i(\boldsymbol{y})$ und u_i^{ek} aus Gl. (4.54) im Vektor \boldsymbol{u} vereinigt werden können. Auf ähnliche Weise berücksichtigt die Matrix \boldsymbol{V} in den Diagonalmatrizen das Produkt $-C_{j\gamma k\mu} \varepsilon_{k\mu}^0(\boldsymbol{y})$ aus Gl. (4.55). Weiterhin stellt \boldsymbol{p} den Spaltenvektor der Spannungen $\sigma_{j\gamma}$ über alle Knoten der oberen Gleitlinienflanke dar und \boldsymbol{e} den Spaltenvektor der initialen Verzerrungen $\varepsilon_{s\lambda}^0$ über alle Gebietsrandknoten.

Gl. (4.69) lässt sich nach gesuchten Größen (mit * gekennzeichnet) und gegebenen Größen (mit ° gekennzeichnet) umsortieren:

$$\begin{bmatrix} -\boldsymbol{U}^* & \boldsymbol{T}^* & \boldsymbol{F}^* & \boldsymbol{\theta} \\ -\boldsymbol{D}^* & \boldsymbol{S}^* & \boldsymbol{C}^* & \boldsymbol{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{t}^* \\ \boldsymbol{u}^* \\ \Delta \boldsymbol{u}^* \\ \boldsymbol{p}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{U}^\circ & -\boldsymbol{T}^\circ & -\boldsymbol{F}^\circ & \boldsymbol{E}^\circ & \boldsymbol{\theta} \\ \boldsymbol{D}^\circ & -\boldsymbol{S}^\circ & -\boldsymbol{C}^\circ & \boldsymbol{V}^\circ & -\boldsymbol{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \boldsymbol{t}^\circ \\ \boldsymbol{u}^\circ \\ \Delta \boldsymbol{u}^\circ \\ \boldsymbol{e}^\circ \\ \boldsymbol{p}^\circ \end{bmatrix}, \quad (4.70)$$

mit der Einheitsmatrix \boldsymbol{I} . Die initialen Verzerrungen werden als vollständig gegeben angenommen. Das umsortierte Gleichungssystem (4.70) kann in Kurzform als

$$\boldsymbol{Ax} = \boldsymbol{B} \quad (4.71)$$

dargestellt und die gesuchte Lösung schließlich mit

$$\boldsymbol{x} = \boldsymbol{A}^{-1} \boldsymbol{B} \quad (4.72)$$

numerisch berechnet werden. Damit ist die Vorgehensweise zur Berechnung der gesuchten Randgrößen vollständig beschrieben. Die Bestimmung der Verschiebungen und Spannungen im Inneren des Gebietes kann in Nachlaufrechnungen mit der diskretisierten Form von Gl. (4.26) und der Gl. (4.55) in Abhängigkeit der zuvor berechneten Randgrößen erfolgen.

Die bis hierhin vorgestellte Randelementemethode beschränkt sich auf die Nachbildung eines homogenen Gebietes (s. Abb. 4.1). Im folgenden Abschnitt wird hinzugefügt, wie die Berücksichtigung mehrerer gekoppelter Gebiete mit unterschiedlichen elastischen Eigenschaften und initialen Verzerrungen möglich ist.

4.3.4 Substrukturtechnik

Die Substrukturtechnik stellt eine Vorgehensweise zur Kopplung mehrerer Gebiete dar. Sie wurde z. B. in Aliabadi (2002) und Kübbeler (2017) ausführlich beschrieben und soll im Folgenden nur kurz anhand der Kopplung zweier Gebiete dargestellt werden.

In Abb. 4.3 sind zwei gekoppelte Gebiete Ω_d^1 und Ω_d^2 mit dem gemeinsamen Rand $\Gamma_k = \Gamma_k^1 = \Gamma_k^2$ sowie den freien Rändern Γ_b^1 und Γ_b^2 abgebildet.

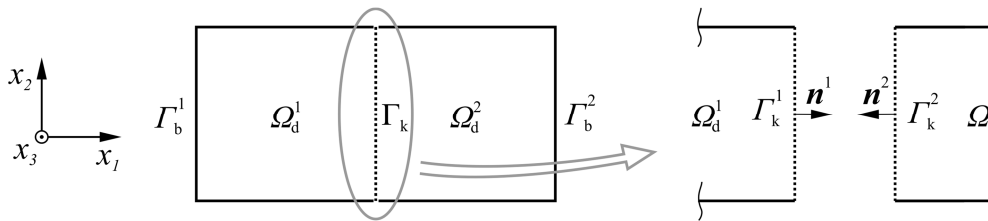


Abb. 4.3 Kopplung zweier homogener Gebiete.

Vor der Kopplung werden die Gebiete zunächst getrennt voneinander betrachtet (s. rechts in Abb. 4.3) und für jedes Gebiet das Gleichungssystem entsprechend Gl. (4.69) aufgestellt. Anschließend geschieht die Kopplung der Gleichungssysteme beider Gebiete mit Hilfe der Kontinuitätsbeziehung für die Verschiebungen

$$\mathbf{u}_{\Gamma_k^1} = \mathbf{u}_{\Gamma_k^2} \quad (4.73)$$

und dem Reaktionsaxiom der Randspannungen

$$\mathbf{t}_{\Gamma_k^1} = -\mathbf{t}_{\Gamma_k^2} \quad (4.74)$$

auf dem gemeinsamen Rand. Damit können die Gleichungssysteme beider Gebiete in einem Gleichungssystem zusammengefasst werden, das die geometrische Kopplung am gemeinsamen Rand Γ_k^1 bzw. Γ_k^2 berücksichtigt. Diese Vorgehensweise ist auf die Nachbildung beliebig vieler Gebiete übertragbar. Das gemeinsame Gleichungssystem kann dann mit der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise gelöst werden.

Die in dieser Arbeit erweiterte Randelementemethode wurde in der Arbeit von Reitz (2015) anhand der Berechnung von Spannungsintensitätsfaktoren für verschiedene Proben-Riss-

Konfigurationen und des Vergleichs mit Referenzlösungen aus der Literatur validiert. Bei ausreichender Netzverfeinerung konnte für ausgewählte Referenzgeometrien eine sehr hohe Rechengenauigkeit mit Abweichungen kleiner als 0,2 % festgestellt werden.

Anschließend wird beschrieben, wie die Randelementemethode zur Lösung des in dieser Arbeit aufgestellten Modells genutzt wird.

4.4 Modellimplementierung

Die Modellbeschreibung in Kapitel 3 gibt die grundlegenden Randbedingungen für die Simulation des VHCF-Wechselverformungsverhaltens des metastabilen und des stabilen austenitischen Edelstahls wieder. Im Folgenden wird jeweils kurz die direkte Umsetzung des Modells mit Hilfe der Randelementemethode erläutert.

Gefügenachbildung

Die Gefügegeometrien für die Simulationsstudien in dieser Arbeit gehen aus idealisierten Annahmen oder aus aufgenommen REM-Bildern der Probenoberfläche (s. z. B. Abb. 4.4a) hervor. Zunächst werden die Korngrenzen des ausgewählten Gefügebrauchschnitts mit Randelementen vernetzt (s. Abb. 4.4b). Weiterhin werden für jedes Korn die Systemmatrizen in Abhängigkeit der Randelemente, die das betreffende Korn umschließen, und des entsprechend der Kornorientierung in das Probenkoordinatensystem rotierten Elastizitätstensors aufgestellt. Die Kornorientierungen sind durch synthetische Daten oder durch entsprechende Kornorientierungsmessungen auf der Probenoberfläche gegeben. Mit Hilfe der Substrukturtechnik werden die Systemmatrizen aller Körner in einem Gleichungssystem zusammengefasst, dessen numerische Lösung die Verschiebungen u_i und Randspannungen t_i auf allen Korn- und Phasengrenzen zur Verfügung stellt. Für die Bestimmung der Spannungen σ_{ia} im Inneren der Gebiete wird der betrachtete Gefügebrauchschnitt mit einem dichten Netz aus Sensorknoten vernetzt (s. Abb. 4.4b oben links) und in einer Nachlaufrechnung mit Gl. (4.55) die Spannungen an diesen Sensorknoten direkt berechnet. Die für die Gleitband- und Martensitmodellierung relevanten Schubspannungen τ_{GS} , die in den Gleitsystemen wirken, werden in jedem Sensorknoten durch Rotation des Spannungstensors und Herauslesen der Schubspannungskomponente bestimmt. Damit der Einfluss durch den äußeren Rand des simulierten Gefüges möglichst klein bleibt, wird der Gefügebrauchschnitt in ein wesentlich größeres Gebiet mit mittleren elastisch isotropen Eigenschaften eingebettet (s. Abb. 4.4c). Am äußeren Rand dieses umgebenden Gebietes werden die Lagerung und die von außen aufbrachte Beanspruchung σ^∞ vorgegeben. Die Berücksichtigung der Gefügebrauchung

erhöht die Elementanzahl nur geringfügig, da das Innere des umgebenden Gebietes aufgrund der verwendeten Randelementemethode nicht mit Elementen vernetzt werden muss.

Gleitbandnachbildung

Sobald an einem Ort im Gefüge die Bedingung zur Gleitbandentstehung erfüllt ist (s. Abschnitt 3.3.1), werden die beiden Gleitlinien, die ein Gleitband in dem Modell repräsentieren, von der einen bis zur gegenüberliegenden Korngränze in das relevante Korn eingebracht (s. z. B. rechte Vergrößerung in Abb. 4.4b). Dies geschieht durch Diskretisierung der Gleitlinien mit Randelementen. Die Lösung des Gesamtgleichungssystems erlaubt nun auch in den Gleitlinien die Berechnung der Spannungen $\sigma_{i\alpha}$ und der Relativverschiebungen Δu_i , deren tangentielle Komponenten den Abgleitungen Δu entsprechen. Die Mechanismen des Gleitbandmodells in Abschnitt 3.3.2 und 3.3.3 werden knotenweise auf die Gleitlinien angewendet.

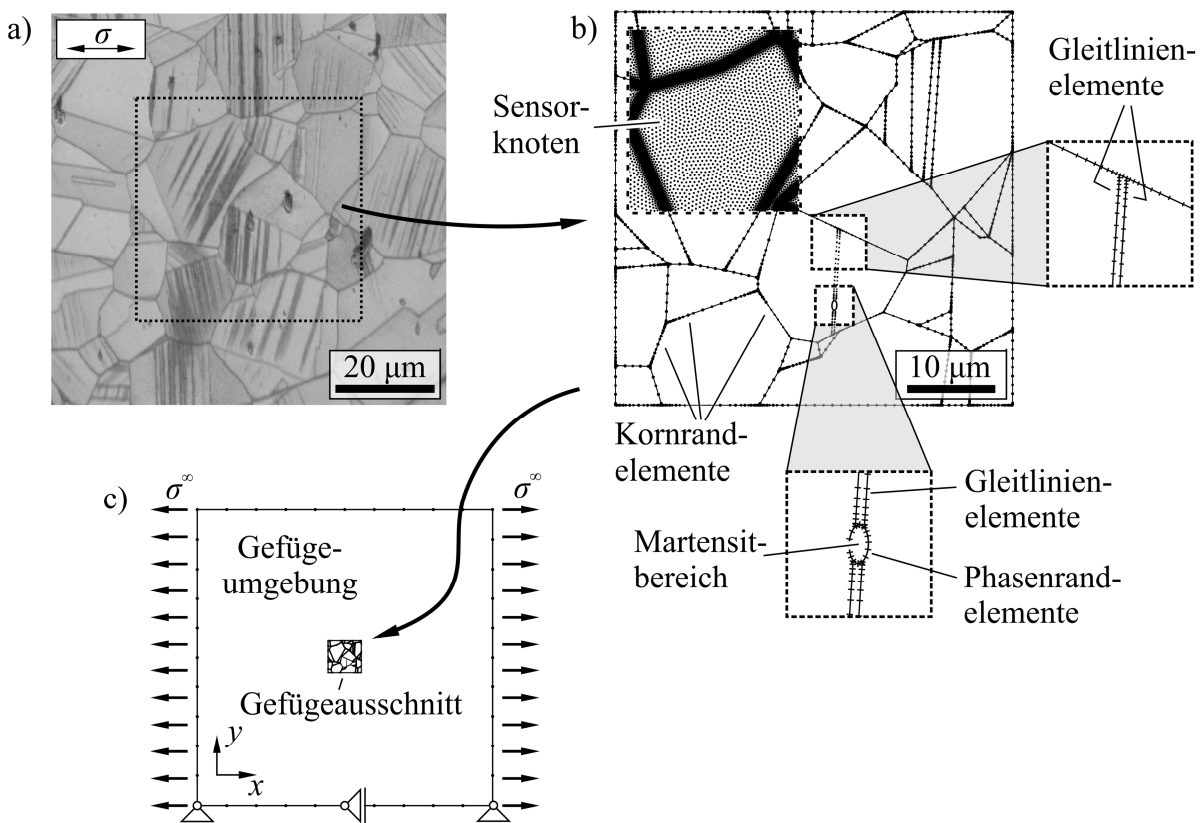


Abb. 4.4 (a) REM-Aufnahme der Oberfläche einer ermüdeten Probe aus AISI 304 ($N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa), (b) Darstellung der Kornrand-, Gleitlinien- und ausschnittsweise der Sensorknotenvernetzung und (c) Gefügeumgebung mit Randbedingungen.

Martensitnachbildung

Ist die Bedingung zur Martensitenentstehung erfüllt (s. Abschnitt 3.4.1), so wird ein Martensitbereich als ein neues Gebiet in das Gefüge eingebracht, indem die zugehörige Phasengrenze

mit Randelementen vernetzt wird. Dies geht z. B. aus der unteren Vergrößerung in Abb. 4.4b hervor, wo der Martensitbereich bereits zur Blockierung des Gleitbandes geführt hat. Die Größe des Martensitbereichs, der Elastizitätstensor und die transformationsinduzierten Verzerrungen $\boldsymbol{\varepsilon}^M$, die in dem numerischen Verfahren die initialen Verzerrungen $\boldsymbol{\varepsilon}_{s,\lambda}^0$ darstellen, folgen aus dem Modell und werden in den Bereichen vorgegeben. Die Berechnung der Schubspannungen τ_{GS} in den Martensitbereichen erfolgt in den jeweils rotierten Gleitsystemen der krz-Struktur. In den vorverformten Gefügen werden die Martensitbereiche auf gleiche Weise nachgebildet.

Abschließend zu diesem Kapitel wird der Programmablauf der Simulationen dargestellt.

Programmablauf

Abb. 4.5 skizziert schematisch den Ablauf des Simulationsprogramms, das in dieser Arbeit zur Nachbildung der VHCF-Ermüdung austenitischer Edelmehle genutzt wird. Vor Beginn jeder Simulation muss zunächst das Gefüge modelliert werden (s. Gefügenachbildung oben). Die äußere wechselnde Beanspruchung des Gefüges wird mit Hilfe eines quasi-statischen Ansatzes aufgebracht, bei dem ein sinusförmiger Beanspruchungsverlauf abgetastet und für jeden Abtastpunkt i mit der äußeren Beanspruchung σ_i^∞ die gleichen Unterschritte durchlaufen werden. Den Kern jedes Durchlaufs bildet die numerische Berechnung mit der Randelementemethode, wodurch die Lösungen für die Größen \boldsymbol{t} , \boldsymbol{u} auf Korn- und Phasengrenzen sowie $\boldsymbol{\sigma}$, $\boldsymbol{\Delta u}$ in Gleitbändern generiert werden. Die Anpassung der Randbedingungen von Gleitbändern und von martensitischen Bereichen erfolgt durch eine iterative Vorgehensweise. In einer ersten Iterationsschleife I werden die Modellmechanismen zur Beschreibung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern so lange angepasst, bis die Mechanismen vollständig erfüllt sind. Nach der ersten Iterationsschleife werden in einer Nachlaufrechnung die Spannungen $\boldsymbol{\sigma}$ in den Sensorknoten im Gefügeinneren bestimmt. Diese Spannungen werden in der anschließenden Iterationsschleife II zur Umsetzung des Mechanismus der Gleitbandentstehung untersucht. Nach jeder Neubildung eines Gleitbandes muss die Iteration I sowie die Spannungsberechnung in Sensorknoten erneut durchlaufen werden. In der Iterationsschleife III geht die martensitische Umwandlung in die Simulation mit ein. Jeder Berechnungsdurchlauf i endet mit dem Mechanismus der Verfestigung im Gleitband. Im nächsten Durchlauf $i \rightarrow i+1$ wird die äußere Beanspruchung entsprechend der Funktion $\sigma_i^\infty = \sigma^\infty \sin(\varphi_i)$ angepasst und erneut die zuvor beschriebenen Iterationen mit der BEM-Berechnung im Kern durchlaufen.

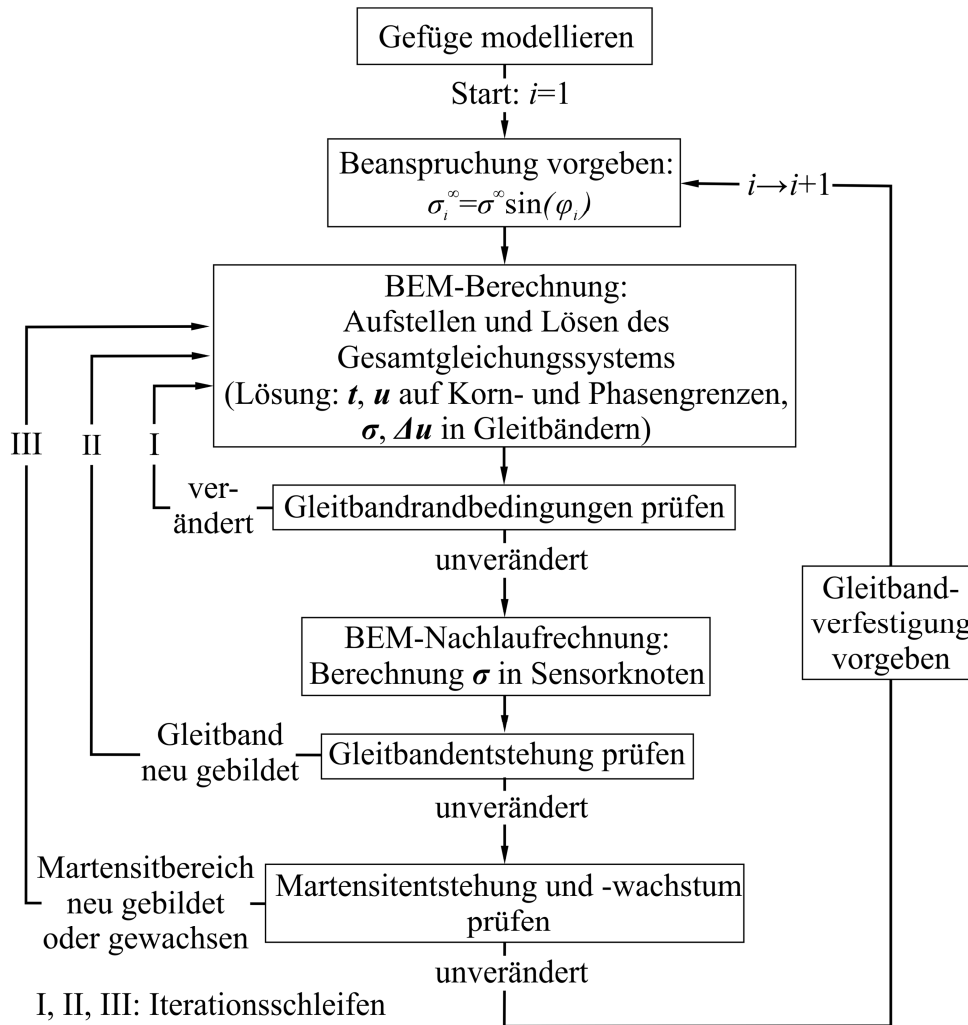


Abb. 4.5 Schematische Darstellung des Programmablaufs der Simulationen.

Wegen der iterativen Vorgehensweise ist der Berechnungsaufwand insbesondere bei der zusätzlichen Modellierung der martensitischen Phasenumwandlung hoch. Außerdem ist zu beachten, dass Einflüsse, wie z. B. Spannungsüberhöhungen in der Umgebung neu eingebrachter Martensitbereiche, die Anzahl der Iterationsdurchläufe erhöhen bzw. die Konvergenz deutlich erschweren. Für die Optimierung der Berechnung wurden Maßnahmen ergriffen, z. B. indem die Bestimmung der Systemmatrizen für die Gleichungssysteme nicht in jedem Iterationsdurchlauf erneut durchgeführt werden muss.

Im folgenden Kapitel werden die Simulationsergebnisse dieser Arbeit vorgestellt.

5 Ergebnisse der Simulationen des VHCF-Wechselverformungsverhaltens austenitischer Edelmstähle

Zur Untersuchung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens des metastabilen und stabilen austenitischen Edelmstahls werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der durchgeführten Simulationsstudien dargestellt. Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 6.

Alle Simulationen beruhen auf der Nachbildung von zweidimensionalen Gefügen in der mesoskopischen Betrachtungsebene. Die modellierten Gefüge sind synthetisch erstellt oder basieren auf real ausgemessenen Gefügemorphologien (s. Abschnitt 3.2). In den Simulationsstudien wird der Einfluss bestimmter Mechanismen des in dieser Arbeit vorgestellten Modells (s. Kapitel 3) durch Lösen mit Hilfe der Randelementemethode (s. Kapitel 4) auf das Beanspruchungs- und Verformungsverhalten sowie abschließend auf das Resonanzverhalten der nachgebildeten Gefüge systematisch untersucht.

Im ersten Unterkapitel liegt zunächst der Schwerpunkt auf der Simulation der plastischen Verformung in Gleitbändern. Anschließend kommt der Einfluss der martensitischen Phasenumwandlung hinzu. Daraufhin werden die Einflüsse des vorverformten Zustandes und der Proben temperatur betrachtet und abschließend eine vergleichende Studie auf Basis des Resonanzverhaltens gezeigt.

5.1 Simulation der plastischen Verformung in Gleitbändern

Die zyklische plastische Verformung in Gleitbändern ist durch die in Abschnitt 3.3 definierten Mechanismen beschrieben. In den nachfolgenden Studien werden die Einflüsse dieser Mechanismen in zunächst rein austenitischen Gefügen ohne Berücksichtigung der martensitischen Phasenumwandlung untersucht.

5.1.1 Einfluss der plastischen Abgleitung

Die Berücksichtigung der plastischen Verformung in Gleitbändern geschieht in der Simulation durch die direkte Nachbildung der Abgleitung in den Gleitlinien der modellierten Gleitbänder. Zur Untersuchung des Einflusses dieser Abgleitung wird ein idealisierter Gefügeausschnitt des metastabilen Austenitstahls (AISI 304, zufällige Kornorientierungen) zunächst unter monotoner Zuglast ($\sigma = 240$ MPa), die zuvor von Null an beginnend kontinuierlich aufgebracht wurde, betrachtet. Abb. 5.1a-c zeigen für drei unterschiedliche Vorgaben die Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{\max} in den maximal beanspruchten Gleitsystemen der modellierten Austenitkörner. Zuerst ist die Entstehung von Gleitbändern vollständig unterdrückt, danach ist die Entstehung eines einzelnen Gleitbandes

im mittleren Korn des Gefüges gestattet und zuletzt ist die Gleitbandentstehung im gesamten mittleren Korn freigegeben.

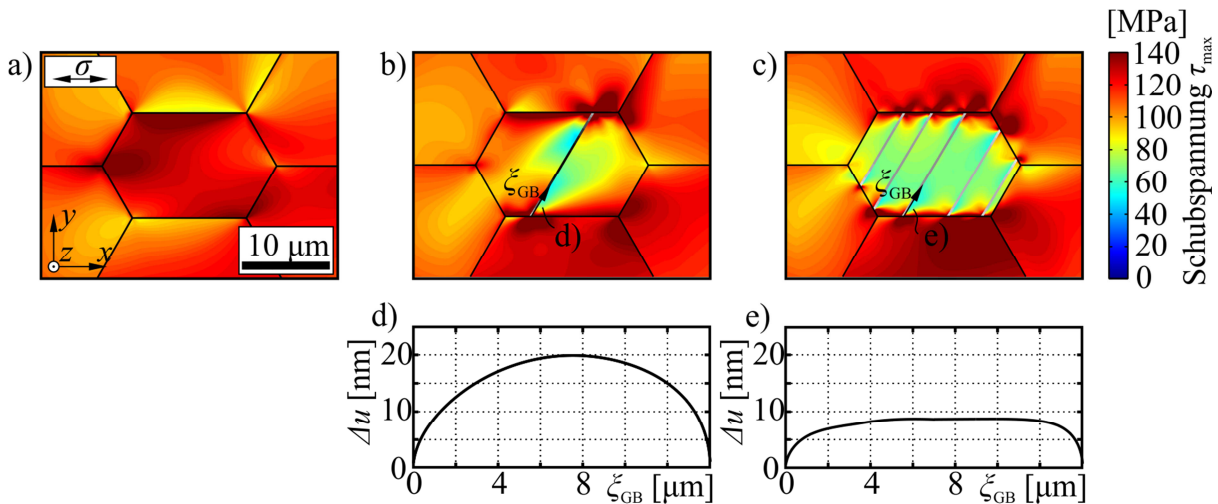


Abb. 5.1 (a-c) Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} in den lokal maximal beanspruchten Gleitsystemen eines idealen Gefügeausschnitts (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240$ MPa) und (d-e) Ableitungsverläufe der in (b) und (c) gekennzeichneten Gleitbänder.

Die Darstellung der Schubspannung τ_{\max} gibt die Höhe der lokalen Beanspruchung hinsichtlich kristallographischer Gleitvorgänge besonders anschaulich wieder, weshalb sie im Folgenden häufig für die Ergebnisdarstellung eingesetzt wird. Zusätzlich werden die modellierten Gleitbänder jeweils durch eine schmale Linie gekennzeichnet, die in Abhängigkeit der im Gleitband stattgefundenen Ableitung von weiß bis schwarz gefärbt ist (schwarz entspricht der höchsten Ableitung).

Im ersten Fall, bei dem entsprechend der Vorgabe kein Gleitband gebildet wurde und somit der rein elastische Fall vorlag, trat aufgrund der unterschiedlichen elastisch anisotropen Eigenschaften der Körner bezüglich eines gemeinsamen Koordinatensystems eine heterogene Schubspannungsverteilung auf. Im zweiten Fall lag ein Gleitband vor, in dessen Umgebung die simulierte Schubspannung τ_{\max} stark beeinflusst wurde. Der Ableitungsverlauf, der sich entlang des Gleitbandes (Koordinate ξ_{GB} in Abb. 5.1b) in Richtung der räumlichen Gleitrichtung ausgebildet hat, ist in dem Diagramm in Abb. 5.1d dargestellt. Es ist anzumerken, dass nur in einem der beiden Gleitlinien des modellierten Gleitbandes die Ableitung stattgefunden hat, da aufgrund der monotonen Zugbeanspruchung nur die Zuggleitebene aktiviert wurde. Im dritten Fall erfolgte die Bildung so vieler Gleitbänder im mittleren Korn, wie es der Mechanismus der Gleitbandentstehung bei der vorliegenden Beanspruchung vorgab. Der Vergleich der Schubspannungsverteilungen zeigt, dass durch die plastische Ableitung die Schubspannung in der Umgebung der Gleitbänder reduziert wurde,

während sich an den Gleitbandenden Schubspannungsüberhöhungen ausgebildet haben, die bis in die benachbarten Körner hineinreichen. Im Fall mehrerer Gleitbänder führte die Schubspannungsreduzierung zu einer großflächigen Entlastung des mittleren Kornes. Der zugehörige Abgleitungsverlauf des in der Mitte gebildeten Gleitbandes ist in Abb. 5.1e angegeben. Aus dem Vergleich der Verläufe in Abb. 5.1d und e geht hervor, dass in einem alleinstehenden Gleitband die Abgleitung größer ausfällt als in benachbarten Gleitbändern, da sich bei Letzterem die plastische Verformung auf die Gleitbänder aufteilt.

Aus den Verteilungen in Abb. 5.1a-c geht an jedem Ort die maximale Schubspannung τ_{\max} aller 12 Gleitsysteme der modellierten austenitischen Struktur hervor. Es ist jedoch nicht angegeben, welches Gleitsystem jeweils maximal beansprucht wurde. Daher ist zusätzlich aus Abb. 5.2a-c zu entnehmen, welches Gleitsystem an welchen Orten in den in Abb. 5.1a-c dargestellten Fällen maximal beansprucht wurde. In Gebieten mit schwarzer Färbung ist das Gleitsystem mit dem höchsten Schmidfaktor (SF) am stärksten beansprucht, in Gebieten mit dunkelgrauer Färbung das mit dem zweithöchsten SF, mit mittelgrauer Färbung das mit dem dritthöchsten SF und in Gebieten mit hellgrauer Färbung ist ein Gleitsystem mit dem SF kleiner als der Dritthöchste am stärksten beansprucht. Im rein elastischen Fall wurde im mittleren Korn die maximale Schubspannung fast ausschließlich in dem Gleitsystem mit dem höchsten SF simuliert (s. Abb. 5.2a). In den umliegenden Körnern werden Abweichungen durch die elastisch anisotropen Eigenschaften sowie durch künstliche Randeffekte infolge der äußeren Gefügebegrenzung vermutet. Die Abgleitung des einzelnen Gleitbandes in Abb. 5.2b erfolgte im Gleitsystem mit dem höchsten SF und bewirkte in diesem Gleitsystem eine Entlastung, sodass in der Umgebung des Gleitbandes die maximale Schubspannung in Gleitsystemen mit kleineren SF simuliert wurde (s. graue Bereiche im mittleren Korn). Liegen mehrere parallele Gleitbänder vor, die jeweils abgleiten, so ist die Entlastung der Gleitsysteme mit den höchsten SF in der Umgebung stärker ausgeprägt (s. Abb. 5.2c).



Abb. 5.2 Verteilungen der in Abb. 5.1a-c maximal beanspruchten Gleitsysteme, die farblich in Abhängigkeit des Schmidfaktors gekennzeichnet sind (schwarz bis hell grau).

Die in dieser Arbeit erweiterte Randelementemethode erlaubt die Berechnung der Abgleitung in den tatsächlich räumlichen Gleitsystemen. Abb. 5.3a-c geben für die drei betrachteten Fälle

in Abb. 5.1a-c einen Einblick in die dreidimensionale Verformung des in der Ebene nachgebildeten Gefügeausschnitts. Die Verschiebung u_z in z -Richtung (aus der Gefügebene heraus) ist farblich gekennzeichnet. Bereits im rein elastischen Fall bewirkten die unterschiedlichen elastischen Eigenschaften der Körner eine Verformung in z -Richtung (s. Abb. 5.3a). Darüber hinaus führte das einzelne Gleitband zu einer ausgeprägten Verformungsstufe, da die Abgleitung in dem tatsächlichen räumlichen Gleitsystem erfolgte, das hier aus der Ebene herausragte (s. Abb. 5.3b). Bei mehreren Gleitbändern traten entsprechend mehrere Stufen auf, die bereits eine Ähnlichkeit zur realen Oberflächenaufrauung ermüdeten Proben aufwiesen (s. Abb. 5.3c).

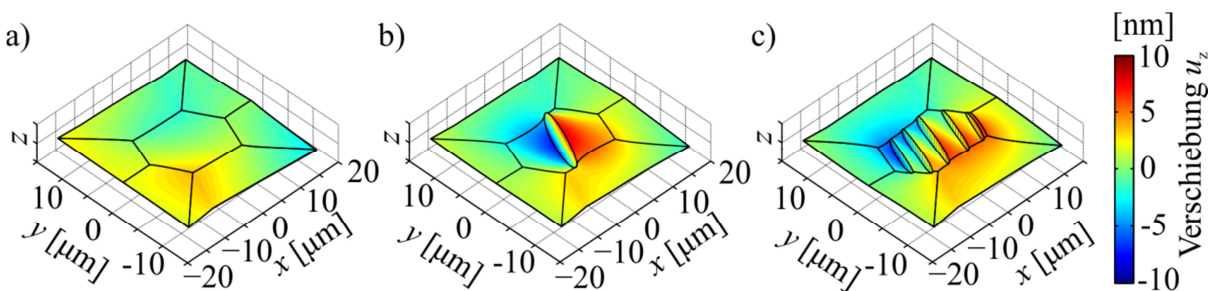


Abb. 5.3 Darstellungen der 3-D Verformung des Gefügeausschnitts für die in Abb. 5.1a-c dargestellten Schubspannungsverteilungen.

Die in diesem Abschnitt gezeigten Ergebnisse veranschaulichen, dass die Abgleitung in den modellierten Gleitbändern in den relevanten räumlich orientierten Gleitsystemen nachgebildet wurde und zu einer Reduzierung der Beanspruchung in der Umgebung der Gleitbänder führte. An Gleitbandenden und somit an Korngrenzen traten Schubspannungsüberhöhungen auf. Weiterhin kam es bei mehreren benachbarten Gleitbändern zu einer Ausdehnung der Entlastung im Korninneren und zur Aufteilung der plastischen Verformung.

Anschließend werden die Bedingungen für die Gleitbandentstehung und Abgleitung genauer untersucht.

5.1.2 Einfluss der kritischen Schubspannung und der Fließschubspannung

Der Mechanismus der Gleitbandentstehung und -ausbildung (s. Abschnitt 3.3.1) legt fest, dass ein Gleitband an dem Ort im Gefüge gebildet wird, an dem die kritische Schubspannung τ_c überschritten wird. In Legierungen mit vorwiegend planarem Gleitcharakter wird der Nahordnungseffekt angenommen, der in dem Modell Berücksichtigung findet, indem die Fließschubspannung τ_F , ab der Abgleiten im bereits gebildeten Gleitband erfolgt, geringer gewählt wird als die kritische Schubspannung τ_c zur Gleitbandentstehung. Es werden zunächst noch monotone Zugbeanspruchungen betrachtet. Zuerst wird in einem idealen

Gefügeausschnitt der Einfluss einer Variation der kritischen Schubspannung τ_c und der Fließschubspannung τ_F auf die Gleitbandentstehung und lokale Beanspruchung untersucht.

Variation der kritischen Schubspannung und der Fließschubspannung

Abb. 5.4 zeigt anhand des idealen Gefügeausschnitts aus dem vorherigen Abschnitt die Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{\max} unter dem Einfluss unterschiedlicher Werte für τ_c und τ_F . Jede Darstellung in Abb. 5.4 stellt das Ergebnis einer eigenständigen Simulation dar. Die äußere Beanspruchung wurde wie zuvor kontinuierlich bis auf $\sigma = 240$ MPa erhöht und die Gleitbandentstehung war nur im mittleren Korn gestattet. Für die oberen Darstellungen (Abb. 5.4a-c) galt die Bedingung $\tau_c = \tau_F$ (ohne Nahordnungseffekt) und für die unteren Darstellungen (Abb. 5.4d-f) wurde die Fließschubspannung jeweils im annähernd gleichen Verhältnis gegenüber der kritischen Schubspannung reduziert (Unterschied ca. 30 %). Aus Abb. 5.4a-c geht hervor, dass mit zunehmenden Werten für τ_c und τ_F die Entlastung im mittleren Korn abnahm und die Gleitbandanzahl sank. Bei Berücksichtigung des Nahordnungseffektes in Abb. 5.4d-f ist neben der stärkeren Entlastung aufgrund der geringeren Fließschubspannung zu erkennen, dass der Gleitbandabstand deutlich größer ausfällt und weniger Gleitbänder vorliegen. Beides ist auf die stärkere Entlastung in der Umgebung eines Gleitbandes zurückzuführen, wodurch die Bedingung für die weitere Gleitbandentstehung in unmittelbarer Nachbarschaft eines bereits gebildeten Gleitbandes erschwert ist.

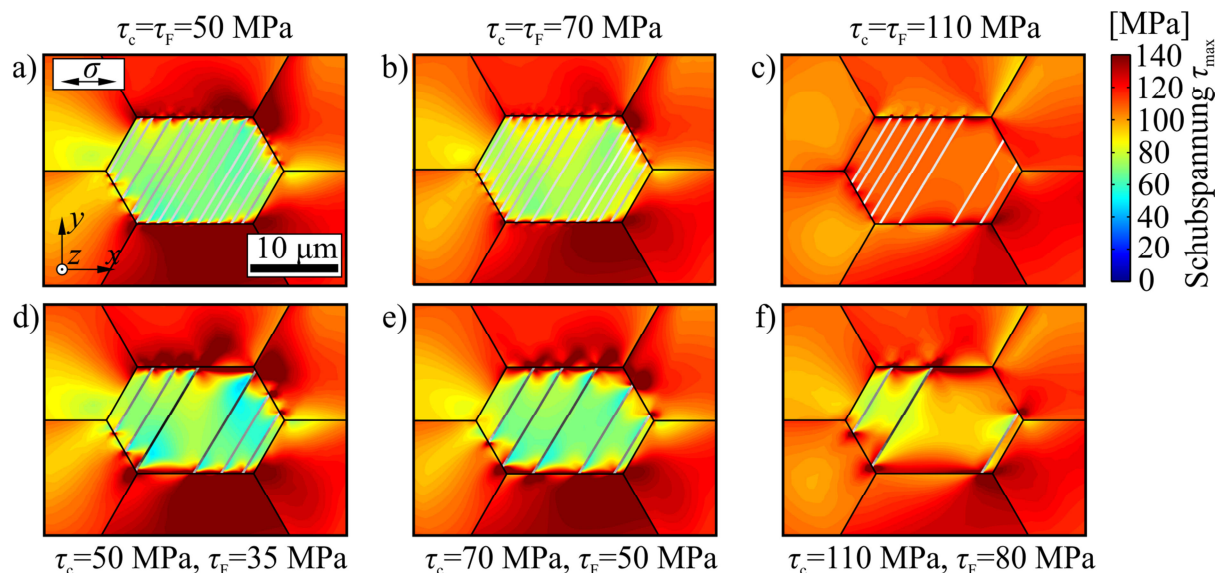


Abb. 5.4 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} innerhalb eines idealen Gefügeausschnitts (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240$ MPa) bei Variation der kritischen Schubspannung τ_c und der Fließschubspannung τ_F .

Im Folgenden wird die Untersuchung des Einflusses der kritischen Schubspannung τ_c und der Fließschubspannung τ_F auf den Unterschied der plastischen Verformung in dem metastabilen

und in dem stabilen austenitischen Edelstahl bezogen. Die Martensitbildung ist für beide Werkstoffe unterbunden.

Vergleich der plastischen Verformung des metastabilen und stabilen Austenitstahls

Für den metastabilen austenitischen Edelstahl AISI 304 wird in dieser Arbeit die kritische Schubspannung $\tau_c = 70$ MPa und die Fließschubspannung $\tau_f = 50$ MPa gewählt (s. Abschnitt 3.5). Der Nahordnungseffekt ($\tau_c > \tau_f$) wird angenommen, da der Werkstoff aufgrund seiner geringen Stapelfehlerenergie das planare Gleitverhalten bevorzugt. Der stabile austenitische Edelstahl AISI 316 L besitzt die kritische Schubspannung $\tau_c = 110$ MPa, die hier gleich der Fließschubspannung τ_f gesetzt wird (s. Abschnitt 3.5). Der Nahordnungseffekt wird aufgrund der erhöhten Stapelfehlerenergie dieses Werkstoffs nicht berücksichtigt.

Abb. 5.5 zeigt zum Vergleich der beiden Werkstoffe zunächst die simulierte maximale Schubspannung τ_{\max} innerhalb eines geometrisch und kristallographisch identischen Gefügeausschnitts, wobei in (a) die Parameter τ_c und τ_f des metastabilen Austenitstahls und in (b) die des stabilen Austenitstahls vorgegeben wurden. Die äußere Zugbeanspruchung, die kontinuierlich aufgebracht wurde, entsprach jeweils der zugehörigen VHCF-Dauerfestigkeit (AISI 304: $\sigma = 240$ MPa, AISI 316 L: $\sigma = 190$ MPa). Weitere Modellparameter gehen aus Tab. 3.3 hervor. Die Bildung von Gleitbändern war ausschließlich innerhalb des weiß-schwarz umrandeten Gebietes zulässig, um Randeinflüsse zu vermeiden. Wie zuvor ist jedes Gleitband durch eine schmale Linie gekennzeichnet, wobei die schwarze Färbung hier die höchste simulierte Abgleitung in beiden Simulationen angibt. Die ebenfalls schwarz gefärbten Korngrenzen sind hiervon zu unterscheiden.

Aus Abb. 5.5a geht hervor, dass in dem metastabilen austenitischen Edelstahl in der Mehrzahl der zulässigen Körner Gleitbänder gebildet wurden. Die zumeist hohe plastische Verformung in den Gleitbändern führte zu einer stark veränderlichen Verteilung der Schubspannung τ_{\max} .

Demgegenüber wurden im Fall des stabilen austenitischen Edelstahls nur in einem sehr begrenzten Bereich Gleitbänder gebildet (s. Pfeil in Abb. 5.5b). Dieser Effekt ist zum einen auf die erschwerte Gleitbandbildung wegen hoher Werte für die kritische Schubspannung zurückzuführen und zum anderen auf die geringere äußere Beanspruchung und der damit reduzierten Schubspannung im Gefüge. Die geringe plastische Verformung in diesen Gleitbändern (helle Färbung) beeinflusste die Schubspannung kaum.

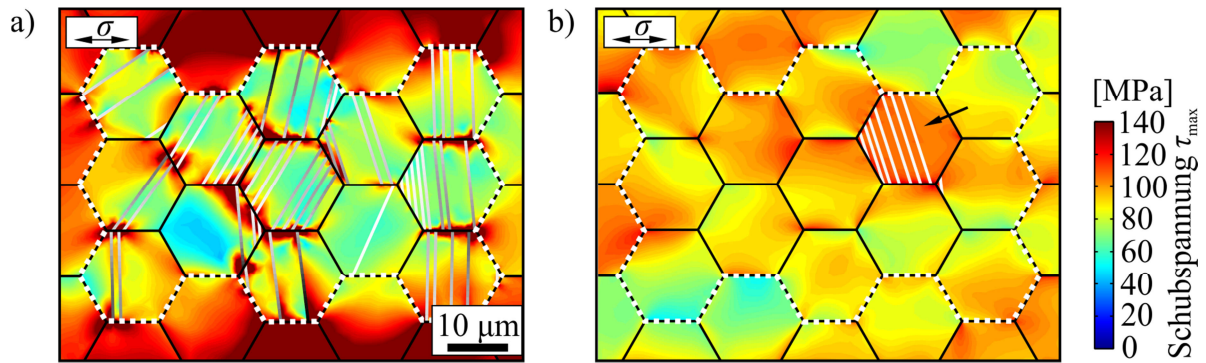


Abb. 5.5 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} in zwei geometrisch und kristallographisch identischen Gefügeausschnitten (zufällige Kornorientierungen, monotone Zuglast) mit (a) den Werkstoffeigenschaften des metastabilen Austenitstahls (AISI 304, $\sigma = 240$ MPa) und (b) des stabilen Austenitstahls (AISI 316 L, $\sigma = 190$ MPa).

Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.5 lassen sich mit denen in den Grundlagen gezeigten konfokalen Mikroskopaufnahmen der ermüdeten Probenoberflächen vergleichen (s. Abb. 2.10). In Analogie zu den hier gezeigten Ergebnissen wies der metastabile austenitische Edelstahl eine besonders ausgeprägte Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern auf (s. Abb. 2.10a-d), während auf der Oberfläche des stabilen austenitischen Edelstahl nur sehr lokal Gleitspuren zu finden waren (s. Abb. 2.10e).

Nachfolgend wird die simulierte Gleitbandentstehung in realen Gefügemorphologien der beiden austenitischen Edelstähle untersucht. Abb. 5.6 zeigt hierzu in den ersten beiden Spalten die REM-Aufnahmen und die EBSD-Bilder ausgewählter Gefügeausschnitte, die auf den Oberflächen realer Ermüdungsproben ausgemessen wurden. Der Werkstoff der ersten drei Gefüge (I, II, III) ist AISI 304 und der des letzten Gefüges (IV) AISI 316 L. Die Ermüdung erfolgte jeweils bis ca. $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$ Versuchszyklenzahlen bei einer Beanspruchung im Bereich der jeweiligen VHCF-Dauerfestigkeit. Den REM-Aufnahmen kann anhand der deutlich erkennbaren Gleitspuren die Ausprägung der Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern entnommen werden und das EBSD-Bild stellt die für die Nachbildung der Gefüge erforderlichen Kornorientierungsdaten zur Verfügung. Es ist anzumerken, dass der Gefügeausschnitt des stabilen Austenitstahls (Abb. 5.6j-k) gezielt dort auf der Probenoberfläche ausgewählt wurde, wo relativ starke plastische Verformungen in Gleitbändern stattgefunden haben (s. dunkle Gleitspuren). Ansonsten sind für diesen Werkstoff Gleitspuren nur sehr vereinzelt auf der Probenoberfläche zu finden. Zu jedem Gefügeausschnitt sind in der rechten Spalte die mit den jeweiligen Modellen der Gefügeausschnitte simulierten Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} unter dem Einfluss der plastischen Verformung in den modellierten Gleitbändern dargestellt. Die äußere monotone Zugbeanspruchung wurde zuvor kontinuierlich erhöht (AISI 304: $\sigma = 240$ MPa, AISI 316 L:

$\sigma = 190$ MPa). Es wurden die gleichen Modellparameter wie in der vorherigen Studie genutzt und die Gleitbandentstehung war nur innerhalb des in dem jeweiligen EBSD-Bild weiß-schwarz eingerahmten Bereiches zulässig. Gleitbänder sind wieder durch schmale Linien gekennzeichnet.

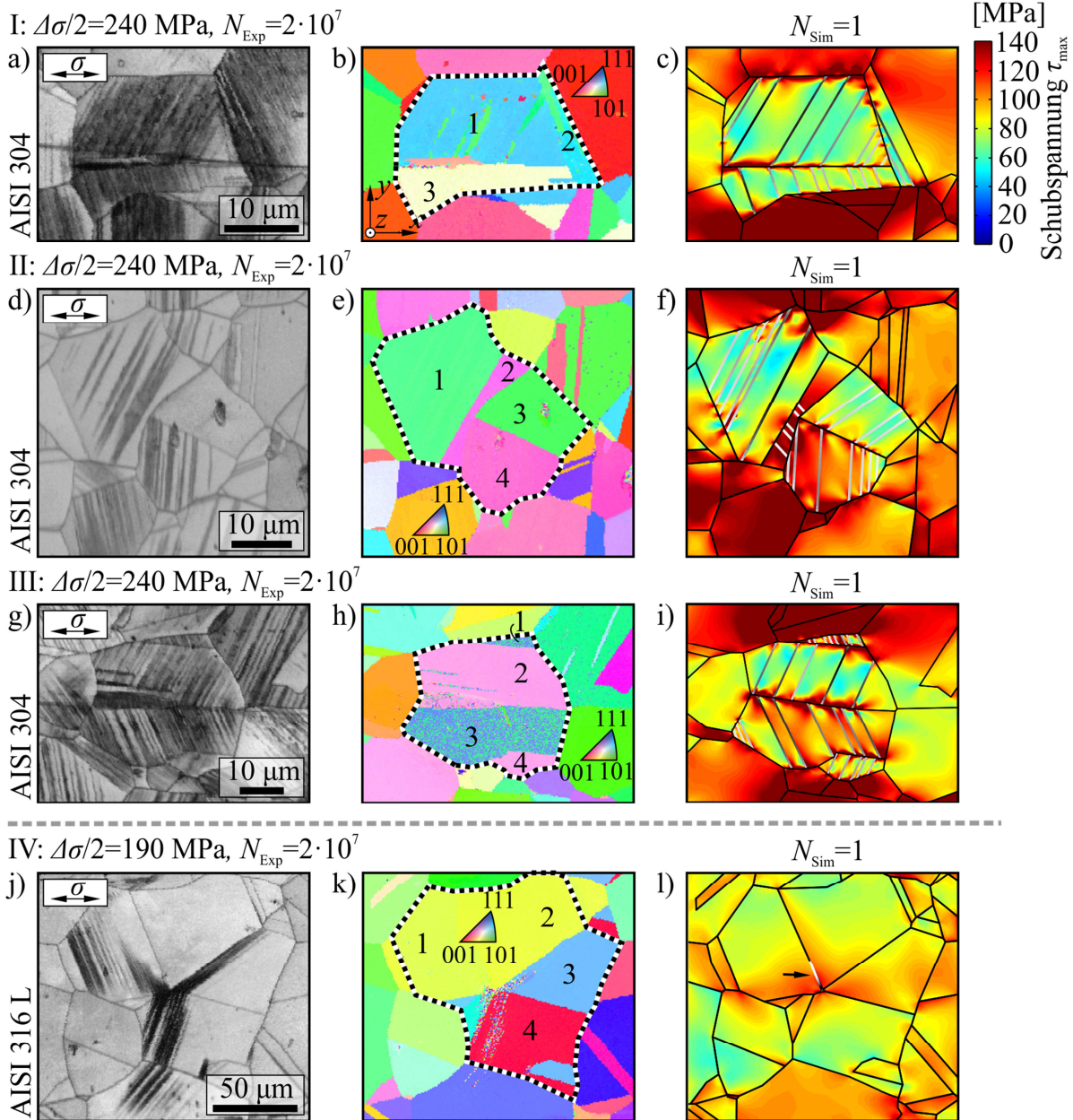


Abb. 5.6 REM-Aufnahmen (a, d, g, j) und EBSD-Bilder (b, e, h, k) ermüdeten Gefügeausschnitte des metastabilen und stabilen Austenitstahls sowie Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{\max} (c, f, i, l) in den jeweiligen Gefügemodellen unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern (AISI 304: $\sigma = 240$ MPa, AISI 316 L: $\sigma = 190$ MPa).

Wie in der vorherigen Studie zeigen auch hier die Simulationsergebnisse für den metastabilen Austenitstahl (Abb. 5.6c, f, i), dass bereits bei Erreichen des ersten Beanspruchungs-

maximums in allen relevanten Körnern Gleitbänder gebildet wurden. Für den stabilen Austenitstahl wurde lediglich ein Gleitband in Korn 1 dicht an der Korngrenze zu Korn 2 modelliert (s. Pfeilmarkierung in Abb. 5.6l). Hierdurch bestätigt sich erneut die geringe Neigung dieses Werkstoffs bei der gegebenen Beanspruchung zur plastischen Verformung in Gleitbändern. Die weitere Ausbreitung der plastischen Verformung während der wechselnden Beanspruchung wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Der Vergleich der Orientierungen der modellierten Gleitbänder mit den Orientierungen der Gleitspuren in dem jeweiligen REM-Bild macht deutlich, dass Gleitbänder bzw. deren Gleitlinien in den jeweils korrekten Gleitsystemen der Körner nachgebildet wurden. Somit bestätigt sich die Modellannahme, dass die in den Gleitsystemen der Körner wirkenden maximalen Schubspannungen für die Gleitbandentstehung entscheidend sind.

Eine Ausnahme dieser Annahme liegt vor, wenn die Gleitrichtung eines maximal beanspruchten Gleitsystems einen kleinen Winkel zur Probenoberfläche einnimmt und somit die freie Oberflächenbedingung eingeschränkt ist. Dieser Mechanismus ist in dem Modell durch Gl. (3.1) enthalten. Zur Verdeutlichung gibt Tab. 5.1 exemplarisch für das Gefüge II und III (n_G) in Abb. 5.6 die tatsächlich vorliegenden Winkel ζ_1 , ζ_2 und ζ_3 jeweils zwischen der Probenoberflächenebene und den Gleitrichtungen der Gleitsysteme mit dem höchsten, zweithöchsten und dritthöchsten Schmidfaktor ($m_{SF1}, m_{SF2}, m_{SF3}$) für die Kornnummern n_K an.

| n_G | n_K | ζ_1/m_{SF1} | ζ_2/m_{SF2} | ζ_3/m_{SF3} | n_{GS} |
|-------|-------|----------------------|----------------------|-------------------|----------|
| II | 1 | 38,14° / 0,47 | 25,58° / 0,38 | 21,84° / 0,34 | 1 |
| II | 2 | 26,92° / 0,49 | 3,49° / 0,43 | 21,85° / 0,35 | 6 |
| II | 3 | 31,22° / 0,41 | 28,54° / 0,40 | 24,91° / 0,23 | 1 |
| II | 4 | 28,60° / 0,50 | 54,22° / 0,47 | 4,07° / 0,30 | 2 |
| III | 1 | 52,07° / 0,47 | 13,63° / 0,44 | 6,36° / 0,36 | 1 |
| III | 2 | 20,29° / 0,43 | 52,69° / 0,42 | 65,12° / 0,36 | 2 |
| III | 3 | 52,07° / 0,47 | 13,63° / 0,44 | 6,36° / 0,36 | 1 |
| III | 4 | 20,29° / 0,43 | 52,69° / 0,42 | 65,12° / 0,36 | 2 |

Tab. 5.1 Winkel ζ_1 , ζ_2 , ζ_3 zwischen der Probenoberflächenebene und den Gleitrichtungen mit dem höchsten, zweithöchsten, dritthöchsten Schmidfaktor m_{SF1} , m_{SF2} , m_{SF3} in den Körnern n_K innerhalb der Gefüge n_G in Abb. 5.6; Nummerierung n_{GS} der Gleitsysteme der modellierten Gleitbänder nach Höhe des Schmidfaktors (höchster Schmidfaktor: $n_{GS} = 1$, zweithöchster Schmidfaktor: $n_{GS} = 2$, usw.).

Für die Körner $n_K = 4$ in Gefüge II und $n_K = 2$ sowie 4 in Gefüge III sind die Winkel ζ_2 deutlich größer als ζ_1 , weshalb in diesen Fällen die Gleitrichtungen des Gleitsystems mit dem zweithöchsten Schmidfaktor stärker aus der Probenoberfläche herausragen und somit

hinsichtlich der freien Oberflächenbedingung bevorzugt sind. In Tab. 5.1 sind in der letzten Spalte zusätzlich die Gleitsysteme der in den jeweiligen Körnern modellierten Gleitbänder (s. Abb. 5.6f und i) nach Höhe des Schmidfaktors nummeriert. Hieraus geht hervor, dass das Modell in den Körnern $n_k = 4$ in Gefüge II und $n_k = 2$ sowie 4 in Gefüge III die Gleitbänder im Gleitsystem mit dem zweithöchsten Schmidfaktor ($n_{GS} = 2$) nachgebildet hat und somit den zuvor genannten Effekt berücksichtigt. Die Übereinstimmungen mit den Gleitspurorientierungen auf den REM-Aufnahmen in Abb. 5.6d und g bestätigen den Effekt experimentell.

Weiterhin ist zu beobachten, dass in den Körnern $n_k = 2$ und $n_k = 3$ in Gefüge II die Aufnahme der Probenoberfläche kaum Gleitspuren erkennen lässt (s. Abb. 5.6d), wohingegen in der Simulation dort Gleitbänder gebildet wurden (s. Abb. 5.6f). In diesen Fällen sind die Werte für ζ_1 , ζ_2 und ζ_3 relativ gering, weshalb dort die plastische Verformung vermutlich eingeschränkt stattfand. Vor diesem Hintergrund ist zu erwähnen, dass auf den REM-Aufnahmen hauptsächlich Gleitspuren mit starker Verformung sichtbar werden, während andere mit geringer Verformung kaum oder gar nicht zu erkennen sind. In den Simulationsergebnissen werden jedoch alle modellierten Gleitspuren dargestellt. In Gefüge I und IV, für die Tab. 5.1 keine Werte angibt, ragen die Gleitrichtungen des Gleitsystems mit dem höchsten Schmidfaktor vorwiegend stärker aus der Oberflächenebene heraus ($\zeta_1 > \zeta_2, \zeta_1 > \zeta_3$).

Die in diesem Abschnitt dargestellten Ergebnisse zeigen die Einflüsse der kritischen Schubspannung τ_c und der Fließschubspannung τ_f auf die Gleitbandentstehung in den austenitischen Edeltählen nach einer monotonen Beanspruchung ohne Berücksichtigung der Martensitbildung. Gute Übereinstimmungen zwischen den aus Simulationen hervorgehenden Gleitbandorientierungen mit den experimentellen Befunden bestätigten die realitätsnahe Abbildung der Gefüge und das Modell zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern. Die maximale Schubspannung in den Gleitsystemen erwies sich als entscheidend hinsichtlich der Gleitbandentstehung, wobei der Aspekt der freien Oberflächenbedingung zu beachten ist. Der Unterschied der Ausprägung der plastischen Verformung in Gleitbändern des metastabilen und des stabilen austenitischen Edeltahls konnte bereits hier auf die unterschiedlichen Werte der kritischen Schubspannung und der Fließschubspannung beider Werkstoffe, neben den unterschiedlichen äußeren Lasten (VHCF-Dauerfestigkeiten), zurückgeführt werden.

Im nächsten Abschnitt wird der Einfluss durch die zyklische plastische Verformung in Gleitbändern untersucht.

5.1.3 Einfluss der Verfestigung und der zyklischen Abgleitungsirreversibilität

Das zyklische plastische Verformungsverhalten eines modellierten Gleitbandes ist im Wesentlichen durch den Mechanismus der Verfestigung (s. Abschnitt 3.3.2) und den Mechanismus der zyklischen Abgleitungsirreversibilität (s. Abschnitt 3.3.3) bestimmt. Die Beschreibung der Verfestigungseigenschaft geschieht in Simulationen in Abhängigkeit des Parameters α_{Sim} und die zyklische Abgleitungsirreversibilität ist über den Parameter p_{Sim} definiert (s. Abschnitt 3.5). Nachfolgend werden die Einflüsse dieser beiden Mechanismen untersucht.

Variation der Verfestigungseigenschaft

In Abb. 5.7a-c sind die Verläufe der maximalen Abgleitungen Δu_{max} in beiden Gleitlinien (I und II) eines simulierten Gleitbandes über die Zyklenzahl N_{Sim} bei verschiedenen Verfestigungsgraden und ohne Irreversibilität dargestellt. Die Simulation erfolgte anhand des idealen Gefügeausschnitts aus vorherigen Studien (s. z. B. Abb. 5.1) bei wechselnder Beanspruchung mit $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa. Der zyklische Verlauf der maximalen Abgleitungen resultierte aus der Modellvorgabe, dass die Abgleitung in einer Gleitlinie stattfindet, sobald die Fließschubspannung τ_F darin überschritten wird und dass die Abgleitung auf einen irreversiblen Anteil (hier Null, da ohne Irreversibilität) zurückgeht, sobald die Schubspannung die Fließschubspannung in entgegengesetzter Richtung übersteigt. Zudem war entsprechend dem Modell die plastische Verformung abwechselnd auf Gleitlinie I und II im Druck- und im Zughalbzzyklus gestattet.

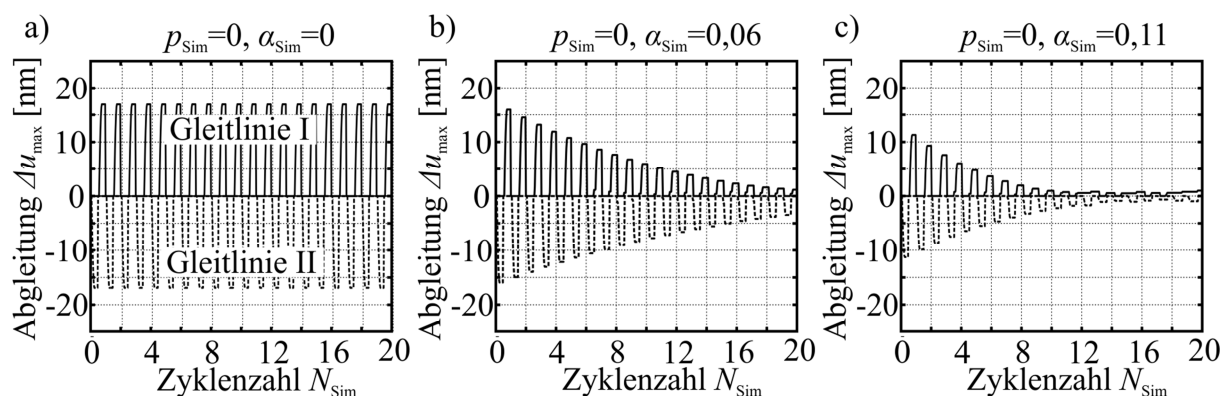


Abb. 5.7 (a-c) Verläufe der maximalen Abgleitungen Δu_{max} in beiden Gleitlinien eines simulierten Gleitbandes über die Zyklenzahl N_{Sim} mit variierender Verfestigung (Parameter α_{Sim}) und ohne zyklische Abgleitungsirreversibilität ($p_{\text{Sim}} = 0$) (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa).

Ohne Verfestigung ($\alpha_{\text{Sim}} = 0$, Abb. 5.7a) blieben die Amplituden der maximalen Abgleitungen Δu_{max} über die Zyklenzahl konstant, da sich nach jedem Beanspruchungszyklus der gleiche Zustand einstellte. Mit Verfestigung nahmen die Abgleitungsamplituden allmählich über die

Zyklenzahl ab (s. Abb. 5.7b und c). Dies geschah infolge der Erhöhung der Fließschubspannung τ_F in Abhängigkeit der bereits stattgefundenen Abgleitung. Bei $\alpha_{\text{sim}} = 0,11$ gingen die maximalen Abgleitungen innerhalb des hier betrachteten Beanspruchungsintervalls fast vollständig zurück (s. Abb. 5.7c), wobei sich zunächst kleine unsymmetrische Verformungen auf beiden Gleitlinien einstellten, die im weiteren Verlauf auf null zurückgingen. Da die Verfestigung eine kontinuierliche Reduzierung der Abgleitung herbeiführte, nahm der Einfluss der plastischen Verformung auf die umgebende Beanspruchung ab. Hierzu zeigen Abb. 5.8a-c für den Fall $\alpha_{\text{sim}} = 0,06$ (s. Abb. 5.7b) die Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{max} im idealen Gefügeausschnitt nach dem 1., 10. und 20. simulierten Zyklus bei jeweils maximaler äußerer Beanspruchung. Die Entlastung in der Umgebung des Gleitbandes sowie die Schubspannungsüberhöhungen an Gleitbandenden gingen somit allmählich zurück.

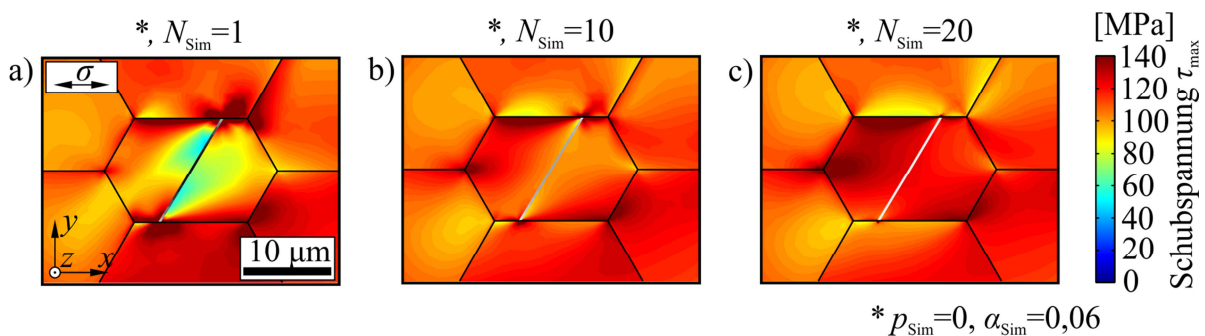


Abb. 5.8 Verteilungen der Schubspannung τ_{max} im idealen Gefügeausschnitt für ausgewählte Zyklenzahlen N_{Sim} und $\alpha_{\text{Sim}} = 0,06$, $p_{\text{Sim}} = 0$ (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa).

Im Anschluss wird die zyklische Abgleitungsirreversibilität näher betrachtet.

Variation der zyklischen Abgleitungsirreversibilität

In Abb. 5.9a-f sind die Verläufe der maximalen Abgleitungen Δu_{max} unter dem zusätzlichen Einfluss der zyklischen Abgleitungsirreversibilität abgebildet. Die Betrachtung erfolgte für zwei Werte von p_{Sim} ($p_{\text{Sim}} = 0,1$ und $0,2$) und erneut mit Variation der Verfestigungseigenschaft ($\alpha_{\text{Sim}} = 0,03, 0,06, 0,11$). Ansonsten lagen die gleichen Randbedingungen wie zuvor vor. Aus den Diagrammen ist deutlich zu entnehmen, dass in beiden Gleitlinien nach jedem Verformungsrückgang ein irreversibler Anteil der Abgleitung festgesetzt wurde (s. z. B. Pfeilmarkierungen in Abb. 5.9a). Dieser Anteil bewirkte nach Beanspruchungsumkehr eine stärkere Abgleitung in der zweiten Gleitlinie, sofern die Verfestigung ausreichend gering war. Dieser Sachverhalt lässt sich auf den Bauschinger-Effekt (Bauschinger 1886) zurückführen, bei dem infolge der festgesetzten Versetzungen bei

Erstbeanspruchung die Versetzungswanderung bei Beanspruchungsumkehr erleichtert wird (Abel & Muir 1972). Im vorliegenden Fall akkumulierte sich der Anteil der irreversiblen Abgleitung mit Zunahme der Zyklenzahl und führte bei ausreichend geringer Verfestigung zu einer stetigen Zunahme der maximalen Abgleitungen in beiden Gleitlinien. In (c) und (f) überwog der Verfestigungseinfluss jedoch so stark, dass die Abgleitung trotz der Irreversibilität kontinuierlich bis zu einem bis dahin festgesetzten Anteil abnahm. Zum Ende dieser beiden Verläufe kommt es wie oben beschrieben ebenfalls zu unsymmetrischen Verformungen auf beiden Gleitlinien, bevor sie beide inaktiv blieben. Die Verfestigung führte in allen Fällen zu einer stetigen Abnahme des zyklischen plastischen Abgleitungsanteils, der in jedem Beanspruchungszyklus über den zuvor erreichten irreversiblen Anteil hinausging und äquivalent zur plastischen Dehnung anzusehen ist (s. z. B. Pfeilmarkierungen in Abb. 5.9b).

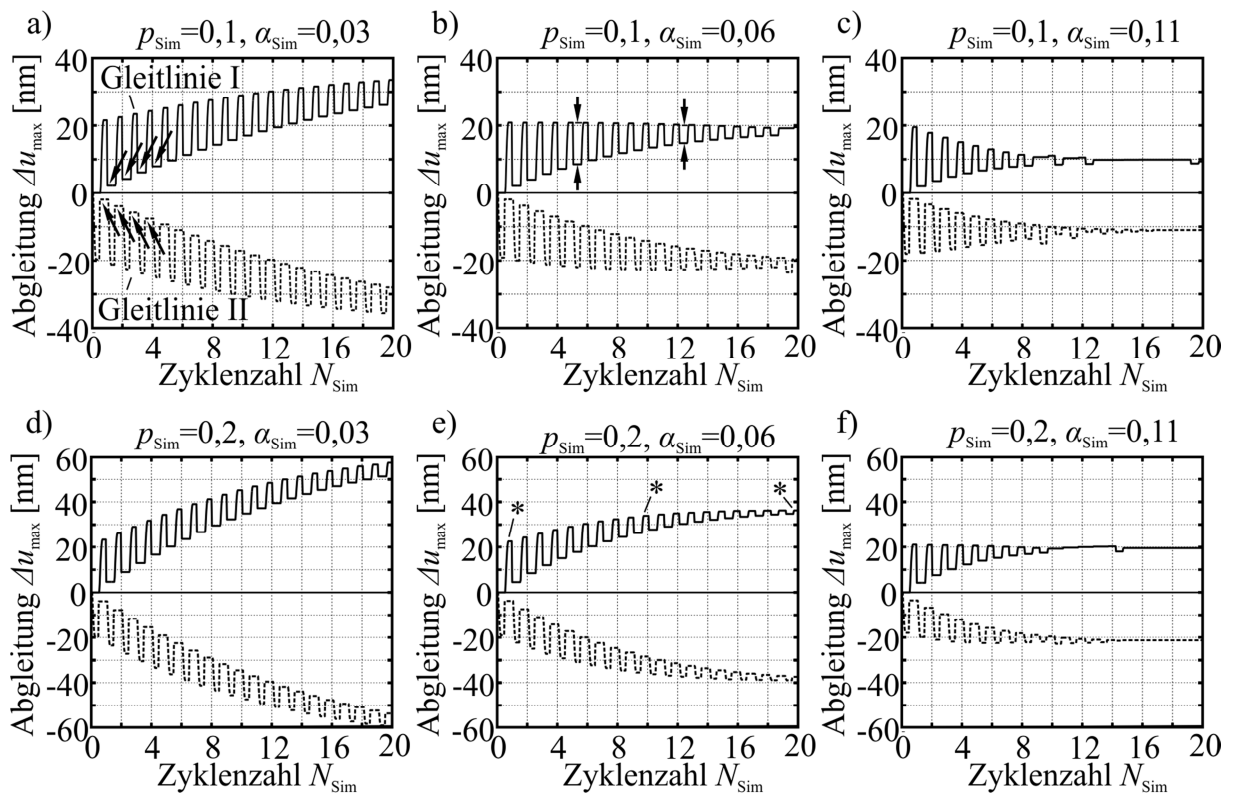


Abb. 5.9 Verläufe der maximalen Abgleitungen Δu_{\max} in beiden Gleitlinien eines simulierten Gleitbandes über die Zyklenzahl N_{Sim} mit variierender zyklischer Abgleitungsirreversibilität ($p_{\text{Sim}} = 0,1, 0,2$) und Verfestigung ($\alpha_{\text{Sim}} = 0,03, 0,06, 0,11$) (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa).

In Abschnitt 3.5 wurde zu den Modellparametern der in dieser Arbeit gewählte Ansatz vorgestellt, wie durch wenige simulierte Zyklen sehr viele reale Versuchszyklen nachgebildet werden sollen. Dies geschieht durch künstliches Anheben der Verfestigungs- und Irreversibilitätseigenschaften der Gleitbänder in den Simulationen. Eine Abschätzung der repräsentierten

Zyklenzahl im realen Ermüdungsversuch des metastabilen Austenitstahls wurde in Tab. 3.2 anhand des Parameters p_{sim} der zyklischen Abgleichsirrversibilität vorgenommen. Um den zugehörigen Wert des Verfestigungsparameters α_{sim} zu erhalten, wurde in den Simulationen zunächst festgelegt, dass für einen Werkstoff das Verhältnis aus p_{sim} und α_{sim} konstant bleibt. Für den metastabilen Austenitstahl AISI 304 wurde das Verhältnis in der vergleichenden Studie auf Basis des Resonanzverhaltens in anfänglichen Parameterstudien bestimmt. Hiernach wurde $p_{\text{sim}} = 0,2$ bei $\alpha_{\text{sim}} = 0,06$ für die Modellierung von AISI 304 festgelegt, wofür Abb. 5.9e den Verlauf der maximalen Abgleichungen Δu_{max} des simulierten Gleitbandes zeigt. Die Halbierung beider Parameter ($p_{\text{sim}} = 0,1$, $\alpha_{\text{sim}} = 0,03$) führte zu dem Verlauf in Abb. 5.9a, der nach 20 simulierten Zyklen in etwa die Amplituden für Gleitlinie I und II erreicht hat, die in Abb. 5.9e nach 10 Zyklen erreicht wurden. Dieser Vergleich zeigt bereits, dass die Skalierung der Zyklenzahl über die Irreversibilität und die Verfestigung möglich ist.

Die Werte für p_{sim} und α_{sim} für den stabilen Austenitstahl AISI 316 L lassen sich von den Werten des metastabilen Austenitstahls ableiten, da im Modell festgehalten wurde, dass die Irreversibilität des stabilen um den Faktor 10 größer ist als die des metastabilen Austenitstahls und die Verfestigungseigenschaften beider Werkstoffe gleich sind (s. Abschnitt 3.5).

Einflüsse der Irreversibilität und Verfestigung auf die lokale Beanspruchung und Verformung

Der Einfluss der zyklischen Abgleichsirrversibilität und der Verfestigung auf die lokale Beanspruchung geht aus Abb. 5.10a-c für die festgelegte Kombination von $p_{\text{sim}} = 0,2$ und $\alpha_{\text{sim}} = 0,06$ anhand der Schubspannungsverteilungen nach dem 1., 10. und 20. simulierten Zyklus hervor. Die genauen Auslesepunkte sind in dem Abgleichungsverlauf in Abb. 5.9e mit Sternchen gekennzeichnet. Ähnlich wie in der Studie zu Abb. 5.8, bei der alleine der Einfluss durch die zyklische Verfestigung betrachtet wurde, stellte sich auch hier ein Rückgang der Entlastung in der Umgebung des Gleitbandes mit Zunahme der Zyklenzahl ein. Jedoch traten darüber hinaus bei Berücksichtigung der Irreversibilität allmählich Spannungsüberhöhungen entlang der Gleitlinien des simulierten Gleitbandes auf, wie in der Vergrößerung in Abb. 5.10c zu erkennen ist. Zudem stieg in weiten Bereichen innerhalb des mittleren Kornes die Schubspannungsverteilung zum Ende des hier betrachteten Simulationsbereiches ($N_{\text{sim}} = 20$) über die rein elastischen Schubspannungen an (vgl. Abb. 5.10c mit Abb. 5.1a).

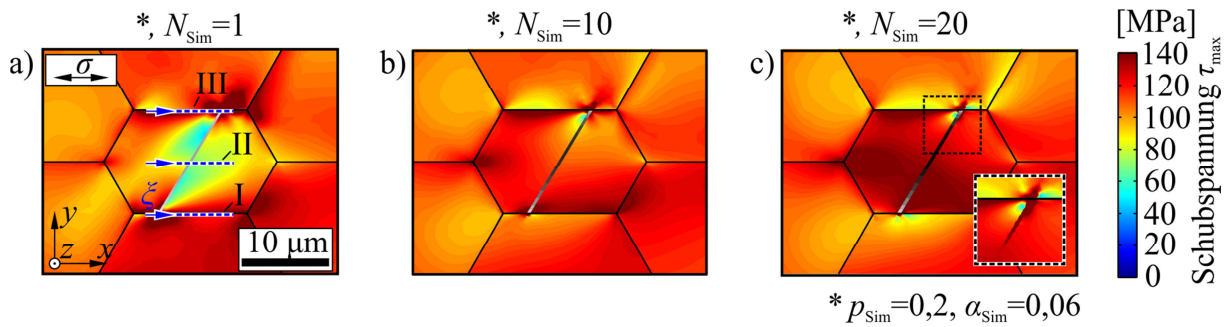


Abb. 5.10 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} im idealen Gefügeausschnitt für ausgewählte Zyklenzahlen N_{Sim} und $p_{\text{Sim}} = 0,2$ sowie $\alpha_{\text{Sim}} = 0,06$ (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa).

Zur Begründung der zuvor genannten Einflüsse auf die lokale Beanspruchung sind in Abb. 5.11 die Verschiebungen u_z des Gefüges in z -Richtung entlang der Linien I, II und III, die in Abb. 5.10a blau gekennzeichnet sind, für die Zyklenzahlen 1, 10 und 20 dargestellt. Die Verläufe der Verschiebungen u_z geben die Verformung in der Umgebung des simulierten Gleitbandes gut wieder, da hier die Gleitrichtung deutlich aus der Gefügeebene herausragte. Einen Eindruck der räumlichen Verformung des gleichen Gefüges gab bereits Abb. 5.3. In Abb. 5.11a zeigt Linie II, die mittig im Korn verläuft, dass zu Beginn der Simulation der Bereich links vom Gleitband (negative x -Richtung) deutlich gegenüber dem Bereich rechts (positive x -Richtung) erhöht war. Dazwischen bewirkte die Abgleitung im Gleitband einen Sprung der Verschiebung u_z (s. Markierung SP in Abb. 5.11a). Mit Zunahme der simulierten Zyklenzahl nahm die Abgleitung in der zweiten Gleitlinie des simulierten Gleitbandes aufgrund der dort akkumulierten irreversiblen Abgleitung ebenfalls zu. Dadurch wurde eine zunehmende Einkerbung der Verschiebung u_z zwischen den beiden Gleitlinien des Gleitbandes herbeigeführt (s. Markierungen EK in Abb. 5.11a-c). Aufgrund dieser Einkerbung traten entlang des Gleitbandes die in Abb. 5.10c angedeuteten Spannungsüberhöhungen auf, die in der Simulation mit Zunahme der Zyklenzahl anstiegen. Linie III zeigt den gleichen Trend, jedoch weniger stark ausgeprägt, da die Verformung unmittelbar an der oberen Korngrenze aufgrund der dortigen Barrierewirkung geringer ausfiel. Aus Linie I (untere Korngrenze) gehen keine so deutlich erkennbaren Unterschiede hervor, da in den hier dargestellten Druckhalbzyklen bei der vorliegenden Orientierung der Gleitrichtung in dem relevanten Korn die Abgleitung in Richtung der oberen Korngrenze strebte. Der Vergleich zwischen den Schubspannungsverteilungen in Abb. 5.10a-c und den Verschiebungsverläufen in Abb. 5.11a-c verdeutlicht, dass der Unterschied der Verschiebung u_z zwischen dem Bereich links und rechts vom Gleitband für die Entlastung in der Umgebung des Gleitbandes und für die Spannungsüberhöhungen an den Gleitbandenden verantwortlich ist. Mit Abnahme dieses Unterschieds wurde allmählich die Entlastung im Korn reduziert, jedoch blieb die Einkerbung

im Gleitband übrig. Nach dem vollständigen Abbau des Unterschieds der Verschiebung u_z auf beiden Seiten des Gleitbandes bildete sich mit Zunahme der akkumulierten irreversiblen Abgleitung der Unterschied in entgegengesetzte Richtung aus (vgl. Linie II in Abb. 5.11b und c). Hieraus resultierte eine Überlast, die neben der Verformungseinkerbung (EK) zu einer mehr und mehr steigenden Beanspruchung des gesamten betreffenden Kornes führte (s. Abb. 5.10c).

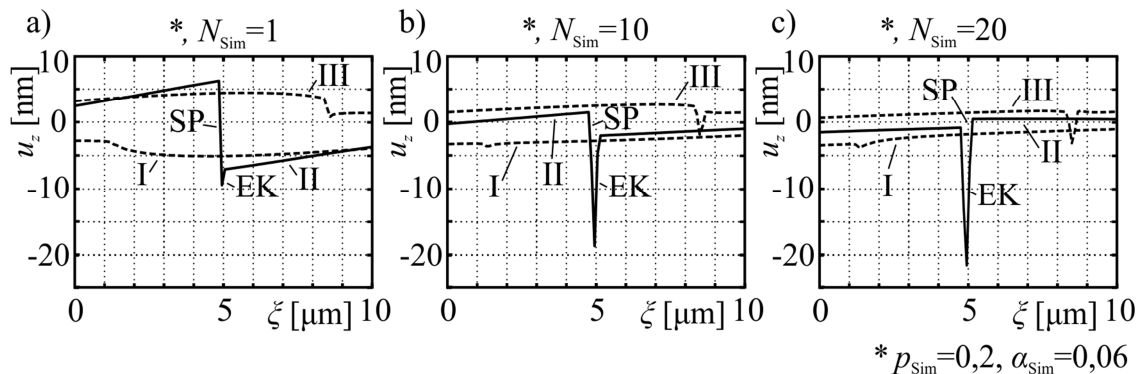


Abb. 5.11 Verläufe der Verschiebungen u_z in z -Richtung entlang der Linien I, II und III, die in Abb. 5.10a gekennzeichnet sind, für ausgewählte Zyklenzahlen N_{sim} (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa, SP: Verschiebungssprung, EK: Verformungseinkerbung).

Die Ergebnisse dieses Abschnitts haben für das einzelne Gleitband gezeigt, dass zunächst die Verfestigung alleine eine kontinuierliche Abnahme der simulierten Abgleitungsamplituden bewirkt und erst durch die zusätzliche Modellierung der Abgleitungsirreversibilität bei ausreichend geringer Verfestigung eine mit der Zyklenzahl zunehmende Abgleitung zu beobachten ist. Letzteres lässt sich auf den Bauschinger-Effekt beziehen. Daraus ging eine zyklische Akkumulation des irreversiblen Verformungsanteils auf der zweiten, jeweils inaktiven Gleitlinie des modellierten Gleitbandes hervor, wodurch eine geometrische Einkerbung zwischen den beiden Gleitlinien hervorgerufen wurde. Entlang dieser Einkerbung traten Schubspannungsüberhöhungen auf und eine anfängliche Entlastung in der Umgebung des Gleitbandes wandelte sich in eine Überbeanspruchung um. Der Einfluss des irreversiblen Verformungsanteils erwies sich somit als Ursache für eine kritische Verformungsentwicklung.

Im folgenden Abschnitt werden Simulationen zur Beschreibung der zyklischen plastischen Verformung in mehreren Gleitbändern innerhalb realer Gefügeausschnitte der austenitischen Edelmstähle vorgestellt.

5.1.4 Nachbildung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern

Zunächst werden die Einflüsse der Verformungsmechanismen in Gleitbändern auf das zyklische plastische Verformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls (ohne Berücksichtigung der Martensitbildung) untersucht.

Simulation der zyklischen plastischen Verformung des metastabilen Austenitstahls

Der betreffende Gefügausschnitt wurde bereits in Abb. 5.6a und b anhand der REM-Aufnahme und des EBSD-Bildes charakterisiert. Die Abbildungen sind zur besseren Gegenüberstellung zwischen Experiment und Simulation im Folgenden in Abb. 5.12a und b erneut dargestellt. Der im Experiment durchgeführte Ermüdungsversuch erfolgte bis $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$ Zyklen bei einer Beanspruchung im VHCF-Dauerfestigkeitsbereich (AISI 304: $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa). Für die Simulationen wurden die Modellparameter für den metastabilen Austenitstahl aus Tab. 3.3 und eine wechselnde äußere Beanspruchung von $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa vorgegeben. Um in der folgenden Studie die Einflüsse durch die Verfestigung und die Abgleitungsirreversibilität hervorzuheben und die Möglichkeit der Skalierung der repräsentierten Zyklenzahl über diese Eigenschaften erneut zu bestätigen, wurden die Verfestigung und Irreversibilität zu gleichen Verhältnissen ausgehend von $p_{\text{Sim}} = 0,2$ mit $\alpha_{\text{Sim}} = 0,06$ in drei Simulationen variiert ($p_{\text{Sim}} = 0,01$ mit $\alpha_{\text{Sim}} = 0,003$, $p_{\text{Sim}} = 0,2$ mit $\alpha_{\text{Sim}} = 0,06$ sowie $p_{\text{Sim}} = 0,4$ mit $\alpha_{\text{Sim}} = 0,11$).

Die Darstellungen der Schubspannungsverteilungen werden jeweils bei maximaler äußerer Beanspruchung zum Ende der jeweiligen Simulationszyklenzahl gezeigt. Abb. 5.12c gibt zunächst die Verteilung der simulierten Schubspannung τ_{max} innerhalb des nachgebildeten Gefügausschnitts für den rein elastischen Fall ohne Berücksichtigung der plastischen Verformung in Gleitbändern an. Der Vergleich zu Abb. 5.12a macht deutlich, dass zum Großteil in den Körnern hohe Schubspannungen im maximal beanspruchten Gleitsystem simuliert wurden, in denen auch im Ermüdungsversuch eine ausgeprägte Gleitbandbildung auftrat. Um erneut Randeinflüsse zu vermeiden und zusätzlich den Rechenaufwand zu reduzieren, erfolgte die Simulation der plastischen Verformung in dem Bereich, der in Abb. 5.12c durch die weiß-schwarz gestrichelte Linie eingerahmt ist. Modellierte Gleitbänder sind wie zuvor durch graue Linien gekennzeichnet, deren Grafton mit der Höhe der Abgleitung in dem jeweiligen Gleitband skaliert ist (schwarz: maximale Abgleitung aller in Abb. 5.12 gezeigten Simulationen). Die Ergebnisse der drei Simulationen mit unterschiedlichen Vorgaben für p_{Sim} und α_{Sim} sind spaltenweise in Abb. 5.12d-o dargestellt.

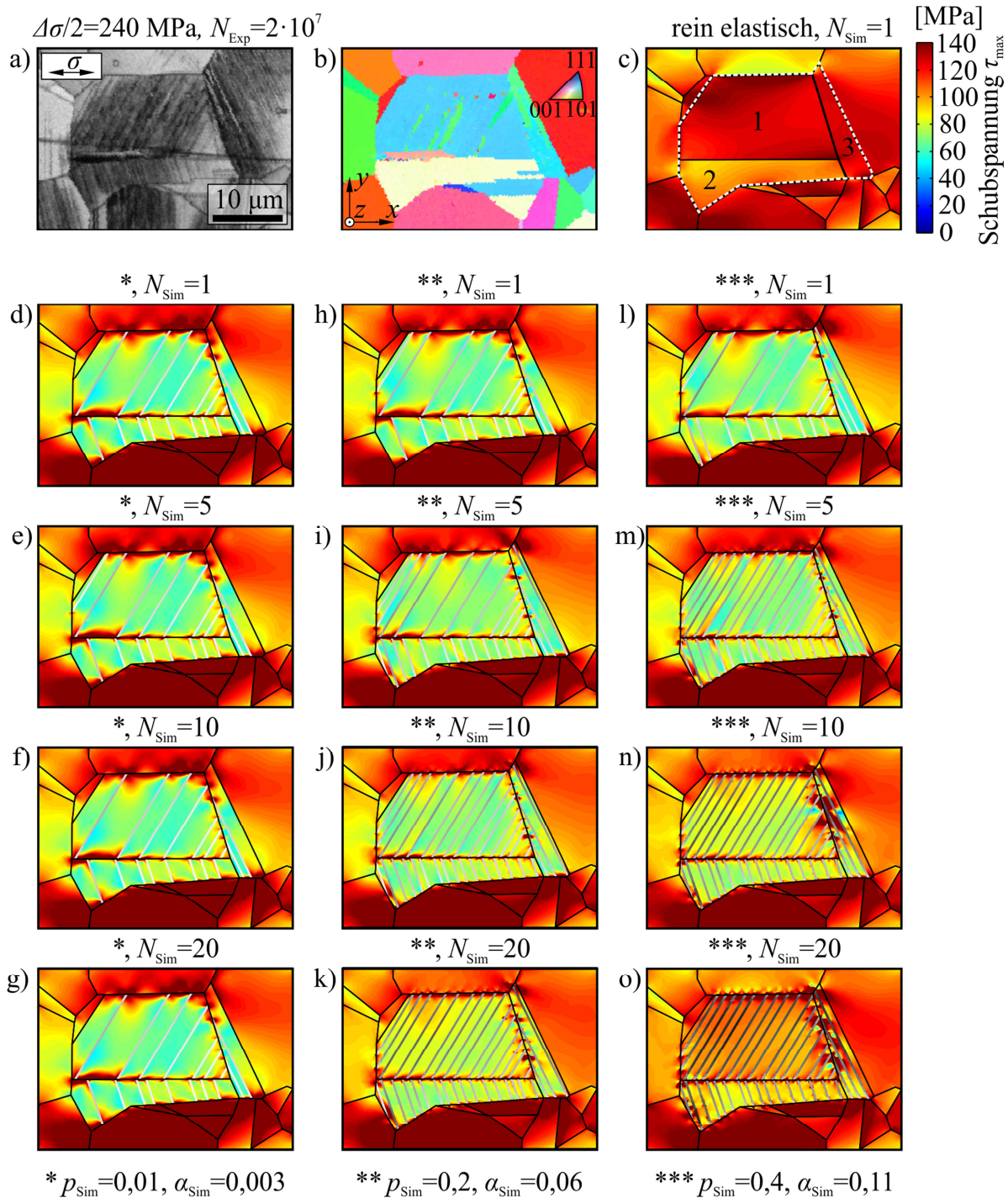


Abb. 5.12 (a) REM-Aufnahme und (b) EBSD-Bild eines experimentell ausgemessenen Gefügeausschnitts des metastabilen Austenitstahls (AISI 304, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa, $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$); (c) Verteilung der Schubspannung τ_{max} in dem modellierten Gefügeausschnitt für den rein elastischen Fall sowie (d)–(o) unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern für ausgewählte Simulationszyklenzahlen N_{Sim} und unterschiedliche Irreversibilitäts- und Verfestigungseigenschaften (p_{Sim} und α_{Sim}).

Mit den Werten für die zyklische Abgleitungsirreversibilität p_{Sim} lässt sich für die Simulationsergebnisse in den drei Spalten jeweils eine repräsentierte Zyklenzahl im realen Ermüdungsversuch abschätzen (s. Tab. 3.2). Hiernach beschreiben die Simulationsergebnisse

bis $N_{\text{Sim}} = 20$ in der ersten Spalte das Ermüdungsverhalten bis $N_{\text{Exp}} = 1 \cdot 10^5$, die der zweiten Spalte bis $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^6$ und die der dritten Spalte bis $N_{\text{Exp}} = 4 \cdot 10^6$ Zyklen. Somit können unter Annahme der Möglichkeit dieser Skalierung auch Verknüpfungen zwischen den drei Simulationen hergestellt werden. Entsprechend den Verhältnissen der Werte p_{Sim} und α_{Sim} zwischen den drei Simulationen entspräche z. B. der Ermüdungsfortschritt in Abb. 5.12g dem aus Abb. 5.12h oder der Fortschritt in Abb. 5.12j dem in Abb. 5.12m. Der Vergleich zeigt, dass jeweils ähnliche Fortschritte vorliegen und somit die Skalierungsmöglichkeit erneut bestätigt wird.

Zu Beginn der Simulationen bei $N_{\text{Sim}} = 1$ ist zu erkennen, dass innerhalb des Bereiches, in dem die plastische Verformung simuliert wurde, eine starke Entlastung im Korninneren stattfand und an Korngrenzen Spannungsüberhöhungen auftraten. Dieser Effekt wurde in Abschnitt 5.1.1 zum Einfluss der plastischen Abgleitung bereits erörtert. Die Ergebnisse in der ersten Spalte (Abb. 5.12d-g) zeigen in dem hier betrachteten Beanspruchungsintervall keine ausgeprägte Änderung über die simulierte Zyklenzahl. Demgegenüber weisen die Ergebnisse bei höherer Abgleitungsirreversibilität und Verfestigung auf eine deutlich erkennbare Zunahme der Anzahl der entstandenen Gleitbänder über die zyklische Beanspruchung hin (s. Abb. 5.12h-k und l-o). Die Ursache für die Zunahme der Gleitbandanzahl lag in der allmählichen Abnahme der Entlastung in der Umgebung bestehender Gleitbänder aufgrund der jeweiligen individuellen Verfestigung und Irreversibilität (s. Studien des vorherigen Abschnitts). Dadurch stiegen in der Umgebung der Gleitbänder die Schubspannungen mit Zunahme der Zyklenzahl wieder an und die Bedingung für die Neubildung in der Nachbarschaft bereits existierender Gleitbänder wurde allmählich wieder begünstigt. Dieser Effekt trat stärker in Erscheinung, wenn die Verfestigungs- und die Irreversibilitätsparameter α_{Sim} und p_{Sim} größer waren. Da die Neubildung eines Gleitbandes aufgrund des Nahordnungseffektes (reduzierte Fließschubspannung gegenüber kritischer Schubspannung) zu einer lokalen Entlastung führte, bewirkte die allmähliche Gleitbandentstehung ein Aufrechterhalten der Entlastung in den betreffenden Körnern über die ersten Zyklenzahlen. In den Simulationen war ein minimaler Abstand zwischen den modellierten Gleitbändern aufgrund von Einschränkungen hinsichtlich der numerischen Berechnung vorgegeben. Somit wurde nach einer bestimmten Zyklenzahl aufgrund von Sättigung die weitere Gleitbandbildung unterbunden und die Entlastung im Korninneren konnte nicht weiter aufrechterhalten werden. In den Schubspannungsverteilungen ist eine Sättigung der Gleitbandbildung in etwa bei Abb. 5.12j bzw. m zu entnehmen, weshalb danach die Schubspannung im Inneren der betreffenden Körner allmählich anstieg. Als Folge der zyklischen Abgleitungsirreversibilität kam es zu der

im vorherigen Abschnitt für das einzelne Gleitband beschriebenen Überlast in den Körnern und infolge der Verformungseinkerbungen zwischen den Gleitlinien der Gleitbänder traten zunehmend Spannungsüberhöhungen entlang der Gleitbänder und an Gleitbandenden bzw. Korngrenzen auf. Dies geht insbesondere aus Abb. 5.12o hervor. Die Orte der Spannungsüberhöhungen können als kritische Orte für den Übergang zur Rissbildung angesehen werden. Nach der Vorstellung der Simulationsergebnisse zum zyklischen Verformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls wird anschließend der stabile Austenitstahl AISI 316 L betrachtet.

Simulation der zyklischen plastischen Verformung des stabilen Austenitstahls

Wie zuvor gehen die REM-Aufnahme sowie das EBSD-Bild des im Folgenden betrachteten Gefügeausschnitts aus einer vorherigen Studie hervor (s. Abb. 5.6j und k). Der Versuch wurde bis $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$ Zyklen im VHCF-Dauerfestigkeitsbereich (AISI 316 L: $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa) durchgeführt. Die REM-Aufnahme und das EBSD-Bild sind wiederum zur besseren Gegenüberstellung in Abb. 5.13a und b dargestellt. Für die Modellierung wurden die in Tab. 3.3 festgelegten Modellparameter des stabilen austenitischen Edelmetalls (AISI 316 L) verwendet. Die Simulation der zyklischen plastischen Verformung erfolgte mit den Parameterwerten $p_{\text{Sim}} = 1$ für die Abgleitungsirreversibilität und $\alpha_{\text{Sim}} = 0,03$ für die Verfestigung.

Abb. 5.13c zeigt die Verteilung der simulierten Schubspannung τ_{max} innerhalb des betrachteten Gefügeausschnitts im rein elastischen Fall bei maximaler äußerer Beanspruchung ($\Delta\sigma/2 = 190$ MPa). Der Vergleich zur REM-Aufnahme in Abb. 5.13a verdeutlicht, dass in dem Bereich erhöhter plastischer Verformung auch in der Simulation eine elastische Schubspannungsüberhöhung vorlag (s. Pfeilmarkierung in Abb. 5.13c). Ansonsten wurde jedoch die Schubspannung innerhalb der Körner 1, 3 und 4, in denen vermehrt Gleitspuren aufzufinden waren (s. Abb. 5.13a), geringer berechnet. Abb. 5.13d-f zeigen die simulierte Schubspannung τ_{max} nach ausgewählten Zyklen N_{Sim} unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern. Wie in vorherigen Studien sind entstandene Gleitbänder durch Linien gekennzeichnet, deren Grauton mit der Höhe der Abgleitung in dem jeweiligen Gleitband skaliert ist (schwarz entspricht der maximalen Abgleitung, die hier nur sehr lokal in unmittelbarer Nähe zum gemeinsamen Korngrenztripelpunkt der Körner 1 bis 4 vorliegt).

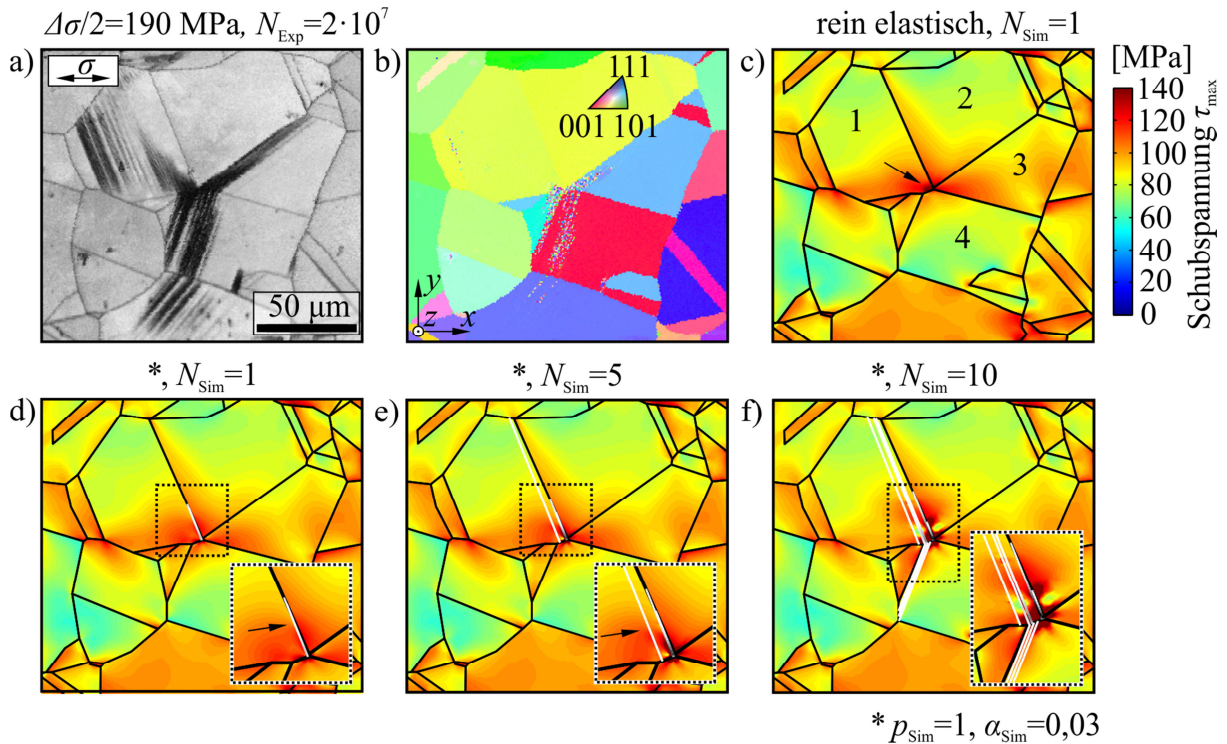


Abb. 5.13 (a) REM-Aufnahme und (b) EBSD-Bild eines ermüdeten Gefügeausschnitts des stabilen Austenitstahls (AISI 316 L, $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa, $N_{\text{Exp}} = 2 \cdot 10^7$); (c) Verteilung der Schubspannung τ_{max} in dem modellierten Gefügeausschnitt für den rein elastischen Fall sowie (d)-(f) unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern für ausgewählte Simulationszyklen N_{Sim} .

Aus einer vorherigen Studie (s. Abb. 5.6l) ging bereits hervor, dass das Modell während des ersten simulierten Zyklus nur zur Bildung eines Gleitbandes in unmittelbarer Nähe zur Korngrenze zwischen Korn 1 und 2 führte (s. Vergrößerung mit Pfeilmarkierung in Abb. 5.13d). Die Gründe für die erschwerte Gleitbandbildung wurden bereits in Abschnitt 5.1.2 erläutert. Nach 5 simulierten Zyklen zeigt Abb. 5.13e, dass ein weiteres Gleitband in der Nähe zum ersten Gleitband gebildet wurde (s. Vergrößerung mit Pfeilmarkierung in Abb. 5.13e). In diesem Fall führte die zyklische Akkumulation der Abgleitung in dem ersten Gleitband zu einer allmählichen Zunahme der Schubspannungsüberhöhung an der Korngrenze (s. ebenfalls Vergrößerung in Abb. 5.13e), wodurch die Bildung eines weiteren Gleitbandes herbeigeführt wurde. Dieser Effekt kam nach 10 simulierten Zyklen in Abb. 5.13f noch deutlicher heraus, wodurch bis dahin weitere Gleitbänder in Korn 1 und zusätzlich in Korn 4 gebildet wurden.

Wegen der geringen Beanspruchungsamplitude und der beeinträchtigten plastischen Verformung in dem stabilen Austenitstahl trat in bestimmten Bereichen der modellierten Gleitbänder keine Abgleitung auf. An den Übergängen von verformungsbehafteten zu verformungsfreien Bereichen innerhalb einer Gleitlinie kam es in der Simulation zu Spannungsüberhöhungen. Diese Überhöhungen, die auch an Orten im Korninneren auftraten und die weitere plastische Verformung stark beeinflussten, werden auf künstliche Effekte

durch die Simulation zurückgeführt und sollen daher nicht weiter Gegenstand der Untersuchung sein. Da dieser Effekt in der hier gezeigten Simulation erst nach ca. 10 simulierten Zyklen stärker zum Vorschein kam, ist die Darstellung der Ergebnisse in Abb. 5.13 bis auf $N_{\text{Sim}} = 10$ beschränkt. Bis zu dieser Zyklenzahl zeigen die Simulationsergebnisse, dass eine Ausbreitung der Gleitbandbildung über die Zyklenzahl auch für den stabilen Austenitstahl nachgewiesen werden konnte. In diesem Fall bewirkte die Akkumulation der irreversiblen Verformung in den Gleitbändern eine Zunahme der Schubspannungsüberhöhung an Korngrenzen, wodurch die weitere Gleitbandbildung ausgelöst wurde. Der dargestellte Ort in der Vergrößerung in Abb. 5.13f kann aufgrund der mit der Zyklenzahl zunehmenden Schubspannungskonzentration als kritischer Ort hinsichtlich einer möglichen Werkstoffschädigung aufgefasst werden.

Für die in Abb. 5.13 bis $N_{\text{Sim}} = 10$ repräsentierte Zyklenzahl des realen Ermüdungsversuchs lässt sich $N_{\text{Exp}} = 0,5 \cdot 10^6$ abschätzen. Zu diesem Ergebnis gelangt man mit der Modellannahme, dass die Verfestigungseigenschaften der beiden austenitischen Edelmehle gleich sind sowie durch einen Vergleich mit den Abschätzungen zu Abb. 5.12.

Aus den in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationsergebnissen gehen die Einflüsse der Mechanismen der plastischen Verformung in Gleitbändern auf das zyklische Verformungsverhalten der beiden untersuchten Edelmehle hervor. Im Fall des metastabilen Austenitstahls haben sich von Beginn an in jedem Korn Gleitbänder gebildet und es kam zu einer allmählichen Zunahme der Anzahl modellierter Gleitbänder über die Zyklenzahl infolge des lokalen Rückgangs der Entlastung in der Umgebung bestehender Gleitbänder. Der Rückgang ließ sich auf die Verfestigung und Irreversibilität in jedem Gleitband zurückführen. Sobald eine Sättigung der Gleitbandbildung erreicht wurde, konnte die Entlastung nicht mehr aufrecht gehalten werden und es stellte sich ein zunehmend kritischer Zustand im Gefüge aufgrund der Akkumulation irreversibler Verformungen ein. Der stabile Austenitstahl wies aufgrund seiner Werkstoffeigenschaften eine deutlich eingeschränkere Gleitbandbildung auf, jedoch führte die stärkere zyklische Abgleitungsirreversibilität in den wenigen Gleitbändern zu deutlich steigenden Schubspannungsüberhöhungen an Korngrenzen, wodurch der Mechanismus der weiteren Gleitbandbildung gegeben war. Eine besonders ausgeprägte Spannungskonzentration an der Korngrenze deutete auf einen kritischen Ort für eine mögliche Riskeimbildung hin.

Im Folgenden wird der Einfluss durch die Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit der elastischen Eigenschaften erläutert.

5.1.5 Einfluss der elastischen Anisotropie und Isotropie

Die Simulationen erfolgten in dieser Arbeit unter Berücksichtigung der elastischen Anisotropie. Hierzu wurde in jedem Korn eines nachgebildeten Gefüges der individuell rotierte Elastizitätstensor mit richtungsabhängigen Eigenschaften vorgegeben. Um einen Vergleich der Berechnungsergebnisse unter Berücksichtigung der elastischen Anisotropie und Isotropie vornehmen zu können, wurden die beiden im vorherigen Abschnitt untersuchten Gefügeausschnitte ebenfalls mit elastisch isotropen Eigenschaften nachgebildet. Entsprechend der Vorgehensweise von Kübbeler (2017) erfolgte die Definition der elastischen Eigenschaften jedes Kornes über den jeweiligen E -Modul in Richtung der äußeren Zugspannung. Abb. 5.14 zeigt für beide Gefüge (AISI 304 und AISI 316 L) die simulierten Schubspannungsverteilungen bei monotoner Zugbeanspruchung im rein elastisch anisotropen Fall (a), (c) und im rein elastisch isotropen Fall (b), (d).

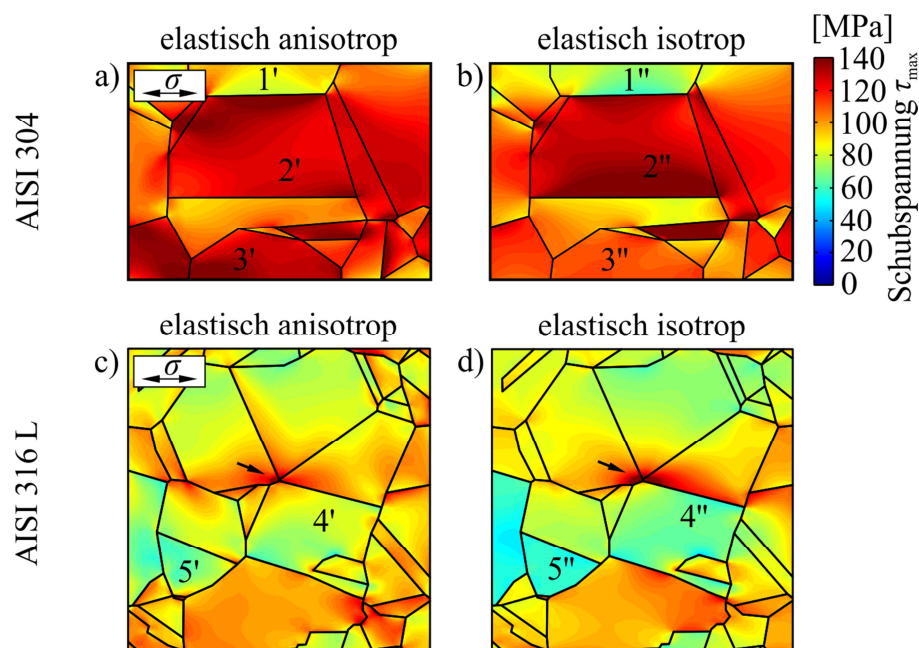


Abb. 5.14 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} für zwei Gefügeausschnitte für den rein elastisch anisotropen Fall (a), (c) und den rein elastisch isotropen Fall (b), (d) (monotone Zugbeanspruchung, AISI 304: $\sigma = 240$ MPa, AISI 316 L: $\sigma = 190$ MPa).

Durch die Beschränkung auf die elastische Isotropie kam es im Vergleich zur elastischen Anisotropie zu einer Änderung der berechneten Schubspannungsverteilung (vgl. Bereiche um einfach und zweifach indizierte Zahlen). Grundsätzlich wurden jedoch die höher und niedriger beanspruchten Körner in beiden Fällen ähnlich wiedergegeben und für den stabilen Austenitstahl AISI 316 L ging die relevante Schubspannungsüberhöhung (s. Pfeilmarkierungen) aus beiden Fällen hervor. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit ist daher der Unterschied zwischen der elastischen Anisotropie und Isotropie hinsichtlich der

berechneten Schubspannungsverteilung ohne Berücksichtigung der plastischen Verformung als nicht so stark anzusehen.

Die Beschreibung elastisch anisotroper Eigenschaften mit der 2-D Randelementemethode erlaubt die Berechnung der räumlichen Verformung des ebenen Gefüges. Dadurch kann die Abgleitung in die tatsächliche räumliche Gleitrichtung nachgebildet werden. Im Fall der elastischen Isotropie liegt aufgrund der vereinfachten mathematischen Beschreibung eine Beschränkung auf die rein ebene Verformung vor, womit die Nachbildung der plastischen Abgleitung in Gleitbändern allenfalls in Richtung der in der Oberfläche liegenden Gleitspur wiedergegeben werden kann. Abb. 5.15 zeigt die simulierte Schubspannungs- und Gleitbandverteilung bei monotoner Zugbeanspruchung in (a) für den elastisch anisotropen Fall mit räumlicher Beschreibung der Abgleitung und in (b) für den elastisch isotropen Fall mit ebener Abgleitungsbeschreibung. Die tatsächlichen Gleitrichtungen in den relevanten Körnern zeigen aus der Gefügeebene heraus.

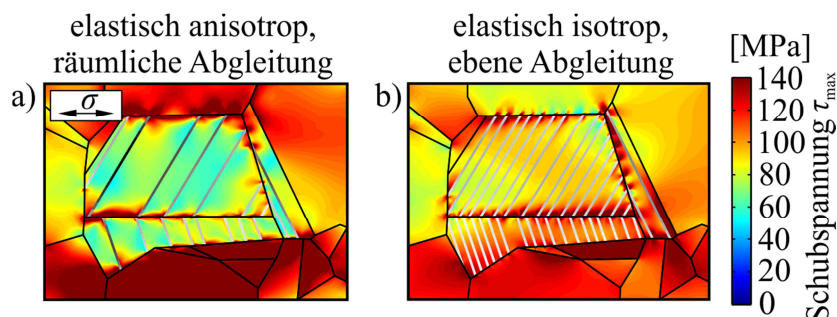


Abb. 5.15 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} für einen Gefügausschnitt (AISI 304) in (a) mit Berücksichtigung der elastischen Anisotropie und Abgleitung in die räumliche Gleitrichtung und in (b) mit elastischer Isotropie und Abgleitung in die ebene Gleitspurrichtung (monotone Zugbeanspruchung, $\sigma = 240$ MPa).

Wie in vorherigen Studien bereits beschrieben und in Abb. 5.15a abgebildet, führte die räumliche Abgleitung zu einer Entlastung in die tatsächliche Gleitrichtung, wodurch die weitere Gleitbandentstehung in unmittelbarer Nachbarschaft bestehender Gleitbänder zunächst unterdrückt wurde. Im Fall ebener Abgleitung (s. Abb. 5.15b) konnte jedoch die Reduzierung der in die räumliche Gleitrichtung wirkenden Schubspannung, welche für die Gleitbandentstehung entscheidend ist, nicht vollständig wiedergegeben werden. Daher wurden wesentlich mehr Gleitbänder gebildet und es zeigt sich schließlich, dass mit der ebenen Verformungsbeschreibung bzw. der elastischen Isotropie die im vorherigen Abschnitt dargestellten Ergebnisse zum zyklischen Verformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls (s. Abb. 5.12) so nicht hätten nachgebildet werden können. Hinsichtlich der

räumlichen Verformungsbeschreibung ist die Berücksichtigung der elastischen Anisotropie also als besonders wichtig für diese Arbeit hervorzuheben.

Bisher wurde die plastische Verformung in rein austenitischen Gefügen ohne Berücksichtigung der martensitischen Phasenumwandlung untersucht. Im nächsten Abschnitt wird sie in die Untersuchungen mit einbezogen.

5.2 Simulation der deformationsinduzierten Martensitbildung

Die Mechanismen der deformationsinduzierten Martensitbildung sind in Abschnitt 3.4 beschrieben. In den folgenden Studien werden die Einflüsse dieser Mechanismen auf das Verformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls AISI 304 untersucht. Für den stabilen Austenitstahl AISI 316 L wird keine martensitische Umwandlung im Modell angenommen.

5.2.1 Einfluss der Steifigkeit und Volumenzunahme der Martensitbereiche

In diesem Abschnitt werden einzelne Martensitbereiche betrachtet, die gezielt in austenitische Gefüge eingebracht wurden. Zunächst steht die Untersuchung des Einflusses der elastischen Steifigkeit der martensitischen Phase auf die umgebende Beanspruchung im Vordergrund.

Einfluss der Steifigkeit der Martensitbereiche

In Abb. 5.16a ist die Verteilung der Schubspannung τ_{\max} in einem idealen Gefügeausschnitt unter monotoner Last dargestellt (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240$ MPa). In der Mitte des Gefüges wurde ein elliptischer Martensitbereich mit einem Flächeninhalt von $0,5 \mu\text{m}^2$ eingebracht. Die geometrische Ausrichtung der elliptischen Martensitfläche sowie die Rotation der martensitischen Einheitszelle gegenüber der umgebenden austenitischen Einheitszelle ergaben sich aus den für den Umwandlungsmechanismus relevanten Gleitsystemen des umgebenden Austenitkorns. Sie sind in Abb. 5.16a durch die Gleitspuren gekennzeichnet (durchgängige und gestrichelte Linie). Diese entsprechen hier den beiden am höchsten beanspruchten Gleitsystemen. Die elastischen Kennwerte des γ -Austenits und des α' -Martensits folgen aus Tab. 3.3 in Abschnitt 3.5. Die transformationsinduzierte Volumenzunahme wurde hier zunächst vernachlässigt. Innerhalb des Martensitbereichs liegen annähernd konstant hohe Schubspannungen vor (ca. 140 MPa), während in der Umgebung wenig ausgeprägte Überhöhungen zu erkennen sind (s. Abb. 5.16a).

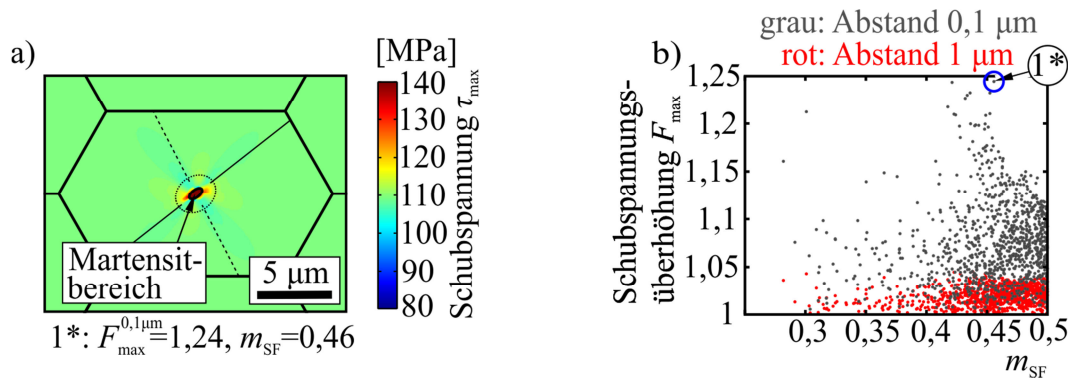


Abb. 5.16 (a) Verteilung der Schubspannung τ_{\max} in einem idealen Gefügeausschnitt (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240$ MPa) mit Martensitbereich ohne Volumenzunahme; (b) Schubspannungsüberhöhung (Faktor F_{\max}) im Abstand 0,1 μm (graue Punkte) und 1 μm (rote Punkte) um den Martensitbereich für 1000 zufällig ausgewählte Kristallorientierungen des umgebenden Austenitkorns.

Zur umfassenderen Abschätzung des Einflusses der elastischen Eigenschaften der Martensitbereiche wurden für eine statistische Betrachtung viele zufällig ausgewählte Kristallorientierungen (1000 Stück) für das umgebende Austenitkorn vorgegeben, wodurch jeweils individuelle Martensitbereiche mit unterschiedlich rotierten elastischen Eigenschaften entstanden sind. Abb. 5.16b zeigt hierzu die jeweils höchste Schubspannungsüberhöhung im Abstand von 0,1 μm (graue Punkte) und 1 μm (rote Punkte) um den gebildeten Martensitbereich. Der Faktor F_{\max} gibt die Überhöhung der Schubspannung τ_{\max} gegenüber der Berechnung ohne Martensit wieder. Die Punkte sind über den größeren Schmidfaktor m_{SF} der beiden beteiligten Gleitsysteme des umgebenden Austenitkorns angegeben. Den Ergebnissen ist zu entnehmen, dass im Abstand von 0,1 μm um den Martensitbereich (graue Punkte) der Anstieg der Schubspannung kleiner als 25 % blieb und im Abstand von 1 μm (rote Punkte) kleiner als 5 %. Die in Abb. 5.16a gezeigte Schubspannungsverteilung gibt bereits den Fall mit der höchsten Schubspannungsüberhöhung in der Umgebung des Martensits an (hoher Faktor F_{\max} und hoher Schmidfaktor m_{SF} , s. Markierung 1* in Abb. 5.16b). Vor diesem Hintergrund wird der Einfluss der elastischen Steifigkeit des Martensits innerhalb eines austenitischen Gefüges auf die lokale Beanspruchung als gering angesehen.

Anschließend wird der Einfluss der durch den Umwandlungsprozess eingebrachten Volumenzunahme untersucht.

Einfluss der Volumenzunahme der Martensitbereiche

Der Mechanismus der transformationsinduzierten Volumenzunahme geht aus Abschnitt 3.4.2 hervor. Wie in der vorherigen Studie wurde auch hier ein elliptischer Martensitbereich (Fläche 0,5 μm^2) in die Mitte eines Korns eingebracht. Zusätzlich zu den elastischen

Eigenschaften wurde die individuelle transformationsinduzierte Volumenzunahme entsprechend den Gleitsystemen des umgebenden Austenitkorns bestimmt und im Martensitbereich vorgegeben. Abb. 5.17a zeigt analog zur vorherigen Studie die Verteilung der Schubspannung τ_{\max} in einem idealen Gefügeausschnitt mit Martensitbereich und Abb. 5.17b die Überhöhungen F_{\max} für 1000 zufällig ausgewählte Kristallorientierungen des umgebenden Austenitkorns.

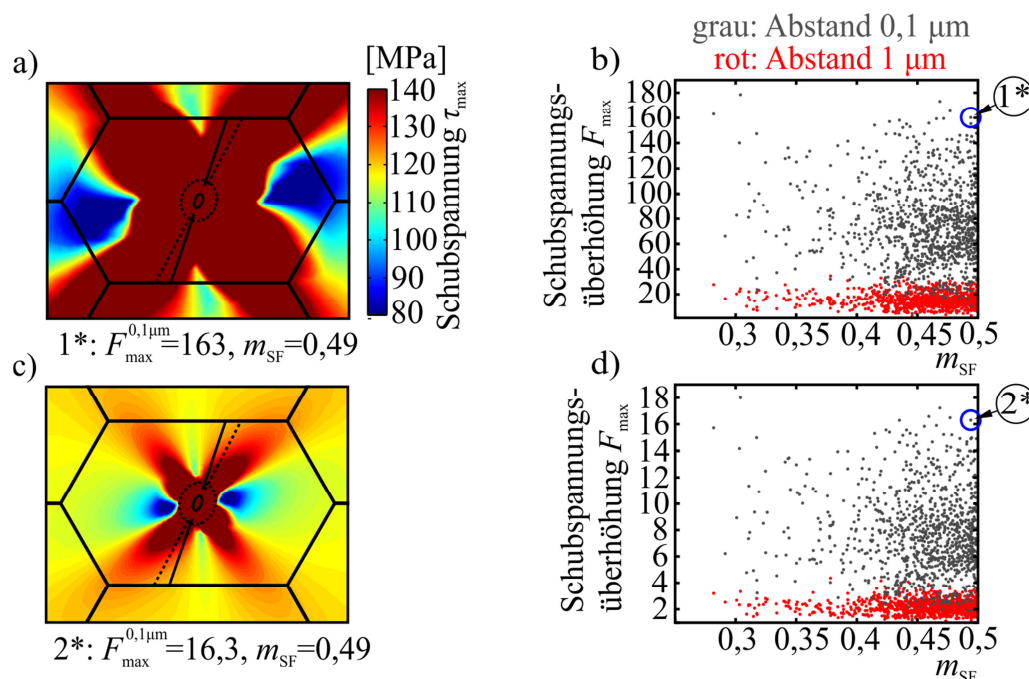


Abb. 5.17 (a) Verteilung der Schubspannung τ_{\max} in einem idealen Gefügeausschnitt (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240$ MPa) mit Martensitbereich und Berücksichtigung der theoretischen Volumenzunahme ($V_e = 100\%$); (b) Schubspannungsüberhöhung (Faktor F_{\max}) im Abstand 0,1 μm (graue Punkte) und 1 μm (rote Punkte) um den Martensitbereich mit theoretischer Volumenzunahme für 1000 zufällig ausgewählte Kristallorientierungen des umgebenden Austenitkorns; (c), (d) gleiche Darstellungen wie in (a) und (b) mit einer auf $V_e = 10\%$ reduzierten Volumenzunahme.

Es ist zu erkennen, dass mit den im Modell berechneten Volumenzunahmen eine sehr starke und weit ausgedehnte Überhöhung der Schubspannung in der Umgebung des Martensitbereichs hervorging. Die Schubspannungsüberhöhungen im Abstand 0,1 μm (graue Punkte) gingen in vielen Fällen deutlich über den Faktor 100 und im Abstand 1 μm (rote Punkte) über 10 hinaus. Es ist anzunehmen, dass derart hohe Spannungen zu einer starken plastischen Verformung in mehreren Gleitsystemen in der unmittelbaren Umgebung des Martensitbereichs führen. Da in dieser Arbeit die lokale plastische Verformung jedoch auf die Gleitlinien der modellierten Gleitbänder beschränkt ist und zudem von Einfachgleiten ausgegangen wird, kann die plastische Verformung um die Martensitbereiche nicht so

nachgebildet werden, dass eine ausreichende Reduzierung der Spannungen für die weitere Ermüdungssimulation resultiert. Daher werden in dieser Arbeit reduzierte Volumenzunahmen bzw. initiale Verzerrungen in den Simulationen angenommen. Aufgrund der fehlenden Kenntnis einer äquivalent anzunehmenden Volumenzunahme, werden in den folgenden Simulationen auf $V_e = 10\%$ reduzierte Volumenzunahmen gegenüber den theoretischen Werten festgelegt. Die Ergebnisse in Abb. 5.17c und d zeigen, dass damit die Beanspruchung in der Umgebung des Martensits deutlich sinkt. Die Schubspannungsüberhöhungen nehmen proportional mit der Reduzierung der Volumenzunahme ab, sodass in unmittelbarer Umgebung (Abstand $0,1\ \mu\text{m}$) die Überhöhungen F_{\max} im Mittel bei 7,7 und im Abstand $1\ \mu\text{m}$ bei 2,2 liegen.

Es ist anzumerken, dass die ausgewählten Schubspannungsverteilungen in Abb. 5.17a und c bereits besonders kritische Fälle mit hohen Faktoren für F_{\max} und m_{SF} darstellten (s. Markierungen 1* und 2* in Abb. 5.17b und d). In Abb. 5.18a ist die Schubspannungsverteilung in einem Gefüge dargestellt, in dem der entstandene Martensitbereich mit reduzierter Volumenzunahme ($V_e = 10\%$) für die untersuchten Fälle eine mittlere Schubspannungsüberhöhung in der Umgebung bewirkte ($F_{\max} = 7,7$). Für den vorliegenden Fall zeigen zudem die Verteilungen in Abb. 5.18b und c den Einfluss der Größe des Martensitbereichs auf die lokale Beanspruchung. Mit abnehmender Größe nimmt der Einfluss erkennbar ab. In den in dieser Arbeit noch folgenden Simulationen liegen vorwiegend kleine Bereiche des Martensits vor, sodass der Einfluss der Volumenzunahme auf die Beanspruchung im Wesentlichen in der direkten Umgebung des Martensits vorliegt. Dennoch erweist sich die Reduzierung der Volumenzunahme als erforderlich.

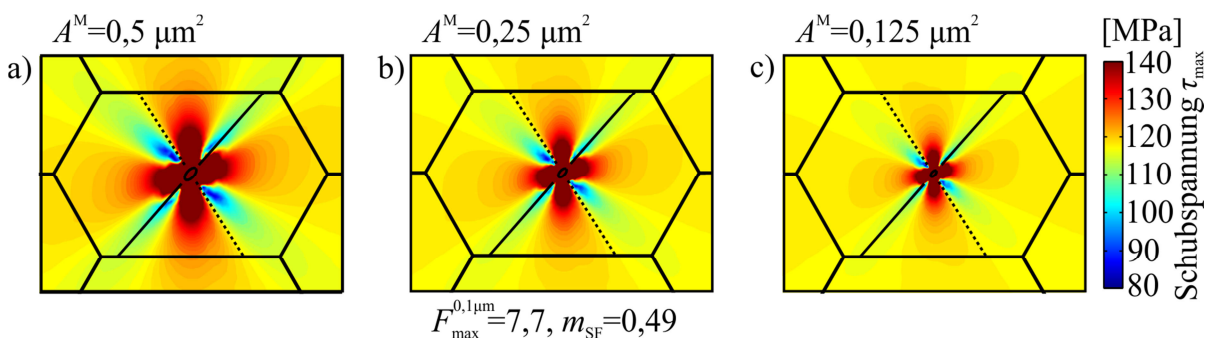


Abb. 5.18 Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} in einem idealen Gefügeausschnitt (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\sigma = 240\ \text{MPa}$) mit Martensitbereich und Berücksichtigung der reduzierten Volumenzunahme ($V_e = 10\%$) und variierenden Martensitflächeninhalten.

Der Mechanismus der deformationsinduzierten Phasenumwandlung gibt vor, dass das Wachstum eines Martensitbereichs in Abhängigkeit der zyklischen plastischen Abgleitungen

erfolgt, die in den beiden relevanten Gleitsystemen in der Umgebung der Phase auftreten. Die zuvor gezeigten Ergebnisse legen die Vermutung nahe, dass infolge der starken Schubspannungsüberhöhung in der Umgebung der Martensitbereiche die Bedingung für plastische Abgleitung in den relevanten Gleitsystemen und somit für das Martensitwachstum fortwährend erfüllt bleibt. Somit läge ein autokatalytischer Effekt vor (Nishiyama et al. 1978). Aus Abb. 5.19 gehen die maximal beanspruchten Gleitsysteme in der Umgebung von Martensitbereichen (Fläche $0,5 \mu\text{m}^2$) für drei verschiedene Kristallorientierungen (a-c) des mittleren Korn hervor, wobei innerhalb des Gefüges eine farbliche Kennzeichnung von schwarz bis hellgrau in Abhängigkeit des Schmidfaktors des am höchsten beanspruchten Gleitsystems erfolgte. Zusätzlich sind für die beiden für die Umwandlung relevanten Gleitsysteme in den Verteilungen die Gleitspurorientierungen (durchgängige und gestrichelte Linien) sowie die Rangnummern des Schmidfaktors je nach Höhe mit angegeben. Aus den Darstellungen geht hervor, dass in der direkten Umgebung der modellierten Martensitbereiche die Schubspannungen in Gleitsystemen am höchsten simuliert wurden, in denen ein Schmidfaktor kleiner als der drittgrößte Schmidfaktor vorlag (s. hellgraue Bereiche). Somit sind in der unmittelbaren Umgebung nicht die für das Wachstum der dargestellten Martensitbereiche relevanten Gleitsysteme am höchsten beansprucht und der autokatalytische Effekt ist unterdrückt. Für alle untersuchten Fälle konnte der gleiche Effekt beobachtet werden.

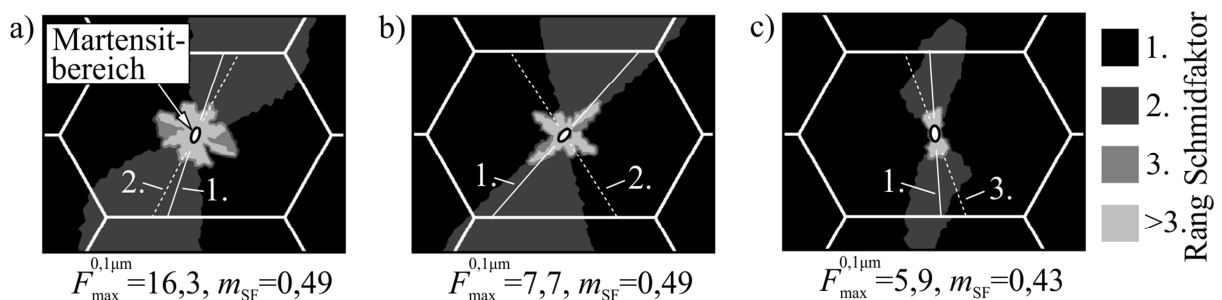


Abb. 5.19 Kennzeichnung der maximal beanspruchten Gleitsysteme nach Schmidfaktoren (schwarz bis hellgrau) in der Umgebung des Martensitbereichs mit reduzierter Volumenzunahme ($V_g = 10\%$) für drei unterschiedliche Kristallorientierungen des umgebenden Korn (AISI 304, $\sigma = 240 \text{ MPa}$).

Die Untersuchungen in diesem Abschnitt haben gezeigt, dass ein relativ geringer Einfluss durch die elastische Steifigkeit eines Martensitbereichs auf die umgebende Beanspruchung vorlag. Demgegenüber wurden durch die transformationsinduzierte Volumenzunahme enorme Schubspannungsüberhöhungen in der Umgebung von Martensitbereichen eingebracht, weshalb eine Reduzierung der theoretisch berechneten Volumenzunahme auf 10% erfolgte. Die immer noch hohen simulierten Schubspannungen bei reduzierter Volumenzunahme

fürten in der Umgebung der Martensitbereiche zu maximal beanspruchten Gleitsystemen, die nicht für das jeweilige Martensitwachstum relevant waren und somit einen autokatalytischen Effekt unterdrücken.

Im folgenden Abschnitt wird die Martensitbildung in Abhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern untersucht.

5.2.2 Nachbildung der zyklischen deformationsinduzierten Martensitbildung

Aus Abschnitt 3.4.1 geht hervor, dass Martensit dort im Gefüge gebildet wird, wo plastische Verformung in zwei für den martensitischen Umwandlungsmechanismus kompatiblen Gleitsystemen auftritt. Die Größe des entstehenden Martensitbereichs sowie das anschließende Wachstum ergeben sich dann in Abhängigkeit der plastischen Abgleitungswerte in den beiden Gleitsystemen. Zum einen wird hierzu die plastische Abgleitung in den mit Hilfe des Gleitbandmodells modellierten Gleitbändern herangezogen. Zum anderen folgt die Abgleitung in dem zweiten Gleitsystem aus einem rein analytischen Ansatz auf Basis der Theorie der kontinuierlichen Versetzungsverteilung. Mit diesen Mechanismen ist es möglich, die deformationsinduzierte Martensitumwandlung in modellierten Gefügen in Abhängigkeit der zyklischen plastischen Verformung zu simulieren. Zunächst soll in einer vereinfachten Studie das Zusammenwirken eines Martensitkeims mit einem Gleitband in einem idealisierten Gefüge betrachtet werden.

Zusammenwirken von Martensitkeim und Gleitband in einem idealisierten Gefüge

In Abb. 5.20a-e sind die Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{\max} innerhalb eines idealen Gefügeausschnitts unter dem Einfluss eines Gleitbandes sowie eines Martensitkeims dargestellt (jeweils bei maximaler äußerer Beanspruchung $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa, AISI 304, Gefüge wie in Abb. 5.1). Abb. 5.20a zeigt zunächst die Veränderung der Schubspannungsverteilung infolge eines aktivierten Gleitbandes (Simulationszyklus $N_{\text{sim}} = 1$) und Abb. 5.20b infolge eines künstlich in die Mitte eingebrachten Martensitkeims (ohne Gleitband). Die Eigenschaften des Martensitbereichs ergaben sich aus dem Umwandlungsmechanismus in Abhängigkeit des Gleitbandes und des am zweithöchsten beanspruchten Gleitsystems. Die Fläche des Martensits wurde hier mit $A^M = 0,1 \mu\text{m}^2$ konstant gehalten und es lag eine um $V_\varepsilon = 10\%$ reduzierte Volumenzunahme vor. Wie in den vorherigen Studien gezeigt, geht eine Entlastung in der Umgebung des modellierten Gleitbandes (s. Abb. 5.20a) sowie eine Schubspannungsüberhöhung in der Umgebung des Martensitkeims (s. Abb. 5.20b) hervor.

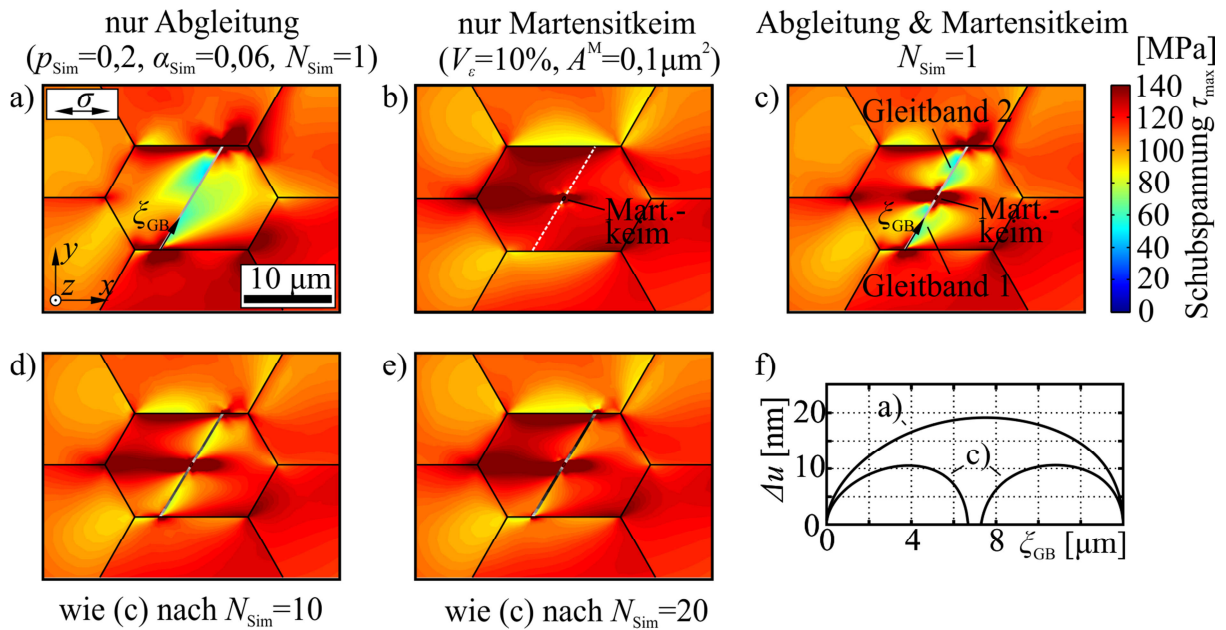


Abb. 5.20 (a-e) Verteilungen der Schubspannung τ_{\max} innerhalb eines idealen Gefügeausschnitts und (f) Abgleitungsverläufe der Gleitbänder aus (a) und (c) (AISI 304, zufällige Kornorientierungen, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa).

Das Zusammenwirken der plastischen Verformung im Gleitband mit der martensitischen Phase zeigt Abb. 5.20c. Aufgrund der vorgegebenen Größe ($A^M = 0,1 \mu\text{m}^2$) kam es unmittelbar zu Beginn zur vollständigen Blockierung des Gleitbandes, was entsprechend dem Modell eine Aufspaltung des Gleitbandes in zwei Gleitbänder zur Folge hatte. Die beiden getrennten Gleitbänder riefen in der Simulation jeweils in ihrer Umgebung wieder eine Entlastung hervor und es bildete sich im Bereich des Martensits eine deutliche Spannungsüberhöhung aus. Der Vergleich zu Abb. 5.20b veranschaulicht, dass die Spannungsüberhöhung in der Umgebung des Martensitkeims stärker ausfiel, wenn sich neben der Volumenzunahme auch plastische Abgleitung bis unmittelbar vor den Keim in den beiden getrennten Gleitbändern aufstaute. Weiterhin zeigt Abb. 5.20f den Abgleitungsverlauf des einzelnen Gleitbandes aus (a) und die Abgleitungsverläufe der beiden getrennten Gleitbänder aus (c) über die Koordinate ξ_{GB} (bis hier hin nur Zuggleitlinie aktiv). Durch die kürzeren freien Wegstrecken der beiden getrennten Gleitbänder gegenüber dem einzelnen Gleitband ist die Abgleitung Δu im Fall der Gleitbandblockierung stark reduziert. Hieraus lässt sich die wichtige Erkenntnis ableiten, dass die Martensitbildung eine Abnahme der plastischen Verformung im Gleitband zur Folge hat.

Es ist anzumerken, dass Abb. 5.20a und c die Schubspannungsverteilungen nach dem ersten simulierten Zyklus wiedergeben. Wie in vorherigen Studien untersucht, kommt es jedoch mit zunehmender Zyklenzahl zu einem geänderten Einfluss der plastischen Verformung auf die umgebende Beanspruchung. Daher zeigen Abb. 5.20d und e auch die Schubspannungs-

verteilungen für die Simulation nach dem 10. und 20. simulierten Zyklus. Hieraus geht hervor, dass neben dem Rückgang der Entlastung um die beiden modellierten Gleitbänder die Schubspannungsüberhöhung am Martensitkeim erhalten bleibt.

In der anschließenden Studie wird die Simulation der Martensitbildung in Abhängigkeit der tatsächlich berechneten zyklischen Abgleitung in den modellierten Gleitbändern für einen realen Gefügausschnitt des metastabilen Austenitstahls AISI 304 durchgeführt.

Nachbildung der deformationsinduzierten Martensitbildung in einem realen Gefüge

Für die folgende Untersuchung diente der gleiche Gefügausschnitt wie in der Studie zur Untersuchung der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern (s. Abb. 5.12). Alle Modellparameter und Randbedingungen wurden entsprechend dieser Studie gleich gewählt, wobei im Folgenden die Martensitbildung hinzukommt. In Abb. 5.21a ist erneut die REM-Aufnahme der im VHCF-Bereich ermüdeten Probenoberfläche des metastabilen Austenitstahls dargestellt und Abb. 5.21b zeigt hier zusätzlich die Phasenverteilung des Gefügausschnitts mit Kennzeichnung des Bereiches, in dem die Simulation der plastischen Verformung sowie Phasenumwandlung zugelassen ist (weiß-schwarz gestrichelte Umrandung). In den rot gekennzeichneten Bereichen ist während der Ermüdung unter VHCF-Bedingung deformationsinduzierter Martensit entstanden, der nach $2 \cdot 10^7$ Versuchszyklen einen Flächenanteil des Gefügausschnitts von 2,2 % ausmachte.

Die Darstellungen der Schubspannungsverteilung in Abb. 5.21c-i werden bei maximaler äußerer Beanspruchung zum Ende des jeweiligen Beanspruchungszyklus N_{sim} gezeigt und entstandene Gleitbänder sind wie zuvor durch Linien gekennzeichnet, deren Grauton in Abhängigkeit der plastischen Abgleitung gewählt wurde (schwarz entspricht der maximalen Abgleitung in allen Darstellungen). Die Simulationsergebnisse in der ersten Spalte stammen aus der in Abb. 5.12 bereits gezeigten Studie zum Einfluss der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern ohne Martensitbildung und dienen hier zur Gegenüberstellung. In der zweiten Spalte sind die Simulationsergebnisse unter Berücksichtigung der martensitischen Phasenumwandlung dargestellt. Die Bildung des Martensits im Gefüge ist durch markante Spannungsüberhöhungen in der Umgebung martensitischer Bereiche erkennbar (s. z. B. Pfeilmarkierungen in Abb. 5.21g). Die Spannungsüberhöhungen folgten zum einen aus der transformationsinduzierten Volumenzunahme und zum anderen aus der Teilung von Gleitbändern durch Martensitbereiche, wodurch die plastische Verformung an diesen aufgestaut und die Spannung zusätzlich erhöht wurde (s. vorherige Studie).

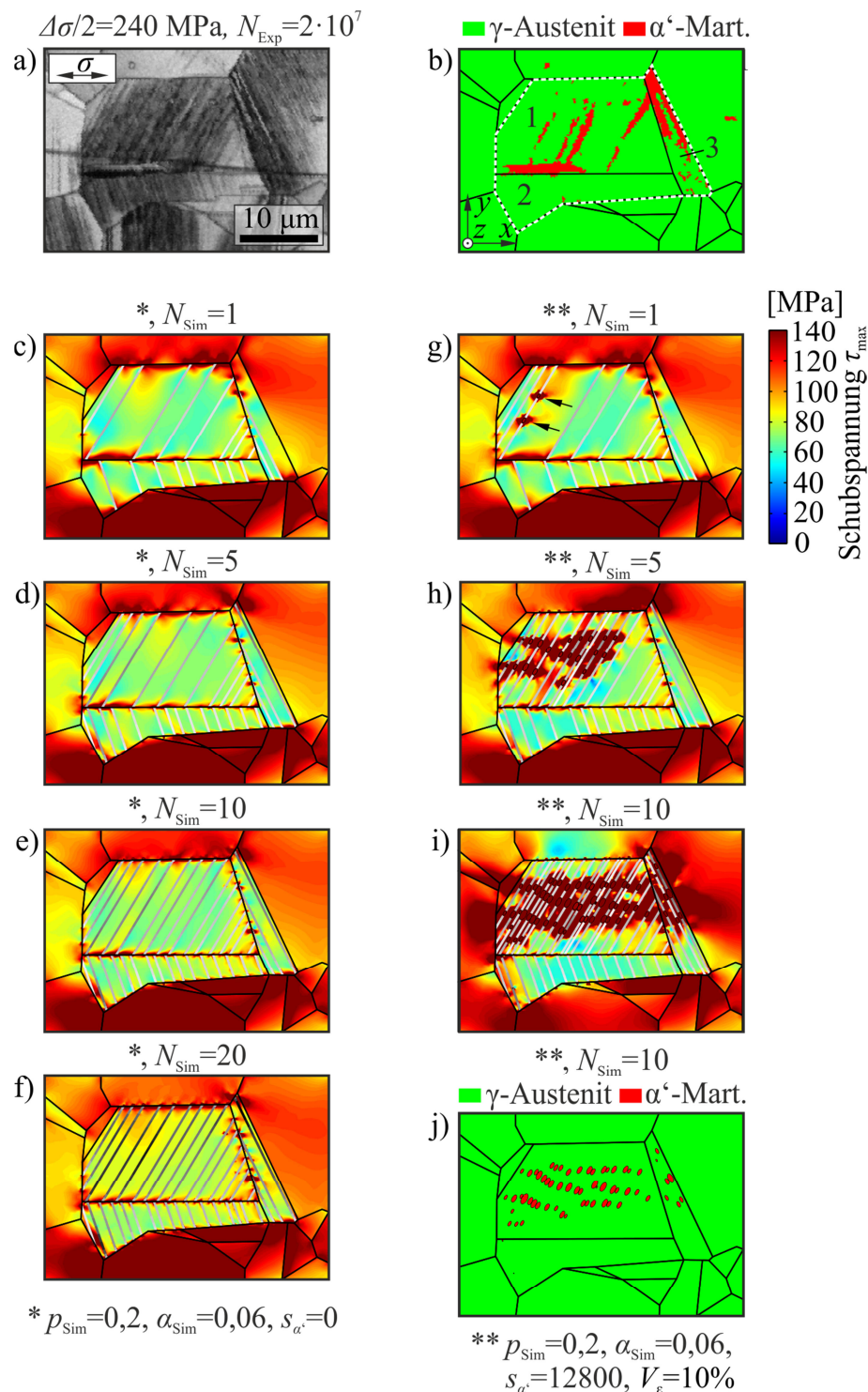


Abb. 5.21 (a) REM-Aufnahme und (b) Phasenverteilung eines Gefügeausschnitts des ermüdeten metastabilen Austenitstahls (AISI 304, $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa, $N_{Exp} = 2 \cdot 10^7$); Verteilungen der Schubspannung τ_{max} in dem modellierten Gefügeausschnitt unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern (c-f) und zusätzlich der martensitischen Phasenumwandlung (g-i) für ausgewählte Simulationszyklenzahlen N_{Sim} ; (j) aus der Simulation resultierende Phasenverteilung nach $N_{Sim} = 10$.

Nach 10 simulierten Zyklen ging die in Abb. 5.21j dargestellte Phasenverteilung aus der Simulation hervor. Aufgrund des sehr hohen Berechnungsaufwandes bei Berücksichtigung

der Martensitbildung wurde die Anzahl simulierter Zyklen auf $N_{\text{sim}} = 10$ beschränkt und ein Mindestabstand zwischen modellierten Martensitbereichen vorgegeben.

Damit in der Simulation die geringe Zyklenzahl N_{sim} auch hinsichtlich der Martensitbildung eine deutlich größere Zyklenzahl N_{Exp} des realen Ermüdungsversuchs nachbildet, wurde die im Modell berechnete Martensitfläche um den Faktor $s_{a'}$ vergrößert. Dieser Faktor wurde durch Vergleich der in Simulationen berechneten Martensitfläche mit der auf der realen Probenoberfläche ausgemessenen Martensitfläche bestimmt. Da die Simulation der plastischen Verformung sowie Phasenumwandlung auf die Körner 1 bis 3 beschränkt war, wurde repräsentativ in diesen Körnern der Martensitflächenanteil angenähert, der in der Phasenverteilung aus der Gesamtheit aller Körner resultierte (2,2% gemessen in Abb. 5.21b). Dadurch wurde zwar der lokale Martensitflächenanteil in den Körnern 1 bis 3 geringer simuliert als tatsächlich dort beobachtet (vgl. Abb. 5.21b und 5.21j), jedoch repräsentierte die eingeschränkte Simulation hinsichtlich der Martensitbildung wahrscheinlich eher das Verhalten der gesamten realen Struktur. Abb. 5.22 zeigt den Verlauf des Martensitflächenanteils $A_{a'}$ aus der Simulation bezogen auf die Körner 1 bis 3 für $s_{a'} = 12800$ und aus dem Experiment bezogen auf die gesamte Phasenverteilung in Abb. 5.21b. Die ausgewählte Zuordnung der Zyklenzahlen in der Simulation und im Experiment geht aus den unterschiedlichen Skalen oben und unten hervor. Der Verlauf von $A_{a'}$ aus dem Ermüdungsversuch unterliegt hier einer Abschätzung, indem der globale Martensitvolumenanteil $V_{a'}$ aus Abb. 2.9a auf ein Maximum von 2,2 % (gemessen in der Phasenverteilung in Abb. 5.21b) reduziert wurde. Vor dem Hintergrund der unterschiedlich zugeordneten Flächen für die Berechnung der Martensitflächenanteile zeigt der Vergleich, dass durch die Simulation mit $s_{a'} = 12800$ ein ähnlicher Anstieg des Martensitflächenanteils erreicht wurde wie für den Ermüdungsversuch abgeschätzt. Der Übergang zu einem Plateau im Experiment ab ca. $1 \cdot 10^6$ Zyklen konnte in der Simulation in dem betrachteten Beanspruchungsintervall nicht nachgebildet werden. Diese Abweichung wird auf den fehlenden Verfestigungsmechanismus in dem analytischen Modell zur Berechnung der Abgleitung in dem zweiten für die Umwandlung relevanten Gleitsystem zurückgeführt (s. Gl. (3.12)). Insbesondere nach der Gleitbandblockierung, wenn die für das Martensitwachstum relevanten Abgleitungen beide aus dem analytischen Modell hervorgehen, macht sich die fehlende Verfestigung bemerkbar und die Größe eines Martensitbereichs nimmt stetig zu.

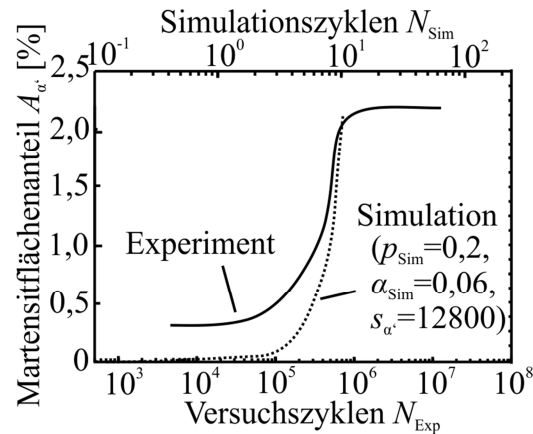


Abb. 5.22 Martensitflächenanteil A_α des Gefügeausschnitts in Abb. 5.21 resultierend aus der Simulation (bezogen auf die Körner 1 bis 3; mit Simulationszyklenzahl oben) und abgeschätzt für das Experiment (bezogen auf den gesamten Gefügeausschnitt; mit Versuchszyklenzahl unten).

Der Anstieg des martensitischen Phasenanteils in der Simulation geht aus dem größer werdenden Bereich mit Spannungsüberhöhung in Abb. 5.21g-i hervor. Abb. 5.21j zeigt die simulierte Phasenverteilung nach 10 simulierten Zyklen. Da der Mechanismus der deformationsinduzierten Phasenumwandlung eng mit der plastischen Verformung in Gleitbändern verknüpft ist, lässt sich die allmähliche Neubildung der Martensitbereiche auf die mehr und mehr akkumulierte plastische Verformung in den modellierten Gleitbändern zurückführen. Die Orte der simulierten Martensitbildung in Abb. 5.21j zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit der im Experiment gemessenen Verteilung der martensitischen Phase in Abb. 5.21b. Die Bedingung für die Phasenumwandlung war während der Simulation nicht in allen hier relevanten Körnern (1, 2 und 3) erfüllt. Eine nähere Untersuchung der Simulationsergebnisse ergab, dass hierfür hauptsächlich plastische Verformungen (bzw. hinreichend hohe Schubspannungen) in dem zweiten für den Umwandlungsmechanismus relevanten Gleitsystem entscheidend waren. In Korn 1 und im oberen Bereich von Korn 3 waren Schubspannungen in dem zweiten Gleitsystem überhöht als Folge der plastischen Verformung in den modellierten Gleitbändern sowie durch Spannungsüberhöhungen, die an Korngrenzen auftraten. In Korn 2 fand keine Martensitbildung statt, da dort die Schubspannung in einem zweiten Gleitsystem nicht hinreichend hoch berechnet wurde. Der Martensitbereich, der im realen Ermüdungsversuch zwischen Korn 1 und 2 entstand (s. Abb. 5.21b) und einer Martensitnadel ähnelt, wurde durch die Simulation nicht erfasst. Vor diesem Hintergrund kann das Korngrenzengleiten (Rösler et al. 2012), das durch das Modell nicht abgebildet wird, eine entscheidende Rolle gespielt haben.

Aus der Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse mit und ohne Berücksichtigung der Phasenumwandlung (vgl. Abb. 5.21g-i mit c-f) geht hervor, dass durch die martensitische

Umwandlung zunächst eine deutlich heterogenere Schubspannungsverteilung im modellierten Gefüge auftrat. Zudem ergab die genauere Betrachtung, dass durch die martensitische Umwandlung die Neubildung von Gleitbändern über die Zyklenzahl beschleunigt wurde. Dies geht z. B. aus dem Vergleich der Gleitbandverteilung in Abb. 5.21d und h insbesondere in Korn 1 hervor. Dieser Effekt könnte sich auf die Erhöhung der Schubspannung in der Umgebung der Martensitbereiche zurückführen lassen, wodurch die Bedingung für die Gleitbandbildung begünstigt wurde. Die Ursache lag jedoch vorwiegend in der Teilung der bestehenden Gleitbänder durch Martensitbereiche, wodurch die fortschreitende plastische Verformung behindert wurde (s. vorherige Studie). Dadurch fiel die Entlastung in der Umgebung der Gleitbänder geringer aus und die Neubildung wurde eher begünstigt als in der Simulation ohne Berücksichtigung der Martensitbildung.

Für die Abschätzung des Einflusses der Martensitbildung auf die für die Werkstoffschädigung als relevant angesehene irreversible Verformung wurden für die in Abb. 5.21 gezeigten Simulationen die über alle modellierten Gleitbänder aufsummierten irreversiblen Gleitflächen $A_{\text{GB}}^{\text{irr}}$ berechnet. Diese Gleitfläche, die im Folgenden als totale irreversible Gleitfläche bezeichnet wird, lässt sich mit dem Integral über die irreversiblen Abgleitungen Δu_{irr} entlang der Gleitlinien aller modellierten Gleitbänder (Anzahl n) mit den Koordinaten ξ_{GB} wie folgt berechnen:

$$A_{\text{GB}}^{\text{irr}} = \sum_{i=1}^n \int \Delta u_{\text{irr}} d\xi_{\text{GB}}. \quad (5.1)$$

Die Gleitfläche wurde als Maß für die irreversible Verformung ausgewählt, da sie den Vergleich der irreversiblen Abgleitung aller Gleitbänder unabhängig von der Anzahl der Gleitbänder erlaubt. Abb. 5.23 zeigt die Verläufe der berechneten Gleitflächen über die simulierte Zyklenzahl für beide Simulationen aus Abb. 5.21. Es ist zu erkennen, dass die irreversible Verformung – ausgedrückt durch die totale irreversible Gleitfläche – mit Berücksichtigung der Martensitbildung etwas weniger stark anstieg als ohne, wobei der Zick-Zack-Verlauf aus der diskontinuierlichen Martensitbildung und Gleitbandblockierung während der Simulation resultierte. Der Unterschied zwischen beiden Kurven wird erkennbar, sobald der simulierte Martensitflächenanteil deutlich zunahm (s. Abb. 5.22, ab ca. $N_{\text{sim}} = 3$). Es wird vermutet, dass aufgrund des stärkeren Anstiegs der irreversiblen Verformung ohne Beachtung der Martensitbildung eine frühzeitigere Schädigung des Werkstoffs die Folge ist. Somit lässt sich aus den Simulationsergebnissen schließen, dass die Behinderung der plastischen Verformung in Gleitbändern durch die martensitische Umwandlung die kritische

Akkumulation der irreversiblen Verformung reduziert und damit einen positiven Effekt auf die Lebensdauer des Werkstoffs hat.

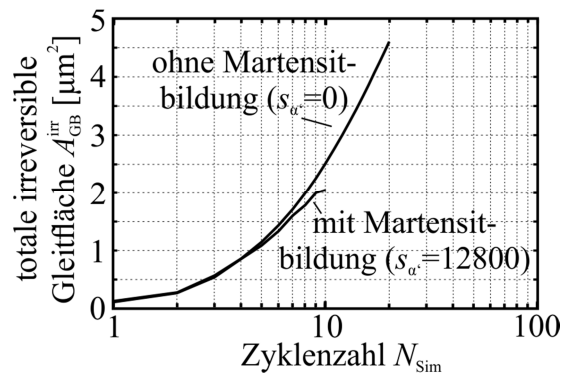


Abb. 5.23 Über alle Gleitbänder aufsummierte totale irreversible Gleitfläche A_{GB}^{ir} über die Zykluszahlen N_{Sim} für die in Abb. 5.21 gezeigten Simulationen.

Aus den in diesem Abschnitt gezeigten Studien geht die Wechselwirkung zwischen der plastischen Verformung in Gleitbändern und der martensitischen Phasenumwandlung hervor. Die Blockierung des Gleitbandes durch einen Martensitbereich hatte eine Behinderung der fortschreitenden plastischen Verformung im Gleitband zur Folge. Für die deformationsinduzierte Entstehung der Martensitbereiche waren neben den Abgleitungen in den Gleitbändern auch die Schubspannungen in dem zweiten für die Umwandlung relevanten Gleitsystem von besonderer Bedeutung. Während der zyklischen Verformung führte die Martensitbildung aufgrund der Behinderung der plastischen Verformung einerseits zur beschleunigten Neubildung von Gleitbändern und andererseits nimmt der irreversible Anteil der Abgleitung in den modellierten Gleitbändern über die Zykluszahl insgesamt weniger stark zu. Letzteres begründet eine höhere VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen Austenitstahls AISI 304 gegenüber dem stabilen Austenitstahl AISI 316 L, der kaum Martensit bildet.

Im Folgenden wird weiterhin der Einfluss der martensitischen Phase auf die plastische Verformung untersucht, indem vorverformte Gefügeausschnitte mit bestimmten Anfangsmartensitgehalten betrachtet werden.

5.3 Simulation des vorverformten Zustandes

Die experimentellen Beobachtungen zum VHCF-Ermüdungsverhalten des metastabilen Austenitstahls im vorverformten Zustand gehen aus Abschnitt 2.4.2 hervor. Durch Vorverformung bei niedrigen Temperaturen (-15 bis -80°C) wurden definierte Martensitgehalte (bis 30 Vol-%) sowie hohe plastische Verformungen in die Ausgangsgefüge der Proben eingebracht, wodurch die VHCF-Dauerfestigkeiten in anschließenden Ermüdungsversuchen gesteigert werden konnten. In der folgenden Studie soll der Einfluss des

vorverformten Gefüges auf die anschließende plastische Verformung bei Ermüdungsbeanspruchung untersucht werden. Da das in dieser Arbeit entwickelte Modell nicht für die Nachbildung der plastischen Verformung bei sehr hohen Dehnungen bei gleichzeitig sehr geringer Temperatur ausgelegt ist, wird der Vorverformungsprozess nicht direkt simuliert, sondern vorverformte Gefügestände synthetisch generiert und modelliert. Zudem ist die Simulation der anschließenden Ermüdung über mehrere Zyklenzahlen wegen des sehr hohen Berechnungsaufwandes nicht möglich, weshalb eine Auswertung der plastischen Verformung bei Erreichen des ersten Beanspruchungsmaximums zu Beginn der Ermüdung vorgenommen wird.

In Abb. 5.24a sind vier idealisierte Gefügeausschnitte des metastabilen Austenitstahls mit gleicher Gleitbandverteilung jedoch unterschiedlichen Anfangsmartensitanteilen des mittleren Korn (I: 0 %, II: 10 %, III: 20 % und IV: 30 %) angegeben. Die Eigenschaften der Martensitbereiche folgten aus den für den Umwandlungsmechanismus relevanten Gleitsystemen des umgebenden Kornes. Die Größe jedes einzelnen Martensitbereichs wurde konstant gewählt ($0,5 \mu\text{m}^2$), sodass mit Zunahme des Martensitflächenanteils mehr martensitische Bereiche vorlagen, die durch Gleitbandblockierung eine feinere Teilung der Gleitbänder zur Folge hatten. Daher nimmt in dem Diagramm in Abb. 5.24b die mittlere Gleitbandlänge \bar{l}_{GB} mit Zunahme des modellierten Martensitflächenanteils A_{M} ab.

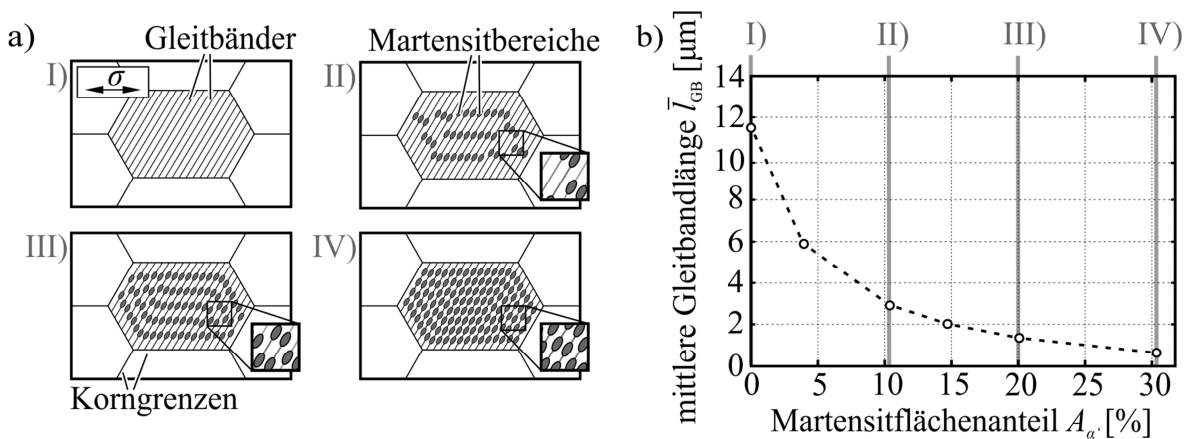


Abb. 5.24 (a) Darstellungen verschiedener vorverformter Gefügestände I-IV und (b) Auftragung der mittleren freien Gleitbandlänge \bar{l}_{GB} über den modellierten Martensitflächenanteil A_{M} (AISI 304, zufällige Kornorientierungen).

Die Verfestigung in Gleitbändern während der Vorverformung wurde berücksichtigt, indem zuerst eine hohe äußere Zugbeanspruchung von 1000 MPa bei -80°C auf die idealisierten Gefügeausschnitte aufgebracht wurde (ohne Modellierung der Gleitband- und Martensitbildung) und die berechneten Ableitungen in den modellierten Gleitbändern für die Erhöhung der kritischen Schubspannungen und Fließschubspannungen entsprechend dem

Verfestigungsmechanismus herangezogen wurden. Der hypothetische Wert für die Zugbeanspruchung wurde aufgrund des starken Anstiegs der Fließgrenze mit abnehmender Temperatur (s. Abb. 2.4, Byun et al. 2004) so hoch festgelegt. Genaue Größen für die Zugbeanspruchung während des realen Vorverformungsversuches sowie tatsächliche Verfestigungseigenschaften des Werkstoffs sind nicht bekannt. Daher wurden die oben angegebenen Werte (1000 MPa, -80°C) für jede simulierte Vorverformung bzw. Verfestigung gewählt und lediglich die Verfestigungsgrade (α_{sim}) variiert. Vor diesem Hintergrund besitzt die vorgestellte Studie einen qualitativen und hypothetischen Charakter. Für den Gefügeausschnitt I (ohne Martensit, s. Abb. 5.24a) wurde keine zusätzliche Verfestigung vorgenommen, da er als Referenz zum nicht vorverformten Zustand diente.

Nach dem Einstellen der Verfestigung infolge Vorverformung wurden anschließend bei Raumtemperatur deutlich geringere monotone Zugbeanspruchungen im Bereich der VHCF-Dauerfestigkeiten des Werkstoffs aufgebracht. Hierbei wurde als Maß für die Höhe der plastischen Verformung die totale plastische Gleitfläche $A_{\text{GB}}^{\text{pl}}$ aller modellierten Gleitbänder herausgelesen. Auf ähnliche Weise wie im vorherigen Abschnitt (s. Gl. (5.1)) errechnete sich hier die Gleitfläche mit dem Integral über die plastischen Abgleitungen Δu entlang der Gleitlinien aller modellierten Gleitbänder (Anzahl n) mit den Koordinaten ξ_{GB} . Die irreversible Gleitfläche wurde in dem hier vorliegenden Fall nicht berechnet, da keine zyklische Beanspruchung vorlag.

Abb. 5.25a zeigt zunächst die Kurven der berechneten totalen plastischen Gleitfläche bei gleicher äußerer Beanspruchung ($\Delta\sigma/2 = 320 \text{ MPa}$) jedoch nach unterschiedlichen Verfestigungsgraden (α_{sim}) während der Vorverformung. Die Kurven bestätigen den erwarteten Zusammenhang, dass mit steigender Verfestigung (Parameters α_{sim}) während der Vorverformung die anschließende plastische Verformung in den Gleitbändern sinkt. Der Einfluss durch die Verfestigung während der plastischen Vorverformung ist jedoch relativ gering, worauf ebenfalls Müller-Bollenhagen (2010) in seiner Studie hingewiesen hat. Weiterhin ist hervorzuheben, dass mit steigendem Martensitflächenanteil A_{m} die berechnete plastische Gleitfläche abnahm. Dieser Effekt ist einerseits auf die zunehmende Blockierung der Gleitbänder durch Martensitbereiche und somit auf die Behinderung der plastischen Verformung zurückzuführen. Hierzu kann als Begründung die mittlere Gleitbandlänge \bar{l}_{GB} in Abb. 5.24b als freier Versetzungsweg aufgefasst werden, der mit Zunahme des Martensitanteils abnahm. Andererseits kann der Effekt der reduzierten plastischen Verformung mit zunehmenden Martensitflächenanteil auf den abnehmenden Anteil der Restaustenitphase bezogen werden, da nur im Austenit die plastische Verformung berücksichtigt wurde.

Aus Abb. 5.25b gehen die Kurven der berechneten totalen plastischen Gleitfläche bei unterschiedlichen Amplituden der anschließenden monotonen, äußeren Zugbeanspruchung hervor, wobei die Verfestigung während der Vorverformung konstant gehalten wurde ($\alpha_{\text{Sim}}=0,06$). Die plastische Verformung nahm naturgemäß mit Zunahme der äußeren Beanspruchung zu (übereinanderliegende Kurven). Neben der Abnahme der plastischen Verformung mit zunehmendem Martensitanteil lässt sich hier zusätzlich herausstellen, dass infolge des Martensits im Ausgangsgefüge bei deutlich höherer äußerer Beanspruchung (z. B. $\Delta\sigma/2 = 475$ MPa und $A_{\text{M}} = 30$ %, s. Markierung * in Abb. 5.25b) eine geringere plastische Verformung resultierte als bei niedrigerer Beanspruchung und geringerem Martensitanteil (z. B. $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa und $A_{\text{M}} = 0$ %, s. Markierung ** in Abb. 5.25b). Fasst man die plastische Verformung bzw. den während der anschließenden Ermüdung daraus hervorgehenden irreversiblen Anteil als lebensdauerbestimmend auf, so ergibt sich hieraus eine Bestätigung für die höhere VHCF-Dauerfestigkeit bei zunehmendem Martensitanteil im Ausgangsgefüge (bis 30 % Martensitanteil). Es sei anzumerken, dass der deutliche Knick in den Kurven von Abb. 5.25 zwischen $A_{\text{M}} = 0$ % und 5 % darauf zurückzuführen ist, dass bei $A_{\text{M}} = 0$ % keine Vorverformung bzw. Verfestigung simuliert wurde.

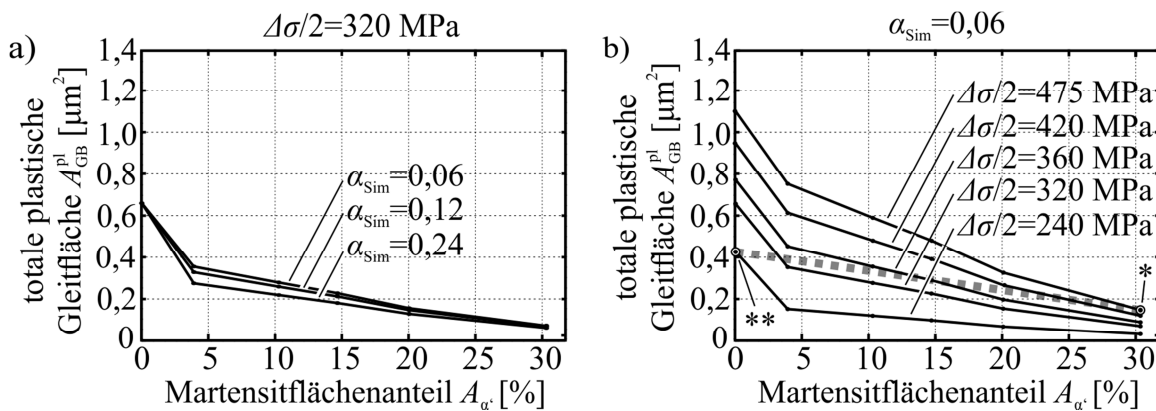


Abb. 5.25 (a) Auftragung der totalen plastischen Gleitfläche $A_{\text{GB}}^{\text{pl}}$ aller Gleitbänder über den modellierten Martensitflächenanteil A_{M} für unterschiedliche Verfestigungsgrade während der Vorverformung und (b) für unterschiedliche Ermüdungsbeanspruchungen nach der Vorverformung (AISI 304).

Im anfänglich martensitfreien Gefüge ($A_{\text{M}} = 0$) konnte in Wöhlerversuchen bei reiner Zug/Druck-Wechselbeanspruchung die äußere Beanspruchung von $\Delta\sigma/2 \approx 240$ MPa als die VHCF-Dauerfestigkeit nachgewiesen werden und für einen Martensitanteil von ca. 30 % ergab sich $\Delta\sigma/2 \approx 475$ MPa (s. Abschnitt 2.4.2). Diese beiden Beanspruchungs- und Zustandsbedingungen sollen in einem hypothetischen Ansatz auf die Simulationsergebnisse bezogen und mögliche Annahmen hieraus abgeleitet werden. Hierzu sind in Abb. 5.25b die beiden experimentellen Zuordnungen durch die Markierungen * und ** gekennzeichnet. Fasst

man in beiden Fällen die Höhe der jeweils in der Simulation berechneten totalen plastischen Gleitfläche (s. Abb. 5.25b) als die bis in den VHCF-Bereich ertragbare plastische Verformungsamplitude auf (hypothetische Annahme), so kann die Verbindungslinie zwischen beiden Punkten als eine sehr vereinfachte Grenzlinie für die VHCF-Dauerfestigkeit angenommen werden (s. gepunktete Linie in Abb. 5.25b). Der Abfall der Grenzlinie deutet darauf hin, dass mit zunehmendem Martensitanteil die hypothetische ertragbare plastische Verformungsamplitude abnimmt. Somit erscheint hier neben dem oben beschriebenen lebensdauerfördernden Einfluss ein konkurrierender Effekt. Die Ursache für die Abnahme der ertragbaren plastischen Verformung mit höheren Martensitanteilen ließe sich auf die höhere Kerbempfindlichkeit des Martensits im Vergleich zum Austenit beziehen (Zimmermann et al. 2010). Hierzu ist insbesondere die Fähigkeit des Austenits zur deformationsinduzierten Martensitbildung während der Ermüdung hervorzuheben. Experimentelle Untersuchungen im Rahmen des Forschungsvorhabens sowie vorherige Studien (Müller-Bollenhagen et al. 2010) bestätigten, dass ab einem Martensitgehalt von ca. 30 % sogar eine anschließende Reduzierung der VHCF-Dauerfestigkeit die Folge ist. Damit ließe sich der Martensitgehalt von ca. 30 % auf eine kritische Schwelle übertragen, ab welcher der Einfluss durch die abnehmende, ertragbare plastische Verformung überwiegt.

In einem sehr vereinfachten Ansatz kann die in Abb. 5.25b eingetragene Grenzlinie dazu genutzt werden, um eine Abschätzung für die VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen Austenitstahls bei verschiedenen Martensitanteilen im Ausgangsgefüge vorzunehmen. Die Dauerfestigkeiten für verschiedene Martensitanteile im Ausgangsgefüge ergäben sich somit aus den Schnittpunkten der Kurven der entsprechenden äußeren Beanspruchung mit der Grenzlinie. Hieraus folgt z. B. eine VHCF-Dauerfestigkeit von ca. 360 MPa bei 15 % Martensitanteil oder ca. 420 MPa bei 25 % Martensitanteil. Im Laststeigerungsversuch wurde bei 17 Vol-% Martensit eine VHCF-Dauerfestigkeit von 420 MPa ermittelt (s. Abschnitt 2.4.2), so dass die hier durchgeführte Lebensdauerabschätzung aufgrund der Modell- und Simulationsvereinfachungen offenbar zu Abweichungen führt.

Die in diesem Abschnitt vorgestellte Studie hat gezeigt, dass mit Zunahme des im Ausgangsgefüge enthaltenen Martensits die Hinderniswirkung auf die plastische Verformung in Gleitbändern anstieg, wodurch eine höhere ertragbare Beanspruchung bis in den VHCF-Bereich angenommen wurde. Zusätzlich ist der erhöhte Widerstand gegen plastische Verformung wegen der Verfestigung während der Vorverformung zu beachten. Der Vergleich der Ergebnisse mit den in Wöhlerversuchen ermittelten VHCF-Dauerfestigkeiten ergab, dass mit zunehmendem Martensitanteil die hypothetische ertragbare plastische Verformungs-

amplitude abnahm. Weiterhin wurden mit Hilfe eines sehr vereinfachten Ansatzes die VHCF-Dauerfestigkeiten des metastabilen Austenitstahls für verschiedene Martensitanteile abgeschätzt. Zu der in diesem Abschnitt vorgestellten Studie ist zu bemerken, dass die Ermüdung selbst nicht nachgebildet wurde, sondern Abschätzungen auf Basis der plastischen Verformung während der ersten Zugbeanspruchung vorgenommen wurden. Zudem ist hinsichtlich der Vorverformung zu beachten, dass die plastische Verformung zwischen den modellierten Gleitbändern in dieser Arbeit keine Berücksichtigung fand.

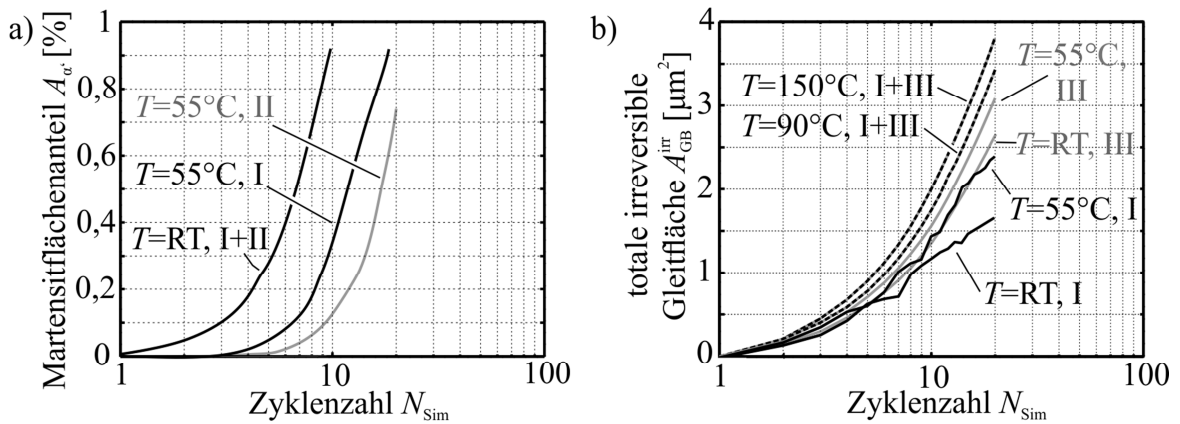
Die bisher gezeigten Simulationsstudien betrafen die Untersuchung des Ermüdungsverhaltens bei Raumtemperatur (25°C). Im nächsten Abschnitt wird ergänzend die Ermüdung bei erhöhter Proben temperatur für den metastabilen Austenitstahl im nicht vorverformten Zustand betrachtet.

5.4 Simulation des Temperatureinflusses

In Abschnitt 2.4.2 wurden die experimentellen Ergebnisse zu dem Einfluss einer moderaten Erhöhung der Proben temperatur auf die VHCF-Ermüdung des metastabilen Austenitstahls AISI 304 zusammengefasst. In dieser Arbeit wird von isothermen Bedingungen ausgegangen, da die Temperatur während des Ermüdungsversuchs durch die aktive Kühlung der Probe mit Druckluft oder durch die geregelte Heizung mit Hilfe einer induktiven Heizspirale konstant gehalten wurde. Die Berücksichtigung der Temperatur im Modell geht zum einen durch die temperaturabhängige plastische Verformung in Gleitbändern (s. Abschnitt 3.3.4) und zum anderen durch die temperaturabhängige martensitische Phasenumwandlung (s. Abschnitt 3.4.4) ein. Beide Modellerweiterungen beruhen auf empirischen Ansätzen.

In einer ersten Studie wurden die Einflüsse der Temperatur auf die plastische Verformung in Gleitbändern und die Martensitbildung getrennt untersucht. Hierzu dienten zunächst die im Modell festgelegten Parameter, die aus empirischen Untersuchungen anhand des Zugversuchs hervorgingen (s. Abschnitt 3.5). Eine Anpassung des Modells aufgrund zusätzlicher Einflüsse durch die zyklische Verformung wird in der anschließenden Studie diskutiert. Die hier durchgeführte Untersuchung erfolgte mit Hilfe des aus vorherigen Studien bekannten idealen Gefügeausschnitts (s. z. B. Abb. 5.1) des metastabilen Austenitstahls und jeweils bei einer äußeren Beanspruchung von $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa. Es wurden drei unterschiedliche Modellspezifikationen vorgegeben, die in Abb. 5.26 unter den Diagrammen kurz beschrieben sind (s. I bis III). Die Ergebnisdarstellung beschränkt sich hier auf das Diagramm für den Martensit-flächenanteil A_w (s. Abb. 5.26a) und das Diagramm für die totale irreversible Gleitfläche A_{GB}^{irr} (s. Abb. 5.26b) über die simulierte Zyklenzahl bei variierenden Proben tempe-

turen T . Die aus der Simulation hervorgehende totale irreversible Gleitfläche lässt sich mit Gl. (5.1) berechnen.



I: Temperatureinfluss auf Martensitbildung und plastische Verformung in Gleitbändern
 II: Temperatureinfluss nur auf Martensitbildung
 III: Temperatureinfluss nur auf plastische Verformung in Gleitbändern (ohne Martensit)

Abb. 5.26 (a) Simulierter Martensitflächenanteil A_m und (b) über alle Gleitbänder aufsummierte totale irreversible Gleitfläche $A_{\text{GB}}^{\text{ir}}$ über die Zyklenzahl N_{Sim} für drei unterschiedliche Modellspezifikationen (I-III) und variierende Probestemperaturen T .

Aus Abb. 5.26a gehen die Einflüsse der Modellspezifikationen I und II auf die simulierte Martensitbildung hervor. Wie in Abschnitt 5.2.2 bereits erläutert, zeigen auch hier die Kurven einen kontinuierlichen Anstieg des Martensitflächenanteils über die simulierte Zyklenzahl. Weiterhin führte die Temperaturerhöhung von RT auf 55°C zu einer Reduzierung der Martensitbildung. Bei RT liegen die Kurven für I und II übereinander, da die Modellierung des Temperatureinflusses auf die plastische Verformung in Gleitbändern nur außerhalb von RT Berücksichtigung fand. Die Kurven für 55°C Probestemperatur (I und II) zeigen, dass die Beachtung des zusätzlichen Temperatureinflusses auf die plastische Verformung in Gleitbändern (I) die simulierte Martensitbildung verstärkt hat. Es wurden zusätzlich die Probestemperaturen $T=90^\circ\text{C}$ und $T=150^\circ\text{C}$ untersucht, jedoch kam es hierbei während der Simulation zu keiner Martensitbildung mehr. In diesen Fällen lagen die sehr kleinen Martensitkeime unterhalb der aufgrund numerischer Einschränkungen vorgegebenen Mindestgröße der modellierten Keime ($0,001 \mu\text{m}^2$). Vor diesem Hintergrund sei auf die im Modell auf Basis des Zugversuchs vorgegebene starke Abnahme der Martensitfläche bei Zunahme der Temperatur hingewiesen. Die im Modell definierten Einflussfaktoren V_{SFE} und V_{chem} , die die modellierte Martensitfläche in der Simulation anpassen (s. Gl. (3.20)), führen mit den in Abschnitt 3.5 festgelegten Parametern zu einer Reduktion der Martensitfläche um ca. 60 % bei 55°C , um ca. 91 % bei 90°C und um 99,8 % bei 150°C gegenüber der Martensit-

fläche bei RT. Hiernach ist bei 90 und 150°C die Modellierung der Martensitbildung bereits sehr stark eingeschränkt.

Abb. 5.26b zeigt zunächst anhand der Darstellung der totalen irreversiblen Gleitfläche, dass eine Akkumulation der irreversiblen Verformung mit Zunahme der Zyklenzahl simuliert wurde. Die vorherigen Ergebnisse haben bereits angedeutet, dass infolge des Temperatureinflusses auf die plastische Verformung in Gleitbändern die Martensitbildung bei Anstieg der Temperatur höher ausfällt (vgl. I und II für 55°C in Abb. 5.26a). Da die Martensitbildung von der Abgleitung in den Gleitbändern abhängt, lässt sich dieser Effekt auf eine stärkere plastische Verformung in den Gleitbändern mit Zunahme der Temperatur zurückführen, was in Abb. 5.26b Bestätigung findet. Hiernach nahm ohne Beachtung der Martensitbildung (III) die simulierte Gleitfläche mit Zunahme der Temperatur kontinuierlich zu. Mit Beachtung der Martensitbildung und deren Temperatureinfluss (I) resultierte ein stagnierender Anstieg der Gleitfläche bei RT und 55°C, da in diesen Fällen der vorhandene Martensit die plastische Verformung behinderte. Ab Temperaturen von 90°C liegen die Kurven für I und III übereinander, da wie zuvor beschrieben die sehr kleinen Martensitkeime nicht mehr in der Simulation nachgebildet wurden. Zusammenfassend geht aus Abb. 5.26a und b hervor, dass mit Zunahme der Temperatur die Martensitbildung und damit auch die vorteilhafte Hinderniswirkung abnehmen und die Akkumulation der irreversiblen plastischen Verformung zunimmt. Durch diese Einflüsse stellt sich bei Erhöhung der Proben temperatur ein zunehmend kritischer Zustand im Gefüge hinsichtlich der Werkstoffschädigung ein. Diese Schlussfolgerung steht in Einklang mit der in Wöhlerversuchen beobachteten Reduzierung der VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen Austenitstahls infolge einer Temperaturerhöhung. Anschließend wird im Rahmen einer zweiten Studie der Ermüdungsfortschritt in einem realen Gefügeausschnitt bei unterschiedlichen Temperaturen simuliert.

Vorab sei darauf hingewiesen, dass die Messung des Martensitvolumengehalts in ermüdeten Proben des metastabilen Austenitstahls ergeben hat, dass während der Ermüdung bei erhöhter Temperatur (150°C) und der entsprechend reduzierten Beanspruchung im Dauerfestigkeitsbereich ($\Delta\sigma/2 \approx 190$ MPa) zwar ein reduzierter Martensitgehalt gegenüber dem Dauerfestigkeitsversuch bei RT gemessen wurde, jedoch der Unterschied bei nur ca. 30 % lag (s. Abschnitt 2.4.2). Die zuvor beschriebene Studie hat gezeigt, dass mit den aus dem Zugversuch abgeleiteten Modellparametern die Martensitbildung bei 150°C annähernd vollständig unterdrückt ist (> 99 % verglichen mit RT). Aus diesem Grund wurde in der folgenden Studie die Temperaturabhängigkeit der Martensitbildung so angepasst, dass aus den Simulationen vergleichbare Martensitgehalte wie in den realen Ermüdungsproben

hervorgingen. Für die Modellierung der temperaturabhängigen plastischen Verformung in Gleitbändern wurde keine Anpassung vorgenommen, da vermutet wird, dass durch die modellierte Verfestigung und Abgleitungsirreversibilität während der zyklischen Verformung der Einfluss durch die Ermüdung auf die zu Beginn temperaturabhängige Fließschubspannung ausreichend nachgebildet wird.

Abb. 5.27 zeigt die Verteilungen der simulierten Schubspannung τ_{\max} in dem bereits aus vorherigen Studien bekannten Gefügeausschnitt des metastabilen Austenitstahls (s. z. B. Abb. 5.21) unter dem Einfluss plastischer Verformung in Gleitbändern und der martensitischen Phasenumwandlung. Wie zuvor sind modellierte Gleitbänder durch Linien und die entstandenen Martensitbereiche durch die umgebenden Schubspannungsüberhöhungen gut zu erkennen. In a-c sind die Simulationsergebnisse für die Probentemperatur $T = \text{RT}$ (I) und in d-f die Ergebnisse für $T = 150^\circ\text{C}$ (II) bei ausgewählten Zyklenzahlen dargestellt. Es wurden jeweils die aus Experimenten bekannten VHCF-Dauerfestigkeiten als äußere Beanspruchung vorgegeben (I: $T = \text{RT}$, $\Delta\sigma/2 = 240 \text{ MPa}$; II: $T = 150^\circ\text{C}$, $\Delta\sigma/2 = 190 \text{ MPa}$). Die Darstellungen in a-c sind bereits aus der vorherigen Studie zu Abb. 5.21 bekannt. Der Vergleich beider Simulationen zeigt, dass in d-f aufgrund der kleineren äußeren Beanspruchung die Schubspannungen erwartungsgemäß geringer ausfielen. Die Modellierung der Martensitbildung bei 150°C wurde gezielt angepasst, indem die im Modell definierten temperaturabhängigen Einflüsse auf die Martensitbildung außer Acht gelassen wurden und nur der Parameter s_a , der in vorherigen Studien zur Skalierung der berechneten Martensitfläche diente, geändert wurde. Durch Reduzierung von s_a um ca. 40 % gegenüber RT konnte erreicht werden, dass nach 10 simulierten Zyklen der modellierte Martensitanteil bei 150°C und $\Delta\sigma/2 = 190 \text{ MPa}$ (II) um ca. 30 % geringer ausfiel als bei RT und $\Delta\sigma/2 = 240 \text{ MPa}$ (I), so wie es im Experiment beobachtet wurde. Damit zeigt sich deutlich, dass die deformationsinduzierte Martensitbildung während der Ermüdung bei sehr kleinen Beanspruchungen einem geringeren Temperatureinfluss unterliegt als im Zugversuch (vgl. 40 % zu > 99 %). Hierbei ist jedoch zu beachten, dass die modellierte Temperaturabhängigkeit der Martensitbildung sich nur auf den Einfluss der Stapelfehlerenergie und der chemischen Triebkraft bezieht und der Einfluss der plastischen Verformung von der Anpassung ausgenommen ist.

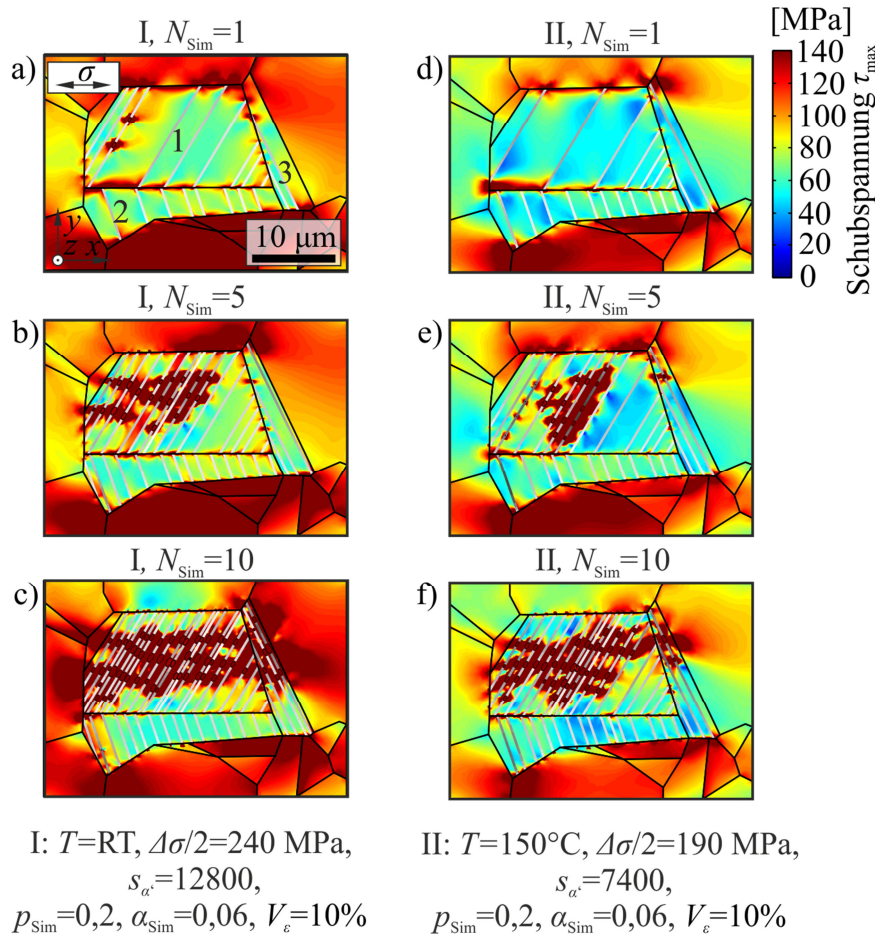


Abb. 5.27 Verteilungen der Schubspannung τ_{max} in dem modellierten Gefügeausschnitt unter dem Einfluss der plastischen Verformung in Gleitbändern und der martensitischen Phasenumwandlung für zwei Probertemperaturen ((a)-(c): $T = \text{RT}$, (d)-(f): $T = 150^{\circ}\text{C}$) bei zugehöriger VHCF-Dauerfestigkeit und jeweils ausgewählten Simulationszyklenzahlen N_{Sim} (AISI 304).

Abb. 5.28a zeigt die Ergebnisse für den simulierten Martensitanteil A_{α} und Abb. 5.28b die Ergebnisse der aufsummierten totalen irreversiblen Gleitfläche $A_{\text{GB}}^{\text{irr}}$ über die Zyklenzahl für die beiden vorherigen Simulationen (I, II) sowie zusätzlich für zwei weitere Simulationen mit $T = 150^{\circ}\text{C}$ bei $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa (III) sowie $T = \text{RT}$ bei $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa (IV). Aus Abb. 5.28a sind die unterschiedlichen Einflüsse der Temperatur sowie der äußeren Beanspruchung auf die Martensitbildung zu entnehmen. Hieraus geht die vorgenommene Anpassung der Martensitbildung hervor (vgl. I und II). Kurve III stellt das Ergebnis der Simulation mit der angepassten Martensitbildung bei $T = 150^{\circ}\text{C}$ jedoch mit der gleichen Beanspruchung wie in I dar. Der Vergleich zwischen III und I zeigt, dass bei gleicher Beanspruchung eine stärkere Martensitbildung bei $T = 150^{\circ}\text{C}$ als bei $T = \text{RT}$ simuliert wurde. Dieser Effekt ist im Modell auf die höhere plastische Verformung infolge des Temperatureinflusses zurückzuführen (vgl. I und III in Abb. 5.28b).

In Abb. 5.28b liegen die Kurven der irreversiblen Gleitfläche für die beiden in Abb. 5.27 gezeigten Simulationen (I, II) annähernd übereinander. Dieses Ergebnis ist insofern hervorzuheben, da es eine gemeinsame Grenzkurve für die akkumulierte irreversible Verformung an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze vermuten lässt. Liegt die irreversible Verformung darüber, ist von einem Werkstoffversagen vor Erreichen des VHCF-Bereiches auszugehen. Das zeigt die Kurve für die Simulation mit 150°C bei $\Delta\sigma/2 = 240\text{ MPa}$ (III), wofür im Experiment auch keine VHCF-Dauerfestigkeit nachgewiesen werden konnte. Liegt die Kurve für die irreversible Verformung unterhalb der Grenzkurve, so ist der Werkstoff dauerfest. Das bestätigt die Simulation mit $T = \text{RT}$ bei $\Delta\sigma/2 = 190\text{ MPa}$ (IV).

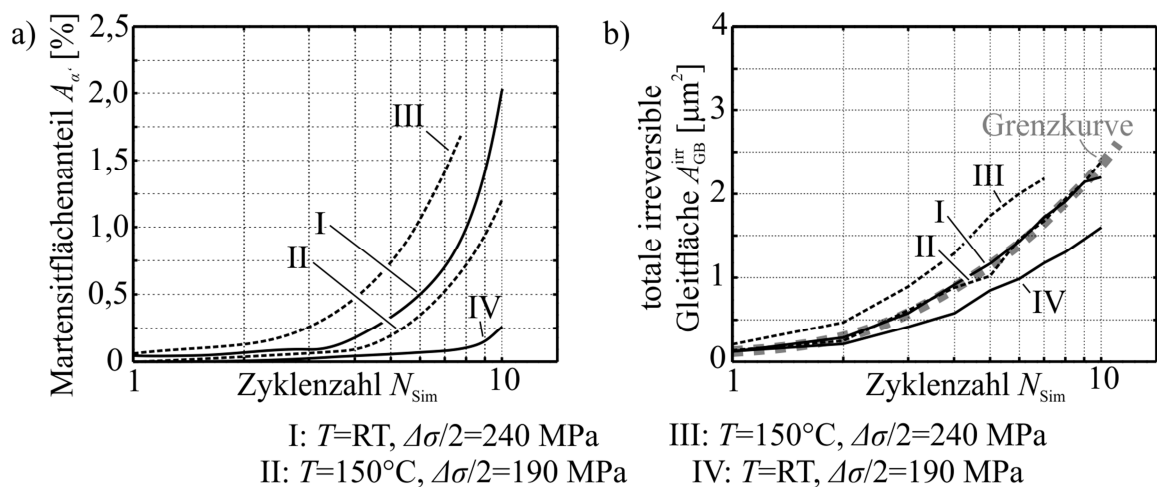


Abb. 5.28 (a) Simulierter Martensitflächenanteil A_c und (b) über alle Gleitbänder aufsummierte totale irreversible Gleitfläche $A_{\text{GB}}^{\text{irr}}$ über die Zyklenzahl N_{Sim} für unterschiedliche Temperaturen T und Beanspruchungen $\Delta\sigma/2$.

In diesem Abschnitt wurde die Temperaturabhängigkeit der plastischen Verformung in Gleitbändern und der Martensitbildung untersucht. Es konnte in einer vereinfachten Studie gezeigt werden, dass entsprechend den Modellannahmen bei Erhöhung der Proben temperatur eine Zunahme der plastischen Verformung und eine Abnahme der Martensitbildung während der Ermüdung resultierte. Beide Einflüsse lassen sich auf die experimentell bestätigte Abnahme der VHCF-Dauerfestigkeit bei höheren Temperaturen beziehen. Die Simulation der zyklischen Verformung eines realen Gefügeausschnitts hat ergeben, dass die Martensitbildung bei erhöhten Temperaturen während der Ermüdung noch deutlich stärker ausgeprägt ist, als im Modell zunächst angenommen wurde. Das auf Basis empirischer Untersuchungen des Zugversuchs aufgestellte Modell ist daher nicht für die Beschreibung der temperaturabhängigen Martensitbildung während der Ermüdung geeignet. Nach dem Angleichen des modellierten Martensitanteils an experimentelle Messungen konnte festgestellt werden, dass für die Simulationen mit unterschiedlichen Proben temperaturen jedoch jeweils an der

Dauerfestigkeitsgrenze die gleichen Kurven für die akkumulierte irreversible Verformung berechnet wurden. Diese Kurve kann somit als eine aus der Simulation resultierende temperaturunabhängige Grenzkurve für das Versagen des metastabilen Austenitstahls aufgefasst werden.

Abschließend zu den Simulationsergebnissen sollen die Einflüsse der in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Verformungsmechanismen auf das zyklische Ent- und Verfestigungsverhalten der austenitischen Edelmehle während des VHCF-Wechselverformungsverhaltens untersucht werden. Der hierzu durchgeführte Vergleich auf Basis des Resonanzverhaltens bietet zudem eine weitere Möglichkeit, die Simulationsergebnisse mit experimentellen Befunden abzugleichen.

5.5 Vergleichende Studie auf Basis des Resonanzverhaltens

Das Resonanzverhalten wird in dieser Arbeit durch das veränderliche Resonanzfrequenzverhältnis η_{res} beschrieben (s. Abschnitt 3.6). Zum einen folgt es aus den Ermüdungsversuchen, in denen die Resonanzfrequenzen f_{res} und Eigenfrequenzen f_0 der Ermüdungsproben aufgezeichnet und zur Berechnung von η_{res} herangezogen wurden. Zum anderen kann das Verhältnis η_{res} aus der simulierten Kraft-Verschiebungs-Hysterese für jeden simulierten Zyklus bestimmt werden.

Aus Gl. (2.22) geht der Zusammenhang des Verhältnisses η_{res} mit dem Dämpfungsgrad D hervor. Bezieht man die Abnahme der mechanischen Dämpfung eines Materials auf eine Verfestigung und die Zunahme der Dämpfung auf eine Entfestigung, so lässt sich festhalten, dass mit Gl. (2.22) der Abfall von η_{res} auf eine Entfestigung und der Anstieg von η_{res} auf eine Verfestigung hinweist.

Im Folgenden wird für ausgewählte Simulationen, die bereits in vorherigen Abschnitten durch Aufzeigen der lokalen Beanspruchungs- und Verformungsentwicklung dargestellt wurden, die Änderung des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Diese Vorgehensweise erlaubt es, das experimentell beobachtete zyklische Ent- und Verfestigungsverhalten auf bestimmte Modellmechanismen als Ursache zu beziehen.

In Abb. 5.29 sind die Verläufe des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} resultierend aus Simulationen und aus Experimenten dargestellt. Die Untersuchungen erfolgten bei Raumtemperatur und an der jeweiligen VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze der austenitischen Edelmehle. Die Simulationszyklenzahl N_{Sim} ist oben angegeben und die Versuchszyklenzahl N_{Exp} unten, woraus erneut der qualitative Charakter des Vergleichs der Zyklenzahlen hervorgeht. Die Zuordnung der beiden Zyklenskalen erfolgte über die Bedingung, dass mit

den Modellspezifikationen in den betreffenden Simulationen nach 20 simulierten Zyklen der Ermüdungsfortschritt nach $2 \cdot 10^6$ Zyklen im realen Versuch nachgebildet wurde. Die schwarzen Kurven geben die Ergebnisse aus den realen Ermüdungsversuchen des metastabilen Austenitstahls (AISI 304: $\Delta\sigma/2 = 240$ MPa) und des stabilen Austenitstahls (AISI 316 L: $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa) wieder. Die zugehörigen Resonanzfrequenzen f_{res} und Eigenfrequenzen f_0 wurden bereits in den Grundlagen dieser Arbeit in Abb. 2.9b dargestellt. Analog zu f_{res} zeigt auch die Änderung von η_{res} in Abb. 5.29, dass der metastabile Austenitstahl eine ausgeprägte anfängliche Entfestigung (Abnahme von η_{res}) gefolgt von einer deutlichen Verfestigung (Anstieg von η_{res}) während der Ermüdung aufwies. Für den stabilen Austenitstahl deutet der kontinuierliche Anstieg von η_{res} auf eine gleichbleibend moderate Verfestigung hin.

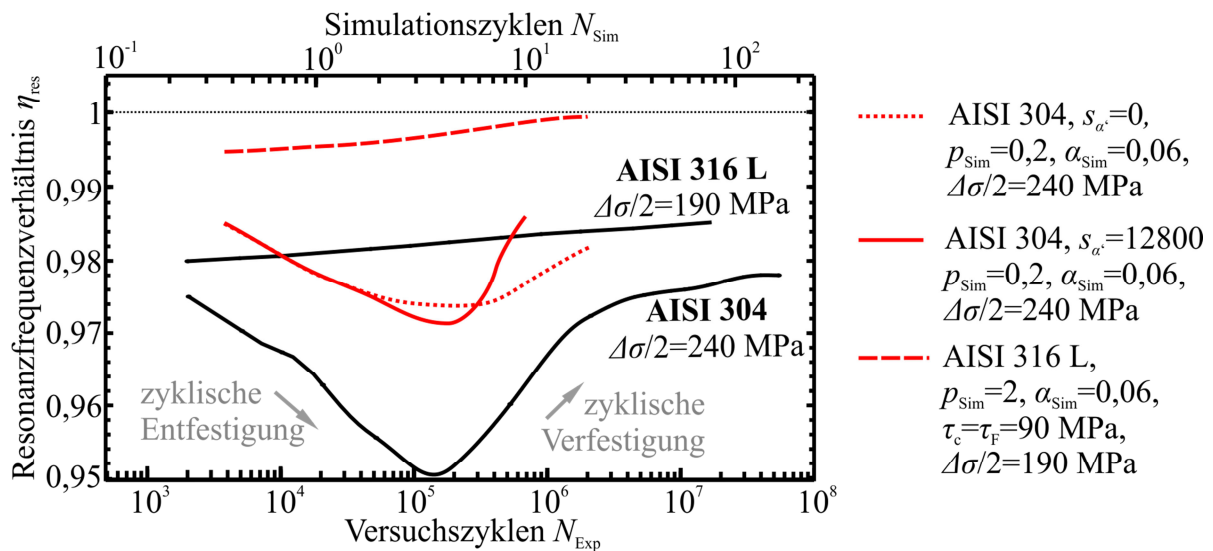


Abb. 5.29 Qualitativer Vergleich des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} resultierend aus Experimenten (schwarze Kurven) und aus Simulationen (rote Kurven) für den metastabilen und stabilen Austenitstahl bei Raumtemperatur.

Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.29 sind durch die roten Kurven dargestellt. Die jeweiligen Modellspezifikationen gehen aus den Parameterwerten rechts neben dem Diagramm hervor. Die gepunktete Kurve gibt den Verlauf von η_{res} für die Simulation der zyklischen plastischen Verformung des metastabilen Austenitstahls wieder, jedoch ohne Berücksichtigung der Phasenumwandlung (Martensitskalierungsfaktor $s_{\alpha'} = 0$). Die zugehörige zyklische Verformung wurde bereits in Abschnitt 5.1.4, Abb. 5.12h-k erläutert. Die durchgängige rote Kurve beschreibt den Verlauf von η_{res} für die Simulation mit zusätzlicher Berücksichtigung der martensitischen Phasenumwandlung. Die Beschreibung der zyklischen Verformung geht aus Abschnitt 5.2.2, Abb. 5.21g-i hervor. Wegen des hohen Berechnungsaufwandes erfolgte diese Simulation nur bis $N_{\text{Sim}} = 10$ Zyklen. Die Ergebnisse des in Abschnitt 5.1.4, Abb. 5.13 untersuchten Gefügeausschnitts des stabilen austenitischen

Edelstahls wurden hier nicht für die Darstellung ausgewählt, da hierfür aufgrund der sehr geringen plastischen Verformung keine Änderung des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} wahrzunehmen war ($\eta_{\text{res}} \approx 1$). Aus diesem Grund wurde als Ausgangspunkt die als gepunktete rote Kurve dargestellte Simulation herangezogen und so lange an die Modellspezifikationen des stabilen Austenitstahls angepasst, wie noch eine Änderung von η_{res} erkennbar blieb. Hierzu wurde die VHCF-Beanspruchung des stabilen austenitischen Edelstahls vorgegeben und entsprechend den Ausführungen zu den Modellparametern in Abschnitt 3.5 der Parameter der zyklischen Abgleitungsirreversibilität p_{sim} um den Faktor 10 gegenüber dem des metastabilen Austenitstahls erhöht und der Parameter der Verfestigung α_{sim} gleich gewählt. Da jedoch in der zugehörigen Simulation keine Gleitbänder bei einer kritischen Schubspannung von $\tau_c = 110$ MPa (AISI 316 L, s. Tab. 3.3) in dem untersuchten Gefügeausschnitt gebildet wurden, erfolgte eine Reduzierung des Wertes von τ_c sowie des Wertes der Fließschubspannung τ_f auf 90 MPa (kein Nahordnungseffekt in AISI 316 L). Das Ergebnis der Simulation ist als gestrichelte Kurve in Abb. 5.29 angegeben.

Die gepunktete rote Kurve zeigt, dass die Simulation der zyklischen plastischen Verformung in Gleitbändern ohne Phasenumwandlung in dem metastabilen Austenitstahl bereits zu einer anfänglichen Entfestigung (Abnahme von η_{res}) und einer anschließenden Verfestigung (Anstieg von η_{res}) führte. Die beobachtete Entfestigung konnte auf die gemeinsame Wirkung zweier Mechanismen zurückgeführt werden. Der eine Mechanismus betraf die allmähliche Neubildung von Gleitbändern und der andere Mechanismus war durch den Nahordnungseffekt gegeben. Nur durch die Kombination beider Mechanismus kam der ausgeprägte Entfestigungseffekt in der Simulation zum Vorschein. Wie in Abschnitt 5.1.4 zu Abb. 5.12 beschrieben, ist die allmähliche Bildung neuer Gleitbänder über die simulierte Zyklenzahl eine Folge der lokalen Verfestigung und Abgleitungsirreversibilität in den bestehenden Gleitbändern. Der Nahordnungseffekt, der eine Reduzierung des Abgleitungswiderstands in aktivierten Gleitebenen hervorruft (s. Abschnitt 2.1.2) und in dem Modell Berücksichtigung findet, wurde für den metastabilen Austenitstahl aufgrund der geringen Stapelfehlerenergie angenommen. Sobald die modellierten Gleitbänder einen kritischen Mindestabstand zueinander erreichten, war die weitere Gleitbandbildung verhindert. Ab diesem Zeitpunkt übertrug sich die lokale Verfestigung in den Gleitbändern auf das globale Verhalten und führte zu einer anschließenden globalen Verfestigung.

Die durchgängige rote Kurve in Abb. 5.29 zeigt im Vergleich zur gepunkteten Kurve, dass die anfängliche Entfestigung und anschließende Verfestigung durch die zusätzliche Modellierung der martensitischen Phasenumwandlung verstärkt wurde. Zuerst bewirkte die beschleunigte

Gleitbandneubildung durch die martensitische Umwandlung (s. Abschnitt 5.2.2, Abb. 5.21) eine stärker ausgeprägte Entfestigung (tieferer Abfall von η_{res}). Sobald die Sättigung der Gleitbandbildung erreicht wurde, führte die fortschreitende Gleitbandblockierung durch martensitische Bereiche zu einer Behinderung der plastischen Verformung in Gleitbändern, wodurch eine stärkere Verfestigung hervorging (steilerer Anstieg von η_{res}). Der zugehörige Verlauf von η_{res} zeigt eine gute Übereinstimmung mit der experimentell aufgezeichneten Kurve für den metastabilen Austenitstahl AISI 304, sodass die zuvor beschriebenen Mechanismen eine mögliche Erklärung für das ausgeprägte Ent- und Verfestigungsverhalten liefern. Die abnehmende Verfestigung ab ca. $2 \cdot 10^6$ Zyklen im Experiment konnte durch die Simulationen nicht nachgebildet werden. Gezielte Untersuchungen haben ergeben, dass aus der Simulation ein stetiger Anstieg bis zum fast dämpfungsfreien Zustand ($\eta_{\text{res}} \approx 1$) hervorging. Daher wird angenommen, dass nach Erreichen der modellierten Gleitbandsättigung die nicht berücksichtigte plastische Verformung in der Matrix und somit auch zwischen den Gleitbändern allmählich an Einfluss gewinnt und die plastische Verformungsamplitude aufrechterhält.

Im Fall des simulierten stabilen Austenitstahls, jedoch mit reduziertem τ_c und τ_F , zeigt die gestrichelte rote Kurve in Abb. 5.29 einen beständigen Anstieg des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} . Hieraus folgt eine kontinuierliche Verfestigung, wie es auch aus der experimentell bestimmten Kurve für AISI 316 L hervorgeht. Im Wesentlichen führten die geringere Neigung zur Gleitbandbildung sowie der nicht vorliegende Nahordnungseffekt und die fehlende martensitische Phasenumwandlung in der Simulation zu einem Ausbleiben der zyklischen Entfestigung und zu einer Reduzierung der zyklischen Verfestigung. Die Notwendigkeit in der Simulation die Neigung zur plastischen Verformung in Gleitbändern anzuheben, um die erwartete allmähliche Verfestigung sichtbar zu machen, wird ebenfalls auf die in dem Modell nicht berücksichtigte plastische Verformung in der Matrix zurückgeführt. Unter der Annahme, dass diese Verformung ähnliche Auswirkungen hat wie die hier definierte Verformung in den Gleitbändern, kann der Effekt einer kontinuierlichen Verfestigung hier richtig wiedergegeben werden.

In Abb. 5.30 sind die Verläufe des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} bei erhöhter Probentemperatur während der Ermüdung des metastabilen Austenitstahls dargestellt. Die gepunktete schwarze Kurve zeigt das Ergebnis aus dem Ermüdungsversuch bei einer Probentemperatur von 150°C und der Beanspruchungsamplitude an der zugehörigen VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze ($\Delta\sigma/2 = 190 \text{ MPa}$). Die in rot dargestellte gepunktete Kurve gibt das zugehörige Ergebnis aus der Simulation wieder, deren simuliertes zyklisches Verformungs-

verhalten im vorherigen Abschnitt in Abb. 5.27d-f beschrieben wurde. Zur Gegenüberstellung sind erneut die Ergebnisse bei Raumtemperatur für den metastabilen Austenitstahl aus der vorherigen Studie dargestellt (durchgängige Kurven). Zusätzlich ist die Kurve für die Simulation des metastabilen Austenitstahls bei Raumtemperatur mit einer auf $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa reduzierten äußeren Beanspruchung dargestellt (strichpunktierte Kurve).

Der Ermüdungsversuch bei 150°C (gepunktete schwarze Kurve) zeigte wie bei Raumtemperatur eine anfängliche Entfestigung und eine anschließende Verfestigung (s. Werte für f_{res} und f_0 in Abb. 2.12b). Dieses Ergebnis ging ebenfalls aus der entsprechenden Simulation hervor (gepunktete rote Kurve). Die verantwortlichen Verformungsmechanismen für die Ent- und Verfestigung waren die gleichen wie bei Raumtemperatur (s. oben). Anhand der Simulationsergebnisse ließ sich feststellen, dass die Ausbildung des charakteristischen Ent- und Verfestigungsverhaltens auch bei geringerer äußerer Beanspruchung von $\Delta\sigma/2 = 190$ MPa hauptsächlich auf den Einfluss der Temperatur auf die plastische Verformung in Gleitbändern zurückgeführt werden konnte. Zum Vergleich zeigt die rote strichpunktierte Kurve bei Raumtemperatur und gleicher reduzierter äußerer Beanspruchung, dass sich hier zu Beginn keine ausgeprägte Entfestigung mehr einstellte, da die plastische Verformung in Gleitbändern ohne den unterstützenden Temperatureinfluss zu gering war.

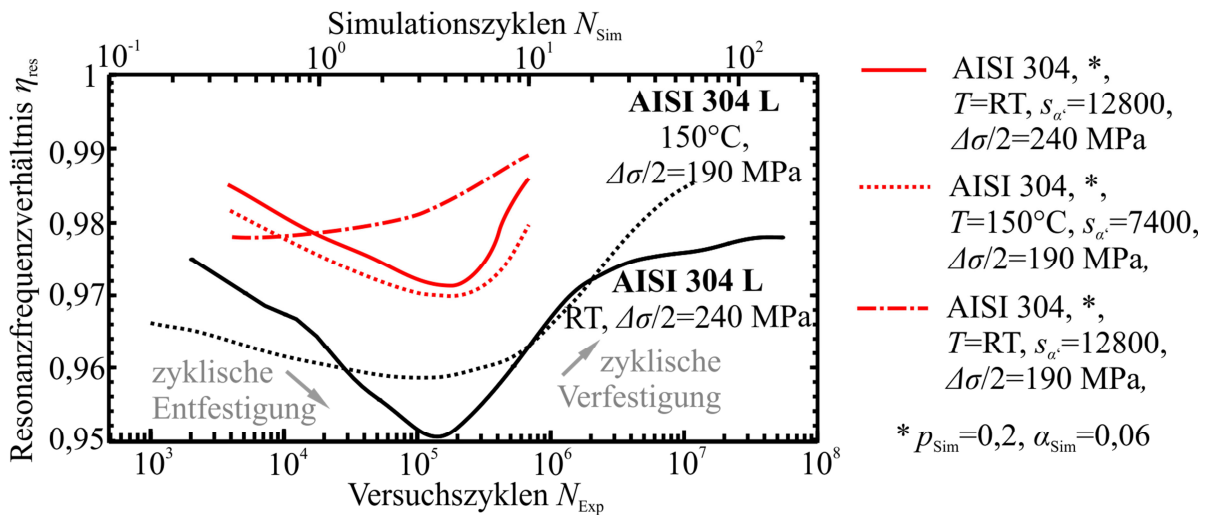


Abb. 5.30 Qualitativer Vergleich des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} für verschiedene Probertemperaturen resultierend aus Experimenten (schwarze Kurven) und aus Simulationen (rote Kurven) für den metastabilen Austenitstahl AISI 304.

Die in diesem Abschnitt dargestellten Resultate haben gezeigt, dass die Charakterisierung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens auf Basis des Resonanzverhaltens in Form des Resonanzfrequenzverhältnisses η_{res} eine geeignete Möglichkeit zum Vergleich der Ergebnisse resultierend aus Experimenten und Simulationen bietet. Das für den metastabilen Auste-

nitstahl AISI 304 im Experiment bestätigte zyklische Entfestigungsverhalten zu Beginn der Ermüdung an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze konnte in den Simulationen auf die ausgeprägte plastische Verformung in Gleitbändern bzw. die allmähliche Neubildung von Gleitbändern mit Nahordnungseffekt zurückgeführt werden. Die anschließende Verfestigung setzte ab der Gleitbandsättigung ein und war eine Folge der Versetzungsverfestigung in Gleitbändern und wurde durch die Barrierewirkung der martensitischen Phasenumwandlung auf die plastische Verformung verstärkt. Diese Einflüsse traten sowohl bei Raumtemperatur als auch bei erhöhter Proben temperatur aufgrund der temperaturabhängigen plastischen Verformung auf. Für den stabilen Austenitstahl AISI 316 L stellte sich aufgrund der deutlich eingeschränkteren plastischen Verformung in Gleitbändern und des nicht angenommenen Nahordnungseffektes sowie des Ausbleibens der Martensitbildung eine moderate kontinuierliche Verfestigung ein. Dieses Ergebnis zeigte sich jedoch erst, nachdem in dem Modell die Neigung des stabilen Austenitstahls zur plastischen Verformung in Gleitbändern etwas erhöht wurde (Reduzierung der kritischen Schubspannung und Fließschubspannung um 20 MPa).

Nach der Vorstellung der Simulationsergebnisse zum VHCF-Wechselverformungsverhalten der austenitischen Edelmstähle erfolgt im anschließenden Kapitel eine Zusammenfassung und Diskussion der Inhalte dieser Arbeit.

6 Zusammenfassung und Diskussion

Aus experimentellen Beobachtungen ging hervor, dass das Ermüdungsverhalten der austenitischen Edelmstähle bis hin zu sehr hohen Zyklenzahlen und damit bei geringen Beanspruchungsamplituden hauptsächlich durch die zyklische Verformung vor Entstehung eines Risses geprägt ist. Für ein tiefergehendes Verständnis der im Experiment beobachteten Verformungsmechanismen und deren Zusammenhänge ist die Nachbildung dieser Mechanismen in Simulationen basierend auf realitätsnahen Gefügeumgebungen während der zyklischen Verformung besonders aussichtsreich. Bisherige aus der Literatur bekannte Ansätze können jedoch die entscheidenden Verformungsmechanismen nicht vollständig abbilden oder sind nur auf sehr kleine Volumina der Mikrostruktur anwendbar.

Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit ein Modell zur Beschreibung der in austenitischen Edelmstählen relevanten Verformungsmechanismen aufgestellt und mit Hilfe einer numerischen Berechnungsmethode auf die Simulation der zyklischen plastischen Verformung in modellierten Gefügen angewendet. Das Modell bildet in der ausgewählten Betrachtungsebene die wesentlichen Ermüdungsmechanismen der austenitischen Edelmstähle AISI 304 und AISI 316 L im VHCF-Bereich ab, indem es die plastische Verformung in Gleitbändern sowie die deformationsinduzierte Martensitbildung beschreibt. Als numerische Methode diente die 2-D Randelementemethode, die die elastische Anisotropie der Körner sowie die Verformung in räumlichen Gleitsystemen berücksichtigt.

Die Grundlage der Modellentwicklung wurde durch die in Abschnitt 2.4 beschriebenen experimentellen Untersuchungen gebildet, die im Rahmen des Gemeinschaftsprojektes am Lehrstuhl für Materialkunde und Werkstoffprüfung an der Universität Siegen durchgeführt wurden. Für den metastabilen Austenitstahl AISI 304 und stabilen Austenitstahl AISI 316 L konnten in Wöhlerversuchen die wesentlichen Verformungsmechanismen bei Ermüdung an der jeweiligen VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze angegeben werden und die Auswirkungen durch Vorverformung der Proben und eine moderate Erhöhung der Probentemperatur beschrieben werden. Die Nachbildung des beobachteten VHCF-Wechselverformungsverhaltens erfolgte in dieser Arbeit aufbauend auf bestehenden Modellen aus der Literatur, die in Abschnitt 2.5 diskutiert wurden. Die Modelle nach Tanaka & Mura (1981) sowie Lin (1992) bieten geeignete Ansätze zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern und die Modelle nach Bogers & Burgers (1964) und Olson & Cohen (1972, 1975) dienen für die Nachbildung der deformationsinduzierten Martensitbildung als eine gute Basis. Die beiden

letztenannten Modelle wurden von Kübbeler (2017) zur Beschreibung der Phasenumwandlung in der plastischen Zone kurzer Ermüdungsrisse angewendet.

Für die Simulationen in dieser Arbeit wurden zum einen synthetische Gefüge mit idealisierter Korngeometrie und zufälliger Kornorientierung und zum anderen reale Gefüge auf Basis von elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Probenoberflächen in der Ebene nachgebildet. Die zyklische Beanspruchung der modellierten Gefüge erfolgte mit Hilfe eines quasi-statischen Ansatzes, bei dem in jedem Berechnungsschritt die im Folgenden zusammengefassten Mechanismen der plastischen Verformung Berücksichtigung fanden.

In Abschnitt 3.3 wurde das Modell zur Beschreibung der plastischen Verformung in Gleitbändern vorgestellt. Die Berücksichtigung der Lokalisierung der plastischen Verformung in Gleitbändern erfolgt durch direkte Modellierung jedes einzelnen Gleitbandes, indem es in der zweidimensionalen Gefügebene jeweils durch zwei Gleitlinien abgebildet wird (Tanaka & Mura 1981, Lin 1992). Ein Gleitband entsteht dort im Gefüge, wo die im Gleitsystem vorliegende Schubspannung die kritische Schubspannung τ_c zur Gleitbandentstehung übersteigt. Dabei sind Gleitsysteme für die Entstehung bevorzugt, in denen die zuvor genannte Bedingung in dem größeren Bereich entlang der Gleitspur erfüllt ist und deren Gleitrichtungen aus der Oberflächenebene herausragen (freie Oberflächenbedingung). Je Korn ist die Entstehung in nur einem Gleitsystem gestattet und die martensitische Phase ist von der Gleitbandentstehung ausgenommen. Für den metastabilen Austenitstahl wurde aufgrund der geringen Stapelfehlerenergie und dem damit bevorzugten planaren Gleitcharakter angenommen, dass nach der Gleitbandentstehung bzw. der Aktivierung von Gleitebenen die darin bestehende Hinderniswirkung für die folgende Versetzungsbewegung aufgrund des Nahordnungseffektes reduziert ist (Gerold & Karnthaler 1989, Christ 1991). Im Modell wurde hierzu die Fließschubspannung τ_F , ab der plastisches Abgleiten im Gleitband erfolgt, kleiner gewählt als die kritische Schubspannung τ_c zur Gleitbandentstehung. Für den stabilen Austenitstahl mit eher welligem Gleitcharakter (hohe Stapelfehlerenergie) spielt die Hinderniswirkung innerhalb einer Gleitebene aufgrund der Quergleitfähigkeit eine untergeordnete Rolle, weshalb für diesen Werkstoff der Nahordnungseffekt nicht berücksichtigt wurde. Die plastische Verformung in den modellierten Gleitbändern wird durch reine Abgleitung in den räumlichen Gleitsystemen nachgebildet, sobald die darin wirkende Schubspannung die Fließschubspannung τ_F übersteigt. Zur Berücksichtigung der Versetzungsverfestigung nimmt die Fließschubspannung in Abhängigkeit der im Gleitband stattgefundenen Abgleitung zu. Die zyklische Abgleitungsirreversibilität findet in dem Modell Beachtung, indem die plastische Verformung während des Zughalbzyklus auf der einen und

während des Druckhalbzyklus auf der anderen Gleitlinie des modellierten Gleitbandes gestattet ist und in der jeweils inaktiven Gleitlinie ein irreversibler Anteil der vorherigen Abgleitung festgesetzt wird (Tanaka & Mura 1981, Lin 1992). Der Einfluss der Proben-temperatur auf die plastische Verformung in Gleitbändern geht in das Modell mit ein, da die kritische Schubspannung τ_c sowie die initiale Fließschubspannung τ_F entsprechend den aus Zugversuchen ermittelten temperaturabhängigen Fließgrenzen angepasst wurden.

Eine Vereinfachung in dem Modellansatz stellt sicherlich die Darstellung der plastischen Verformung im Gleitband über lediglich zwei Gleitlinien dar, während im realen Gleitband von vielen aktiven Gleitebenen auszugehen ist. Das Abbilden vieler Gleitlinien würde jedoch den ohnehin hohen Berechnungsaufwand der Simulationen deutlich steigern. Zhang et al. (2010) haben eine alternative Modellierung in der mesoskopischen Betrachtungsebene vorgeschlagen, bei der innerhalb vorgegebener Gleitbandbereiche über ein erweitertes kristallplastisches Modell die plastische Scherung unabhängig von der Anzahl der Gleitebenen begünstigt wurde. Das mit Hilfe der FEM in 2-D Gefügen angewendete Modell erlaubt jedoch nicht die für die VHCF-Ermüdung sehr wichtige zyklische Abgleitungsirreversibilität direkt nachzubilden (McDowell & Dunne 2010), weshalb es für die Untersuchungen in dieser Arbeit als ungeeignet angesehen wird.

Die deformationsinduzierte Martensitbildung, die insbesondere für den metastabilen Austenitstahl von Bedeutung ist, wurde mit den in Abschnitt 3.4 beschriebenen Mechanismen nachgebildet. Hiernach findet die martensitische α' -Phase durch direktes Einbringen jedes entstandenen Martensitbereichs in das austenitische Gefüge Berücksichtigung. Die Phasenumwandlung geschieht in Abhängigkeit der plastischen Verformung in zwei für den Umwandlungsmechanismus kompatiblen Gleitsystemen (Bogers & Burgers 1964, Olson & Cohen 1972). Die plastische Verformung in dem primären Gleitsystem folgt aus der berechneten Abgleitung in den modellierten Gleitbändern. Die Abgleitung in einem zweiten Gleitsystem wird mit Hilfe eines analytischen Modells auf Basis der Theorie der kontinuierlichen Versetzungsverteilung (Head & Louat 1955) bestimmt. Die beiden Abgleitungen legen zum einen die Größe der entstehenden Martensitbereiche sowie deren Wachstum fest und erlauben zudem für jeden Martensitkeim die infolge atomarer Gitterverformung herbeigeführte Volumenzunahme zu berechnen (Hilgendorff et al. 2015). Aus Letzterem geht ebenfalls die für die Bestimmung der elastischen Eigenschaften der Martensitbereiche erforderliche Orientierungsbeziehung zwischen dem Ausgangsaustenit und Martensit hervor. In Anlehnung an das kinetische Modell von Olson & Cohen (1975), das auf empirischen Untersuchungen des Zugversuches basiert, erfolgt die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der

deformationsinduzierten Martensitumwandlung über die Stapelfehlerenergie und die chemische Triebkraft.

Als wesentliche Erweiterung zu der Arbeit von Kübbeler (2017), in der auf Basis der Modelle nach Bogers & Burgers (1964) und Olson & Cohen (1972) die deformationsinduzierte Martensitbildung in den plastischen Zonen kurzer Ermüdungsrisse beschrieben wurde, ist hier die Betrachtung der lokalisierten plastischen Verformung und Phasenumwandlung vor der Entstehung des global dominierenden Risses zu nennen. Hierzu wurde das in Abschnitt 3.3 beschriebene Gleitbandmodell aufgestellt und es erfolgte eine detailliertere Beschreibung des Umwandlungsmechanismus hinsichtlich kompatibler Partialversetzungsgleitsysteme, richtungsabhängiger Elastizität und Volumenzunahme sowie die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit.

An der vereinfachten analytischen Berechnung der Abgleitung in dem zweiten für die Umwandlung relevanten Gleitsystem ohne direkte Nachbildung des zugehörigen Gleitbandes wurde zugunsten des geringeren Berechnungsaufwandes festgehalten. Zudem deuteten experimentelle Beobachtungen darauf hin, dass in dem metastabilen Austenitstahl unter VHCF-Beanspruchung vorwiegend nur ein Gleitsystem je Korn stark angeregt wurde (s. Abb. 2.10a-d) und dass die plastische Verformung in dem zweiten für die Umwandlung relevanten Gleitsystem nur sehr lokal an bestehenden Gleitbändern stattfand (s. Abb. 2.11b).

In Abschnitt 3.5 wurden die für die Simulationen notwendigen Modellparameter erläutert. Da die Lösung des in dieser Arbeit vorgestellten Modells einen hohen Berechnungsaufwand bedingt, wurde ein Ansatz vorgestellt, wie durch wenige simulierte Zyklen der Ermüdungsfortschritt resultierend aus sehr vielen Versuchszyklen angenähert werden kann. Hierzu erfolgte eine künstliche Erhöhung der Martensitbildungsrate sowie der Abgleitungsirreversibilität und Verfestigung in den Gleitbändern. Wegen Konvergenzschwierigkeiten konnten hierdurch jedoch nicht mehr als ca. $4 \cdot 10^6$ Versuchszyklenzahlen abgebildet werden, weshalb die Nachbildung der gesamten Lebensdauer nicht aus Simulationen hervorging. In dieser Arbeit stand jedoch die Untersuchung der für das Wechselverformungsverhalten der austenitischen Edelmehle relevanten Verformungsmechanismen im Vordergrund, wofür sich der ausgewählte Ansatz als ausreichend erwies. Alternative Ansätze für die direkte Simulation der gesamten VHCF-Ermüdung sind nicht bekannt.

Zur Lösung des entwickelten Modells diente eine am Institut für Mechanik und Regelungstechnik - Mechatronik entwickelte 2-D Randelementemethode (Kübbeler 2017), die in dieser Arbeit hinsichtlich der Beschreibung elastisch anisotroper Eigenschaften erweitert wurde. In

Kapitel 4 erfolgte ausgehend von dem ebenen Randwertproblem zunächst die Herleitung der für die Methode grundlegenden Verschiebungs- und Spannungsrandintegralgleichungen. Durch den Relativverschiebungsansatz konnten Tangentialverschiebungen, die die Ableitungen in den modellierten Gleitbändern beschreiben, als Berechnungsgröße in die Gleichungen aufgenommen werden. Zur Berücksichtigung der Volumenzunahme in den Martensitgebieten wurden zusätzlich die aus dem Modell der Martensitbildung resultierenden transformationsinduzierten Verzerrungen mit Hilfe der Theorie der initialen Verzerrungen beachtet. Für die Beschreibung allgemein elastisch anisotroper Eigenschaften konnten geeignete Fundamentallösungen gefunden (Wang 1994) und auf die in dieser Arbeit verwendeten Randintegralgleichungen angewendet werden. Die Verwendung der neuen Fundamentallösungen erlaubte durch Festlegen des allgemeinen ebenen Spannungszustandes die räumliche Verformungsbeschreibung für das in der Ebene nachgebildete Gefüge, zudem konnte die Volumenzunahme richtungsabhängig beschrieben werden. Aus Abschnitt 4.4 geht die Vorgehensweise zur Modellimplementierung hervor.

Da lokale Spannungsüberhöhungen im Gefüge insbesondere bei geringer äußerer Beanspruchung für die Ausbildung der plastischen Verformung entscheidend sind (Zimmermann 2012), erwies sich die Erweiterung hinsichtlich der Beschreibung unterschiedlicher elastisch anisotroper Eigenschaften in den Körnern und Phasen der Gefüge als erforderlich. Weiterhin hätte eine Beschränkung auf die rein ebene Verformungsbeschreibung das reale Ermüdungsverhalten nur sehr vereinfacht wiedergegeben, da die für die plastische Verformung in Gleitbändern relevanten Gleitsysteme vorwiegend aus der Gefügebene herausragen.

In Kapitel 5 sind die Ergebnisse der durchgeführten Simulationsstudien zur Untersuchung des VHCF-Wechselverformungsverhaltens des metastabilen und stabilen Austenitstahls dargestellt. Aus Abschnitt 5.1 gehen zunächst die Einflüsse der plastischen Ableitung in Gleitbändern auf die lokale Beanspruchung und Verformung der modellierten Gefüge hervor. Durch die dreidimensionale Beschreibung der Ableitung konnte in den tatsächlich räumlich orientierten Gleitsystemen eine lokale Entlastung im Korninneren nachgewiesen werden, wobei an Korngrenzen aufgrund der Barrierewirkung ausgeprägte Schubspannungskonzentrationen auftraten.

Der Vergleich der experimentell beobachteten Verformung auf den Oberflächen der im VHCF-Bereich ermüdeten Proben zeigte bereits eine gute Übereinstimmung mit der nach monotoner Beanspruchung simulierten Gleitbandverteilung und -orientierung. Für die Entstehung der Gleitbänder zeichneten sich die maximalen Schubspannungen in den Gleitsystemen als entscheidend aus, wobei auf der Probenoberfläche der Aspekt der freien

Oberflächenbedingung zu beachten war. Der in Experimenten beobachtete Unterschied in der Ausprägung der plastischen Verformung während der VHCF-Ermüdung des metastabilen und stabilen Austenitstahls konnte bereits durch die Simulation der monotonen Beanspruchung und ohne Beachtung der martensitischen Phasenumwandlung auf die unterschiedlichen Werte der kritischen Schubspannung und der Fließschubspannung beider Werkstoffe und die unterschiedlichen äußeren Lasten (VHCF-Dauerfestigkeiten) zurückgeführt werden.

Die Untersuchung des einzelnen Gleitbandes unter dem Einfluss wechselnder Beanspruchung hat ergeben, dass es infolge der Abgleitungsirreversibilität mit Zunahme der Zyklenzahl zu einer Akkumulation der irreversiblen Verformung im modellierten Gleitband kommt. Durch die Festsetzung des irreversiblen Verformungsanteils auch auf der inaktiven Gleitlinie bildet sich eine zunehmende geometrische Einkerbung zwischen den beiden Gleitlinien aus. Diese Einkerbung bedingt kritische Schubspannungsüberhöhungen entlang des Gleitbandes.

Die nachgebildete geometrische Einkerbung entlang des modellierten Gleitbandes zeigte Ähnlichkeiten zu den auf Oberflächen realer Ermüdungsproben nachgewiesenen Protrusionen, die eine Mikrokerbung zur Folge haben. Die dort auftretenden Spannungskonzentrationen, wie sie ebenfalls aus den Simulationen hervorgingen, können zur Entstehung eines transkristallinen Riskeims entlang des Gleitbandes führen (Mughrabi 2009). Auf der anderen Seite können Spannungskonzentrationen an Korngrenzen, wie sie auch an Gleitbandenden simuliert wurden, das interkristalline Aufreißen der Korngrenze bewirken (Suresh 1998). Da für die Simulation der Einkerbungen und der Verformungsakkumulation die Abgleitungsirreversibilität entscheidend ist, wird diese als bestimmende Triebkraft für die Riskeimbildung und schließlich das Versagen des Werkstoffs angesehen. Es bestätigte sich somit die von Manson (1954) und Coffin (1954) aufgestellte Hypothese, dass die akkumulierte plastische Verformung, die in Simulationen infolge der Irreversibilität zum Vorschein kam, in direkter Beziehung zur Ermüdungsschädigung steht.

Die zyklische plastische Verformung in mehreren Gleitbändern wurde durch Simulation der wechselnden Beanspruchung realer Gefügemorphologien des metastabilen und stabilen Austenitstahls untersucht. Im Fall des metastabilen Austenitstahls bildeten sich anfänglich in jedem Korn Gleitbänder, die zunächst wegen der verstärkten Entlastung infolge des Nahordnungseffektes größere Abstände zueinander aufwiesen. Wegen der individuellen Verfestigung und Irreversibilität in jedem Gleitband ging jedoch die Entlastung mit Zunahme der Zyklenzahl zurück, wodurch allmählich die Bedingung für die weitere Gleitbandbildung zwischen den bestehenden Gleitbändern erfüllt war. Hierdurch konnte die Entlastung im Korninneren über mehrere Simulationszyklen aufrecht gehalten werden, bis sich eine

Sättigung der Gleitbandbildung einstellte und es anschließend zu einem zunehmend kritischen Zustand im Gefüge aufgrund der anhaltenden Akkumulation irreversibler Verformung kam (Hilgendorff et al. 2013). Für den stabilen Austenitstahl ergab sich aufgrund der eingeschränkteren Gleitbandentstehung und des fehlenden Nahordnungseffektes ein anderes Verformungsverhalten. Die Ausbreitung der Gleitbandbildung über die Zyklenzahl konnte nur sehr lokal an Spannungskonzentrationen im Gefüge nachgewiesen werden. Der Anstieg solcher Spannungskonzentrationen über die Zyklenzahl infolge der akkumulierten irreversiblen Verformung deutete auf einen zunehmend kritischen Ort für die Riskeimbildung hin.

Abschließend zu Abschnitt 5.1 konnte gezeigt werden, dass der Unterschied zwischen der Berücksichtigung der elastischen Anisotropie und der elastischen Isotropie zwar hinsichtlich der berechneten Schubspannungsverteilung im Gefüge einen geringen Einfluss hat, jedoch die mit der elastischen Anisotropie mögliche räumliche Verformungsbeschreibung für die Nachbildung der plastischen Verformung in Gleitbändern sehr entscheidend ist.

Im Anschluss folgten in Abschnitt 5.2 Untersuchungen zum Einfluss der martensitischen Phasenumwandlung auf das Verformungsverhalten des metastabilen Austenitstahls. Zunächst wurde dargestellt, dass durch die elastische Steifigkeit eines entstandenen Martensitbereichs ein relativ geringer Einfluss auf die umgebende Beanspruchung vorlag, wohingegen die modellierte Volumenzunahme zu sehr hohen Spannungsüberhöhungen führte. Da die damit einhergehende plastische Verformung nicht mit dem Gleitbandmodell erfasst werden konnte, wurde eine Reduzierung der theoretischen Volumenzunahme für die Simulationen vorgenommen. Ein autokatalytischer Effekt des Martensitwachstums (Nishiyama et al. 1978) wurde relativiert.

Anschließend stand die Wechselwirkung zwischen der plastischen Verformung in Gleitbändern und der deformationsinduzierten Martensitbildung im Vordergrund. Es konnte gezeigt werden, dass die Blockierung eines Gleitbandes durch einen ausreichend großen Martensitbereich eine deutliche Behinderung der fortschreitenden plastischen Verformung im Gleitband zur Folge hatte. Dieser Effekt kann entsprechend den Annahmen von Müller-Bollenhagen (2011) auf die Verkürzung der freien Versetzungswege zurückgeführt werden. Die Behinderung der plastischen Verformung führte während der zyklischen Verformung zunächst zu einer gesteigerten Gleitbandbildungsrate. Weiterhin ging aus dem Vergleich der Simulationen mit und ohne Berücksichtigung der Phasenumwandlung hervor, dass aufgrund der Martensitbildung die Akkumulation der irreversiblen Verformung mit Zunahme der Zyklenzahl geringer ausfiel. Da die irreversible Verformung als entscheidend für die

Ausbildung einer Ermüdungsschädigung angesehen wird, konnte der deformationsinduzierten Martensitbildung eine lebensdauerfördernde Wirkung auf die VHCF-Ermüdung des metastabilen Austenitstahls zugeschrieben werden. Hieraus ergab sich zudem eine Begründung für die höhere VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen Austenitstahls AISI 304 gegenüber dem stabilen Austenitstahl AISI 316 L, der annähernd kein Martensit während der Ermüdung bildet.

Zur Reduzierung des Berechnungsaufwandes wurden in den Simulationen festgelegte Mindestgrößen für die modellierten Martensitbereiche vorgegeben. Es ist davon auszugehen, dass im realen Werkstoff schon sehr kleine Martensitkeime zur Behinderung der plastischen Verformung führen und somit die Reduzierung der akkumulierten irreversiblen Verformung stärker ausfällt als in der Simulation. Daher ist die zugeschriebene lebensdauerfördernde Wirkung der Martensitbildung wahrscheinlich größer anzunehmen als in dieser Arbeit simuliert.

Im Hinblick auf das Ermüdungsverhalten des metastabilen Austenitstahls im vorverformten Zustand wurde in Abschnitt 5.3 eine vereinfachte Studie vorgestellt. Die höhere VHCF-Dauerfestigkeit des metastabilen Austenitstahls im vorverformten Zustand (bis 30 % Martensit) wurde auf die mit zunehmendem Martensitanteil reduzierte plastische Verformung während der Ermüdung zurückgeführt. Als Ursachen ließen sich die Hinderniswirkung des im Ausgangsgefüge vorhandenen Martensits auf die plastische Verformung, der abnehmende Austenitphasenanteil, in dem plastische Verformung erfolgte und die Gleitbandverfestigung während der Vorverformung nennen. Weiterhin führte der Vergleich der simulierten plastischen Verformung bei bestimmten Beanspruchungen und Vorverformungsgraden, deren Kombination in Wöhlerversuchen an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze ermittelt wurden, zu der Hypothese, dass die ertragbare plastische Verformungsamplitude bis in den VHCF-Bereich mit steigendem Anfangsmartensitanteil sinkt. Diese Abnahme, die auf eine höhere Kerbempfindlichkeit des steigenden Martensitanteils gegenüber dem Austenit bezogen wurde (Zimmermann et al. 2010), hebt den positiven Effekt der Behinderung der plastischen Verformung durch martensitische Bereiche allmählich auf und führt entsprechend experimentellen Beobachtungen ab ca. 30 % Martensitanteil im Ausgangsgefüge zu einer anschließenden Abnahme der Dauerfestigkeit.

Die gezeigte Studie unterlag starken Vereinfachungen, da die Ermüdung selbst nicht nachgebildet wurde, eine gleichmäßige Verteilung der Martensitbereiche im Austenitkorn angenommen wurde und weitere für die Vorverformung relevante Mechanismen wie bspw. das Mehrfachgleiten oder die plastische Verformung zwischen Gleitbändern keine

Berücksichtigung fanden. Dennoch konnten hiermit plausible Erkenntnisse gewonnen werden. Der Effekt eines Martensitnetzwerks bei hohen Anfangsmartensitgehalten ($> 30\%$) ging nicht in die Studie mit ein (Talonen 2007, Müller-Bollenhagen et al. 2010).

In Abschnitt 5.4 wurde der Einfluss einer moderaten Erhöhung der Proben­temperatur (bis 150°C) auf das Ermüdungsverhalten des metastabilen Austenitstahls untersucht. In einer ersten Studie konnte auf Basis der im Modell definierten Temperaturabhängigkeiten gezeigt werden, dass bei Erhöhung der Proben­temperatur eine Zunahme der plastischen Verformung in Gleitbändern und eine Abnahme der Martensitbildung während der Ermüdung resultierte. Beide Einflüsse ließen sich auf die experimentell bestätigte Abnahme der VHCF-Dauerfestigkeit bei höheren Temperaturen übertragen. Die Simulation der zyklischen Verformung eines realen Gefügeausschnitts und Vergleichs mit dem Experiment hat ergeben, dass die Martensitbildung bei erhöhter Temperatur noch deutlich stärker ausgeprägt war, als im Modell zunächst angenommen wurde. Somit stellte sich heraus, dass das auf Basis empirischer Untersuchungen des Zugversuchs aufgestellte Modell (Olson & Cohen 1975) nicht für die Beschreibung der temperaturabhängigen Martensitbildung während der Ermüdung mit kleinen Beanspruchungsamplituden geeignet war. Die Aufklärung der hierfür relevanten Einflüsse ist Gegenstand der experimentellen Untersuchungen im Rahmen des Gemeinschaftsprojektes. Nach dem Angleichen des modellierten Martensitanteils an experimentelle Messungen konnte festgestellt werden, dass für die Simulationen mit unterschiedlichen Proben­temperaturen jedoch jeweils an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze die annähernd gleiche Zunahme für die akkumulierte irreversible Verformung berechnet wurde. Dieses Ergebnis ist insofern hervorzuheben, da es damit den gleichen irreversiblen Verformungsfortschritt an der Dauerfestigkeitsgrenze vorhersagt, was aus Sicht des Verfassers als plausibel angesehen wird. Die berechnete Kurve für die akkumulierte irreversible Verformung ließ sich als eine aus der Simulation resultierende temperaturunabhängige Grenzkurve für das Versagen des metastabilen Austenitstahls auffassen (Hilgendorff et al. 2016b).

Die Modellierung der temperaturabhängigen Verformung ist vor dem Hintergrund gewisser Vereinfachungen zu sehen. Es ließe sich begründen, dass z. B. der Nahordnungseffekt oder der Parameter der zyklischen Ableitungsirreversibilität wegen des Bezugs zur Stapelfehlerenergie (Risbet & Feaugas 2008, Mughrabi 2009) ebenfalls einer Temperaturabhängigkeit unterliegt. Diese Einflüsse wurden jedoch in dieser Arbeit nicht berücksichtigt, um die Parametervariation und somit die systematische Untersuchung in einem übersichtlichen Rahmen zu halten. Zudem ist anzumerken, dass für die oben genannten Einflüsse weitere

Annahmen nötig wären, die sich nicht direkt durch experimentelle Befunde bestätigen lassen. Die in der Untersuchung berechnete gemeinsame Grenzkurve, die eine gewisse Plausibilität der Simulation gewährleistet, könnte darauf deuten, dass die nicht beachteten Einflüsse bereits in Teilen durch die Modellierung der temperaturabhängigen Fließschubspannung abgebildet wurden.

Abschließend zu den Simulationsergebnissen wurden in Abschnitt 5.5 die Ursachen für das unterschiedliche zyklische Entfestigungs- und Verfestigungsverhalten der beiden austenitischen Edeltähle während des VHCF-Wechselverformungsverhaltens untersucht. Hierzu erfolgte ein Vergleich auf Basis des Resonanzverhaltens, das über das Resonanzfrequenzverhältnis charakterisiert wurde (Hilgendorff et al. 2014). Dieses konnte zum einen anhand der aufgezeichneten Resonanz- und Eigenfrequenzen der eingespannten Proben im Ermüdungsversuch und zum anderen mit Hilfe eines hysteretischen Dämpfungsmodells in Verbindung mit der viskosen Dämpfung aus der Kraft-Verschiebungs-Hysterese der simulierten Zyklen ermittelt werden. Für den metastabilen Austenitstahl ließ sich die ausgeprägte zyklische Entfestigung zu Beginn der Ermüdung auf die allmählich über die Zyklenzahlen stattfindende Gleitbandentstehung in Kombination mit dem Nahordnungseffekt zurückführen. Wie aus vorangehenden Studien bekannt, war die andauernde Gleitbandentstehung eine Folge der lokalen Verfestigung und Irreversibilität in den bestehenden Gleitbändern. Die Martensitbildung verstärkte die Gleitbandbildungsrate und damit zunächst auch die Entfestigung. Die anschließende starke Verfestigung setzte ein, sobald eine Sättigung der Gleitbandbildung simuliert wurde. Von hier an übertrug sich die lokale Verfestigung auf das globale Verhalten und führte zusammen mit der anhaltenden Behinderung der plastischen Verformung in Gleitbändern durch die Martensitbildung zu einer anschließenden globalen Verfestigung (Hilgendorff et al. 2016a). Diese Einflüsse konnten bei Raumtemperatur sowie bei erhöhter Proben temperatur aufgrund der berücksichtigten temperaturabhängigen plastischen Verformung festgestellt werden. Im weiteren Ermüdungsverlauf konnte ein experimentell bestätigtes Abklingen der Verfestigung nicht in Simulationen abgebildet werden. Hierzu wurde vermutet, dass nach Erreichen der modellierten Gleitbandsättigung die im Modell nicht berücksichtigte plastische Verformung zwischen den Gleitbändern allmählich an Einfluss gewinnt und die plastische Verformungsamplitude weiterhin aufrecht hält. Für den stabilen Austenitstahl stellte sich aufgrund der deutlich eingeschränkteren plastischen Verformung in Gleitbändern und des nicht angenommenen Nahordnungseffektes sowie des Ausbleibens der Martensitbildung eine moderate kontinuierliche Verfestigung ein. Dieses Ergebnis stellte sich jedoch erst heraus, nachdem in der Simulation die Neigung zur

plastischen Verformung des stabilen Austenitstahls künstlich angehoben wurde. Als Grund für diese Anpassung wurde ebenfalls die in der Matrix nicht berücksichtigte plastische Verformung angeführt, die vermutlich neben der Verformung in den sehr wenigen Gleitbändern zu der kontinuierlichen Verfestigung beiträgt.

Der Vergleich auf Basis des Resonanzverhaltens bot in dieser Arbeit eine zweite Validierungsebene für die Modellannahmen. Es ließen sich die in vorherigen Studien beschriebenen Mechanismen auf das Entfestigungs- und Verfestigungsverhalten der beiden Werkstoffe beziehen. Für die Beschreibung des Resonanzverhaltens resultierend aus Simulationen wurde von erweiterten Dämpfungsmodellen wie z. B. das fraktionelle Dämpfungsmodell (Nolte et al. 2003) abgesehen, da hierdurch die Bestimmung relevanter Größen wie das Resonanzfrequenzverhältnis deutlich erschwert ist, während ohnehin aufgrund des mechanismenbasierten Modellansatzes von Abweichungen auszugehen ist.

Viele Autoren teilen die in dieser Arbeit bestätigte Auffassung, dass die ausgeprägte Verfestigung in dem metastabilen Austenitstahl auf die Versetzungsverfestigung und auf die Bildung von Martensit zurückzuführen ist (Bassler 1999, De Backer et al. 2001, Nikitin & Besel 2008, Müller-Bollenhagen 2011). Hinsichtlich der beobachteten zyklischen Entfestigung sind jedoch unterschiedliche Erklärungsansätze in der Literatur zu finden, die zunächst auf keine einheitlichen Mechanismen hindeuten. De Backer et al. (2001) beziehen die Entfestigung auf lokale Umordnungsprozesse von Versetzungen, während Man et al. (2003) die Lokalisierung der Verformung in Gleitbändern als Ursache sehen. Weiterhin beobachtete Bassler (1998) in der Entfestigungsphase eine deutliche Erhöhung der Stapelfehlerdichte. Aus den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit geht zusammen mit den experimentellen Beobachtungen, die am Institut für Werkstofftechnik der Universität Siegen durchgeführt wurden, eine weitere Beschreibung der zyklischen Entfestigung hervor. Anders als in vorherigen Arbeiten konnte hier der Entfestigungseffekt durch die relevanten Mechanismen (allmähliche Gleitbandentstehung und Nahordnungseffekt) tatsächlich durch Modellierung und Simulation nachgebildet werden. Zusätzlich lassen sich die Annahmen der zuvor genannten Autoren auf die Mechanismen beziehen, da die Lokalisierung der Verformung in Gleitbändern (Man et al. 2003) ohnehin direkt modelliert wurde und die lokalen Umordnungsprozesse (De Backer et al. 2001) und die hohe Stapelfehlerdichte (Bassler 1999) auf den Nahordnungseffekt hindeuten. Mit den in dieser Arbeit aufgestellten Modellannahmen ließ sich zudem das zyklische Ent- und Verfestigungsverhalten des stabilen Austenitstahls sowie des metastabilen Austenitstahls bei erhöhter Probentemperatur an der VHCF-Dauerfestigkeitsgrenze beschreiben.

Hinsichtlich der simulierten zyklischen Entfestigung ist noch anzumerken, dass der Nahordnungseffekt und somit die Gleitebenenentfestigung nach der Entstehung eines Gleitbandes im Grunde durch das Modell vorgegeben wurde und somit nicht direkt ein Ergebnis der Simulation war. Auf der anderen Seite konnte die ausgeprägte Entfestigung nur in Kombination mit der allmählichen Bildung von Gleitbändern beobachtet werden, die jedoch erst als Ergebnis aus der Simulation hervorging. Weiterhin ist zu beachten, dass im realen Werkstoff der Nahordnungseffekt voraussichtlich bei der Aktivierung jeder einzelnen Gleitebene auch während des Wachstums eines bestehenden Gleitbandes hervorgerufen wird. In dem hier aufgestellten Modell wird jedoch der Nahordnungseffekt nur auf die Gleitbandentstehung bezogen, da die plastische Verformung im Gleitband lediglich über zwei Gleitlinien dargestellt wird. Daher liefert die Simulation vermutlich einen zu geringen Entfestigungseffekt. Zudem ist von einer stärkeren Wechselwirkung zwischen den vielen aktiven Gleitebenen eines Gleitbandes und sehr kleinen Martensitkeimen auszugehen.

Als ein weiterer Kritikpunkt in dieser Arbeit ist die zweidimensionale Nachbildung des Gefüges anzusehen. Hierdurch können z. B. in den Oberflächenkörnern die freien Versetzungswege bis zur nächsten Korngrenze in die Probtiefe nicht abgebildet werden und ein Vergleich der oberflächennahen Verformung mit der Verformung im Werkstoffinneren ist nicht direkt möglich. Daher ist die vollständig dreidimensionale Abbildung des Gefüges auch in die Probtiefe anzustreben. Köster (2015) hat unter Verwendung der Randelementemethode (mit elastischer Isotropie) die mikrostrukturabhängige Kurzrisssausbreitung hinsichtlich ebener und räumlicher Aspekte verglichen und dabei herausgestellt, dass erhebliche Vorteile aus der vollständig räumlichen Beschreibung hervorgehen. Es wurde jedoch auch angemerkt, dass im räumlichen Fall die Nachbildung des Gefüges bestehend aus mehreren Körnern sehr komplex und aufwendig wird. Im vorliegenden Fall erscheint daher die Anwendung auf die Beschreibung der zyklischen plastischen Verformung vor der Rissentstehung als fraglich. Zusätzlich würde die Erweiterung der 3-D BEM auf die elastische Anisotropie zu nochmals deutlich aufwendigeren Rechnungen führen. Aus diesen Gründen ist möglicherweise die Lösung mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode zu bevorzugen.

In dieser Arbeit wurde der Modellierungsansatz in der mesoskopischen Größenordnung ausgewählt, um die relevanten Verformungsmechanismen in einem größeren Bereich und unter dem Einfluss zyklischer Beanspruchung untersuchen zu können. Gewisse Mechanismen wie z. B. das Gleitverhalten der Werkstoffe in Abhängigkeit der Stapelfehlerenergie oder der grundlegende Mechanismus des Nahordnungseffektes können hierdurch jedoch nicht unmittelbar abgebildet werden. Hierzu stellen Multiskalen-Modellierungsansätze mögliche

Erweiterungen dar, bei denen kontinuumsmechanische Rechnungen mit der lokalen atomistischen oder versetzungsdynamischen Simulation gekoppelt werden (Curtin & Miller 2003, Sandfeld et al. 2011).

In weiteren Untersuchungen aufbauend auf den Studien in dieser Arbeit ist die Nachbildung der zyklischen plastischen Verformung bis hin zu höheren Zyklenzahlen anzustreben. Damit könnte die Riskeimbildung, die in dieser Arbeit nicht im Vordergrund stand, genauer erforscht werden. Hierzu müsste ein Kriterium für die Rissinitiierung wie z. B. eine kritische irreversible Ableitung oder eine daraus abgeleitete kritische Verzerrungsenergie (Tanaka & Mura 1981) definiert werden und eine systematische Untersuchung in Abhängigkeit der zyklischen Verformungsentwicklung in Gefügestrukturen erfolgen.

Zudem ist als Ausblick die Berücksichtigung weiterer für die austenitischen Edeltähle relevanter Verformungsmechanismen wie bspw. die Einflüsse durch oberflächennahe Einschlüsse auf das zyklische Verformungsverhalten zu nennen.

Abschließend sei zu erwähnen, dass die Inhalte dieser Arbeit zu einem besseren Verständnis der grundlegenden Verformungsmechanismen eines metastabilen und stabilen austenitischen Edeltahls bei geringer zyklischer Beanspruchung im Bereich der VHCF-Dauerfestigkeit beitragen sollen. Die hier durchgeführte Vorgehensweise durch Modellierung und Simulation der relevanten Mechanismen und Validierung mit experimentellen Ergebnissen erwies sich als besonders geeignet, weshalb sie für zukünftige Untersuchungen empfohlen wird. Hinsichtlich der direkten Anwendbarkeit der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sei z. B. auf die Zuordnung bestimmter mikrostruktureller Verformungsmechanismen auf das zyklische Ent- und Verfestigungsverhalten der austenitischen Edeltähle hinzuweisen, welche für die Zustandsüberwachung von Bauteilen besonders von Nutzen sein kann.

Literaturverzeichnis

- Abel, A.; Muir, H., 1972, The bauschinger effect and discontinuous yielding, *Philos. Mag.*, 26(2), S. 489-504.
- Abraham, F. F.; Walkup, R.; Gao, H.; Duchaineau, M.; Diaz de la Rubia, T.; Seager, M., 2002, Simulating materials failure by using up to one billion atoms and the world's fastest computer: Work-hardening, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 99(9), S. 5783-5787.
- Albert, W. A. J., 1838, Über Treibseile am Harz, *Archive für Mineralogie, Geognosie, Bergbau und Hüttenkunde*, 10, S. 215-234.
- Aliabadi, M. H., 2002, *The boundary element method: applications in solids and structures*, Band 2, Wiley, Chichester.
- Altenbach, H.; Altenbach, J.; Rikards, R., 1996, *Einführung in die Mechanik der Laminat- und Sandwichtragwerke*, Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, Stuttgart.
- Areias, P. M. A.; Belytschko, T., 2006, Two-scale shear band evolution by local partition of unity, *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, 66(5), S. 878-910.
- Bain, E. C.; Dunkirk, N., 1924, The nature of martensite, *Trans. Metall. Soc. AIME*, 70(1), S. 25-47.
- Bassler, H. J., 1999, *Wechselverformungsverhalten und verformungsinduzierte Martensitbildung bei dem metastabilen austenitischen Stahl X6CrNiTi1810*, Dissertation, Universität Kaiserslautern, Werkstoffkundliche Berichte, Kaiserslautern.
- Bathe, K.-J., 2006, *Finite element procedures*, Prentice-Hall, New Jersey.
- Bathias, C., 1999, There is no infinite fatigue life in metallic materials, *Fatigue Fract. Eng. M.*, 22(7), S. 559-565.
- Bauschinger, J., 1886, Über die Veränderung der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit des Eisens und Stahls durch Strecken und Quetschen, durch Erwärmen und Abkühlen und durch oftmals wiederholte Beanspruchung, *Mitteilungen des mechanisch-technischen Laboratoriums der Königlich Technischen Hochschule München*, 13.
- Bayerlein, M.; Christ, H.-J.; Mughrabi, H., 1989, Plasticity-induced martensitic transformation during cyclic deformation of AISI 304L stainless steel, *Mater. Sci. Eng. A*, 114, S. L11-L16.
- Bergmann, W., 2008, *Werkstofftechnik 1*, Carl Hanser Verlag, München.

- Bhadeshia, H., 2004, Developments in martensitic and bainitic steels: role of the shape deformation, *Mater. Sci. Eng. A*, 378(1-2), S. 34-39.
- Bilby, B. A.; Cottrell, A. H.; Swinden, K. H., 1963, The spread of plastic yield from a notch, *Proc. R. Soc. A*, 272(1350), S. 304-314.
- Bishop, R. E. D.; Johnson, D. C., 1979, *The mechanics of vibration*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Bogers, A.; Burgers, W., 1964, Partial dislocations on the {110} planes in the B.C.C. lattice and the transition of the F.C.C. into the B.C.C. lattice, *Acta Metall.*, 12(2), S. 255-261.
- Bowles, J.; Mackenzie, J., 1954, The crystallography of martensite transformations I, *Acta Metall.*, 2(1), S. 129-137.
- Brebbia, C. A.; Dominguez, J., 1998, *Boundary elements: an introductory course*, WIT press, Boston.
- Byun, T.; Hashimoto, N.; Farrell, K., 2004, Temperature dependence of strain hardening and plastic instability behaviors in austenitic stainless steels, *Acta Mater.*, 52(13), S. 3889-3899.
- Christ, H.-J., 1991, *Wechselverformung von Metallen*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Christ, H.-J., 2009, *Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe*, Wiley-VCH, Weinheim.
- Christ, H.-J.; Krupp, U.; Müller-Bollenhagen, C.; Roth, I.; Zimmermann, M., 2009, Effect of deformation-induced martensite on the fatigue behavior of metastable austenitic stainless steels, In *12th International Conference on Fracture*, Ottawa, Kanada, auf CD-ROM.
- Christian, J. W., 2002, *The theory of transformations in metals and alloys part I*, Pergamon Press, Oxford.
- Coffin, L. F., 1954, A study of the effect of cyclic thermal stresses on a ductile metal, *Trans. ASME*, 76, S. 931-950.
- Crandall, S., 1961, *Dynamic response of systems with structural damping*, Air Force Office of Scientific Research, United States Air Force, Washington.
- Curtin, W. A.; Miller, R. E., 2003, Atomistic/continuum coupling in computational materials science, *Model. Simul. Mater. Sci.*, 11(3), S. R33-R68.

- De Backer, F.; Schoss, V.; Maussner, G., 2001, Investigations on the evaluation of the residual fatigue life-time in austenitic stainless steels, *Nucl. Eng. Des.*, 206(2-3), S. 201-219.
- Eshelby, J.; Frank, F.; Nabarro, F., 1951, XLI. the equilibrium of linear arrays of dislocations, *Philos. Mag.*, 42(327), S. 351-364.
- Fang, D.-N.; Lu, W.; Yan, W.-Y.; Inoue, T.; Hwang, K.-C., 1998, Stress-strain relation of CuAlNi SMA single crystal under biaxial loading - constitutive model and experiments, *Acta Mater.*, 47(1), S. 269-280.
- Feltner, C. E.; Laird, C., 1968, Factors influencing dislocation structures in fatigued metals, *Trans. Metall. Soc. AIME*, 242(7), S. 1253-1257.
- Fischer, F. D.; Sun, Q.-P.; Tanaka, K., 1996, Transformation-induced plasticity (TRIP), *Appl. Mech. Rev.*, 49(6), S. 317-364.
- Fujita, H.; Ueda, S., 1972, Stacking faults and f.c.c. (γ) - h.c.p. (ϵ) transformation in 18/8-type stainless steel, *Acta Metall.*, 20(5), S. 759-767.
- Gaul, L.; Bohlen, S.; Kempfle, S., 1985, Transient and forced oscillations of systems with constant hysteretic damping, *Mech. Res. Commun.*, 12(4), S. 187-201.
- Gaul, L.; Kögl, M.; Wagner, M., 2003, *Boundary element methods for engineers and scientists: an introductory course with advanced topics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Gerold, V.; Karnthaler, H., 1989, On the origin of planar slip in f.c.c. alloys, *Acta Metall.*, 37(8), S. 2177-2183.
- Gottstein, G., 2007, *Physikalische Grundlagen der Materialkunde*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Gough, H. J., 1933, Crystalline structure in relation in failure of metals - especially by fatigue, In *Proceedings of the Thirty-Sixth Annual Meeting*, Band 33, S. 3-114, ASTM, Philadelphia.
- Grigorescu, A.; Hilgendorff, P.-M.; Zimmermann, M.; Christ, H.-J.; Fritzen, C.-P., 2016, Cyclic deformation behavior of austenitic Cr-Ni-steels in the VHCF regime: Part I - experimental study, *Int. J. Fatigue*, 93(2), S. 250-260.
- Gross, D.; Seelig, T., 2011, *Fracture mechanics: with an introduction to micromechanics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.

- Harren, S.; Asaro, R., 1989, Nonuniform deformations in polycrystals and aspects of the validity of the Taylor model, *J. Mech. Phys. Solids*, 37(2), S. 191-232.
- Head, A. K.; Louat, N., 1955, The distribution of dislocations in linear arrays, *Aust. J. Phys.*, 8(1), S. 1-7.
- Hilgendorff, P.-M.; Grigorescu, A.; Zimmermann, M.; Fritzen, C.-P.; Christ, H.-J., 2013, Simulation of irreversible damage accumulation in the very high cycle fatigue (VHCF) regime using the boundary element method, *Mater. Sci. Eng. A*, 575, S. 169-176.
- Hilgendorff, P.-M.; Grigorescu, A.; Zimmermann, M.; Fritzen, C.-P.; Christ, H.-J., 2014, Numerical investigation of the influence of shear band localization on the resonant behavior in the VHCF regime, *Theor. Appl. Mech. Lett.*, 4(5).
- Hilgendorff, P. M.; Grigorescu, A.; Zimmermann, M.; Fritzen, C. P.; Christ, H. J., 2015, Simulation of the interaction of plastic deformation in shear bands with deformation-induced martensitic phase transformation in the VHCF regime, *Key Eng. Mat.*, 664, S. 314-325.
- Hilgendorff, P.-M.; Grigorescu, A.; Zimmermann, M.; Fritzen, C.-P.; Christ, H.-J., 2016a, Cyclic deformation behavior of austenitic Cr-Ni-steels in the VHCF regime: Part II - microstructure-sensitive simulation, *Int. J. Fatigue*, 93(2), S. 261–271.
- Hilgendorff, P.-M.; Grigorescu, A.; Zimmermann, M.; Fritzen, C.-P.; Christ, H.-J., 2016b, Modeling and simulation of temperature-dependent cyclic plastic deformation of austenitic stainless steels at the VHCF limit, *Structural Integrity Procedia*, 2, S. 1156–1163.
- Holzapfel, G. A., 2000, *Nonlinear solid mechanics: a continuum approach for engineering*, Band 24, Wiley, Chichester.
- INCO, 1968, *Mechanical and physical properties of the austenitic chromium-nickel stainless steels at elevated temperatures*, The International Nickel Company Inc., New York.
- Iwamoto, T.; Tsuta, T., 2002, Computational simulation on deformation behavior of CT specimens of TRIP steel under mode I loading for evaluation of fracture toughness, *Int. J. Plasticity*, 18(11), S. 1583-1606.
- Iwamoto, T.; Tsuta, T.; Tomita, Y., 1998, Investigation on deformation mode dependence of strain-induced martensitic transformation in TRIP steels and modelling of transformation kinetics, *Int. J. Mech. Sci.*, 40(2-3), S. 173-182.

- Kitahara, H.; Ueji, R.; Tsuji, N.; Minamino, Y., 2006, Crystallographic features of lath martensite in low-carbon steel, *Acta Mater.*, 54(5), S. 1279-1288.
- Köster, P., 2015, *Mechanismenorientierte Modellierung und Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzrisssausbreitung unter Berücksichtigung ebener und räumlicher Aspekte*, Dissertation, Universität Siegen, Siegen.
- Krupp, U., 2004, *Mikrostrukturelle Aspekte der Rissinitiierung und -ausbreitung in metallischen Werkstoffen*, Habilitation, Universität Siegen, Siegen.
- Kübbeler, M., 2017, *Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzrisssausbreitung unter dem Einfluss lokaler Phasenumwandlung*, Dissertation, Universität Siegen, Siegen.
- Künkler, B., 2007, *Mechanismenorientierte Lebensdauervorhersage unter Berücksichtigung der Mikrostruktur*, Dissertation, Universität Siegen, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Kurdjumov, G.; Sachs, G., 1930, Über den Mechanismus der Stahlhärtung, *Zeitschrift für Physik*, 64, S. 325-343.
- Lazan, B. J., 1968, *Damping of materials and members in structural mechanics*, Band 42, Pergamon Press, Oxford.
- Ledbetter, H., 1985, Predicted monocrystal elastic constants of 304-type stainless steel, *Physica B & C*, 128(1), S. 1-4.
- Lin, T., 1992, Micromechanics of crack initiation in high-cycle fatigue, In *Advances in Applied Mechanics*, Band 29, S. 1-62, Academic Press, San Diego.
- Lin, T., 2003, A micromechanical theory of fatigue crack initiation of an aluminum single crystal, *Int. J. Fatigue*, 25(9-11), S. 871-876.
- Lin, T. H.; Liang, N. G.; Wong, K. F. F.; Teng, N. J., 2000, Micromechanical analysis of crack initiation and hysteresis loops of aluminium single crystals under high-cycle fatigue, *Philos. Mag. A*, 80(8), S. 1829-1837.
- Man, J.; Obrtlík, K.; Polák, J., 2003, Study of surface relief evolution in fatigued 316L austenitic stainless steel by AFM, *Mater. Sci. Eng. A*, 351(1-2), S. 123-132.
- Man, J.; Obrtlík, K.; Polák, J., 2009, Extrusions and intrusions in fatigued metals. Part 1. state of the art and history, *Philos. Mag.*, 89(16), S. 1295-1336.
- Manson, S. S., 1954, *Behavior of materials under conditions of thermal stress*, Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland.

- McDowell, D.; Dunne, F., 2010, Microstructure-sensitive computational modeling of fatigue crack formation, *Int. J. Fatigue*, 32(9), S. 1521-1542.
- Miller, K., 1993, Materials science perspective of metal fatigue resistance, *Mater. Sci. Tech.*, 9(6), S. 453-462.
- Monnet, G.; Pouchon, M. A., 2013, Determination of the critical resolved shear stress and the friction stress in austenitic stainless steels by compression of pillars extracted from single grains, *Mater. Lett.*, 98, S. 128-130.
- Mughrabi, H., 2006, Specific features and mechanisms of fatigue in the ultrahigh-cycle regime, *Int. J. Fatigue*, 28(11), S. 1501-1508.
- Mughrabi, H., 2009, Cyclic slip irreversibilities and the evolution of fatigue damage, *Metall. Mater. Trans. A*, 40(6), S. 1257-1279.
- Mughrabi, H.; Wang, R.; Differt, K.; Essmann, U., 1983, Fatigue crack initiation by cyclic slip irreversibilities in high-cycle fatigue, In *Fatigue Mechanisms: Advances in Quantitative Measurement of Physical Damage*, S. 5-45, ASTM, Philadelphia.
- Müller-Bollenhagen, C., 2011, *Verformungsinduzierte Martensitbildung bei mehrstufiger Umformung und deren Nutzung zur Optimierung der HCF- und VHCF-Eigenschaften von austenitischem Edelstahlblech*, Dissertation, Universität Siegen, Siegener Werkstoffkundliche Berichte, Siegen.
- Müller-Bollenhagen, C.; Zimmermann, M.; Christ, H.-J., 2010, Adjusting the very high cycle fatigue properties of a metastable austenitic stainless steel by means of the martensite content, *Procedia Eng.*, 2(1), S. 1663-1672.
- Nakada, N.; Ito, H.; Matsuoka, Y.; Tsuchiyama, T.; Takaki, S., 2010, Deformation-induced martensitic transformation behavior in cold-rolled and cold-drawn type 316 stainless steels, *Acta Mater.*, 58(3), S. 895-903.
- Navarro, A.; de los Rios, E. R., 1988a, Compact solution for a multizone BCS crack model with bounded or unbounded end conditions, *Philos. Mag. A*, 57(1), S. 43-50.
- Navarro, A.; de los Rios, E. R., 1988b, Short and long fatigue crack growth: a unified model, *Philos. Mag. A*, 57(1), S. 15-36.
- Needleman, A.; Van der Giessen, E., 2001, Discrete dislocation and continuum descriptions of plastic flow, *Mater. Sci. Eng. A*, 309-310, S. 1-13.
- Neumann, P., 1969, Coarse slip model of fatigue, *Acta Metall.*, 17(9), S. 1219-1225.

- Nikitin, I.; Besel, M., 2008, Effect of low-frequency on fatigue behaviour of austenitic steel AISI 304 at room temperature and 25°C, *Int. J. Fatigue*, 30(10-11), S. 2044-2049.
- Nishiyama, Z.; Fine, M. E.; Meshii, M.; Wayman, M., 1978, *Martensitic transformation*, Academic Press, New York.
- Nolte, B.; Kempfle, S.; Schäfer, I., 2003, Does a real material behave fractionally? Applications of fractional differential operators to the damped structure borne sound in viscoelastic solids, *J. Comp. Acous.*, 11(3), S. 451-489.
- Olson, G.; Cohen, M., 1972, A mechanism for the strain-induced nucleation of martensitic transformations, *J. Less Common Met.*, 28(1), S. 107-118.
- Olson, G. B.; Cohen, M., 1975, Kinetics of strain-induced martensitic nucleation, *Metall. Trans. A*, 6(4), S. 791-795.
- Padilha, A. F.; Rios, P. R., 2002, Decomposition of austenite in austenitic stainless steels, *ISIJ Int.*, 42(4), S. 325-327.
- Rao, S. S.; Yap, F. F., 1995, *Mechanical vibrations*, Band 4, Addison-Wesley Longman, Harlow.
- Reitz, T., 2015, *Berechnung von Spannungsintensitätsfaktoren in elastisch-anisotropen Werkstoffen unter Verwendung einer 2D Randelementemethode*, Bachelorarbeit, Universität Siegen, Siegen.
- Risbet, M.; Feaugas, X., 2008, Some comments about fatigue crack initiation in relation to cyclic slip irreversibility, *Eng. Fract. Mech.*, 75(11), S. 3511-3519.
- Rodríguez-Martínez, J.; Pesci, R.; Rusinek, A., 2011, Experimental study on the martensitic transformation in AISI 304 steel sheets subjected to tension under wide ranges of strain rate at room temperature, *Mater. Sci. Eng. A*, 528(18), S. 5974-5982.
- Rösler, J.; Harders, H.; Bäker, M., 2012, *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe*, Springer Vieweg, Wiesbaden.
- Sandfeld, S.; Hochrainer, T.; Zaiser, M.; Gumbsch, P., 2011, Continuum modeling of dislocation plasticity: theory, numerical implementation, and validation by discrete dislocation simulations, *J. Mater. Res.*, 26(5), S. 623-632.
- Schick, A., 2004, *Ein neues Modell zur mechanismenorientierten Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzrisssausbreitung*, Dissertation, Universität Siegen, VDI-Verlag, Düsseldorf.

- Spencer, K.; Véron, M.; Yu-Zhang, K.; Embury, J. D., 2009, The strain induced martensite transformation in austenitic stainless steels: Part 1 - influence of temperature and strain history, *Mater. Sci. Tech.*, 25(1), S. 7-17.
- Stringfellow, R.; Parks, D.; Olson, G., 1992, A constitutive model for transformation plasticity accompanying strain-induced martensitic transformations in metastable austenitic steels, *Acta Metall. Mater.*, 40(7), S. 1703-1716.
- Stroh, A. N., 1958, Dislocations and cracks in anisotropic elasticity, *Philos. Mag.*, 3(30), S. 625-646.
- Suresh, S., 1998, *Fatigue of materials*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Taira, S.; Tanaka, K.; Nakai, Y., 1978, A model of crack-tip slip band blocked by grain boundary, *Mech. Res. Commun.*, 5(6), S. 375-381.
- Talonen, J., 2007, *Effect of strain-induced alpha'-martensite transformation on mechanical properties of metastable austenitic stainless steels*, Dissertation, Helsinki University of Technology, Helsinki.
- Tanaka, K.; Mura, T., 1981, A dislocation model for fatigue crack initiation, *J. Appl. Mech.*, 48(1), S. 97-103.
- Ting, T. C. T., 1996, *Anisotropic elasticity: theory and applications*, Oxford University Press, Oxford, 1st edition.
- Tomita, Y.; Iwamoto, T., 1995, Constitutive modeling of TRIP steel and its application to the improvement of mechanical properties, *Int. J. Mech. Sci.*, 37(12), S. 1295-1305.
- Wang, C.-Y., 1994, Two-dimensional elastostatic green's functions for general anisotropic solids and generalization of Stroh's formalism, *Int. J. Solids and Struct.*, 31(19), S. 2591-2597.
- Wang, C.-Y.; Achenbach, J. D., 1994, Elastodynamic fundamental solutions for anisotropic solids, *Geophys. J. Int.*, 118(2), S. 384-392.
- Wang, C.-Y.; Achenbach, J. D.; Hirose, S., 1996, Two-dimensional time domain BEM for scattering of elastic waves in solids of general anisotropy, *Int. J. Solids Struct.*, 33(26), S. 3843-3864.
- Wang, D.; Lin, T. H., 2008, PQR model-based micromechanical analysis of hysteresis loops for single crystal fatigue: aspects of multi-axial loading, geometric effects and creep, *Int. J. Damage Mech.*, 17(4), S. 283-305.

- Wechsler, M. S.; Lieberman, D. S.; Read, T. A., 1953, On the theory of the formation of martensite, *J. Met.*, 197, S. 1503-1515.
- Weidner, A.; Amberger, D.; Pyczak, F.; Schönbauer, B.; Stanzl-Tschegg, S.; Mughrabi, H., 2010, Fatigue damage in copper polycrystals subjected to ultrahigh-cycle fatigue below the PSB threshold, *Int. J. Fatigue*, 32, S. 872-878.
- Wilkinson, A. J.; Roberts, S. G.; Hirsch, P. B., 1998, Modelling the threshold conditions for propagation of stage I fatigue cracks, *Acta mater.*, 46(2), S. 379-390.
- Wöhler, A., 1860, Versuche über die Festigkeit der Eisenbahnwagenachsen, *Zeitschrift für Bauwesen*, 10, S. 160-161.
- Wünsche, M., 2008, *Eine Galerkin-Randelementmethode zur Lösung dynamischer Rissprobleme in anisotropen Werkstoffen*, Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Freiberg.
- Yang, J.; Li, Y.; Cai, Z.; Li, S.; Ma, C.; Han, E.; Ke, W., 2003, Evolution of persistent slip bands and simulation of its stress field in a fatigued copper single crystal, *Mater. Sci. Eng. A*, 345(1-2), S. 164-171.
- Yang, J.; Yang, Z.; Nagai, Y.; Hasegawa, M., 2010, A crystallographic model of fcc/bcc martensitic nucleation and growth, *Acta Mater.*, 58(5), S. 1599-1606.
- Yang, Q.; Mota, A.; Ortiz, M., 2005, A class of variational strain-localization finite elements, *Int. J. Numer. Meth. Eng.*, 62(8), S. 1013-1037.
- Yeddu, H. K.; Razumovskiy, V. I.; Borgenstam, A.; Korzhavyi, P. A.; Ruban, A. V.; Agren, J., 2012, Multi-length scale modeling of martensitic transformations in stainless steels, *Acta Mater.*, 60(19), S. 6508-6517.
- Zackay, V. F.; Parker, E. R.; Fahr, D.; Busch, R., 1967, Enhancement of ductility in high-strength steels, *Trans. ASM*, 7, S. 252-259.
- Zaera, R.; Rodríguez-Martínez, J.; Casado, A.; Fernández-Sáez, J.; Rusinek, A.; Pesci, R., 2012, A constitutive model for analyzing martensite formation in austenitic steels deforming at high strain rates, *Int. J. Plasticity*, 29, S. 77-101.
- Zhang, M.; Bridier, F.; Villechaise, P.; Mendez, J.; McDowell, D., 2010, Simulation of slip band evolution in duplex Ti-6Al-4V, *Acta Mater.*, 58(3), S. 1087-1096.

Zhou, D.; Moosbrugger, J. C.; Morrison, D. J., 2006, Finite element simulation of PSB macroband nucleation and propagation in single crystal nickel cycled at low plastic strain amplitudes, *Int. J. Plasticity*, 22(7), S. 1336-1366.

Zimmermann, M., 2012, Diversity of damage evolution during cyclic loading at very high numbers of cycles, *Int. Mater. Rev.*, 57(2), S. 73-91.

Zimmermann, M.; Stöcker, C.; Müller-Bollenhagen, C.; Christ, H.-J., 2010, Prehistory effects on the VHCF behaviour of engineering metallic materials with different strengthening mechanisms, *J. Phys. Conf. Ser.*, 240, S. 012040.