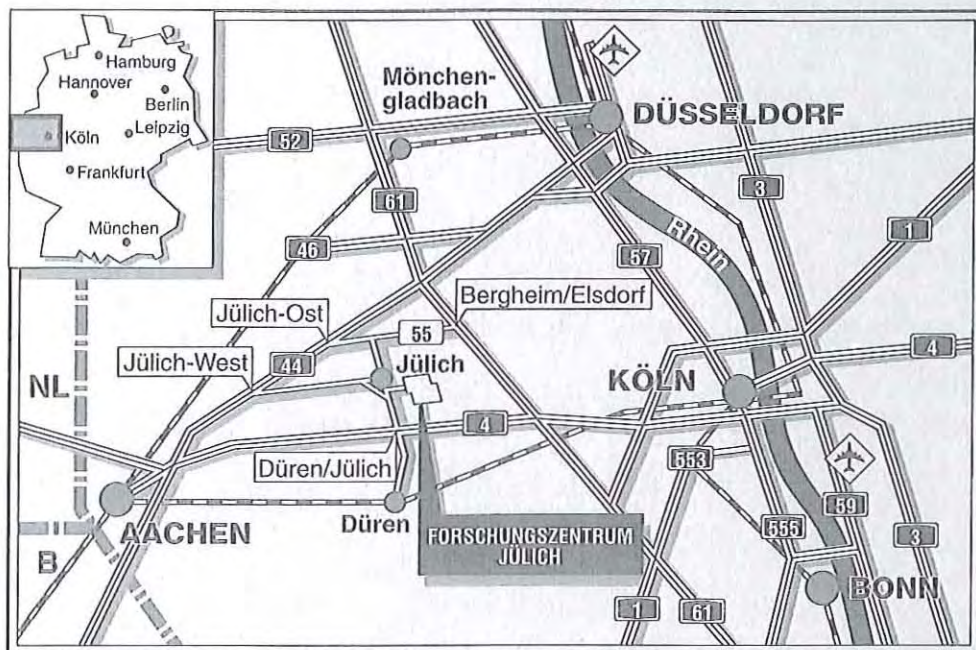




Institut für Werkstoffe der Energietechnik

*Anisotrope Stoffgesetze für das
viskoplastische Verformungsverhalten
der einkristallinen Superlegierung CMSX-4*

G. Fleury F. Schubert



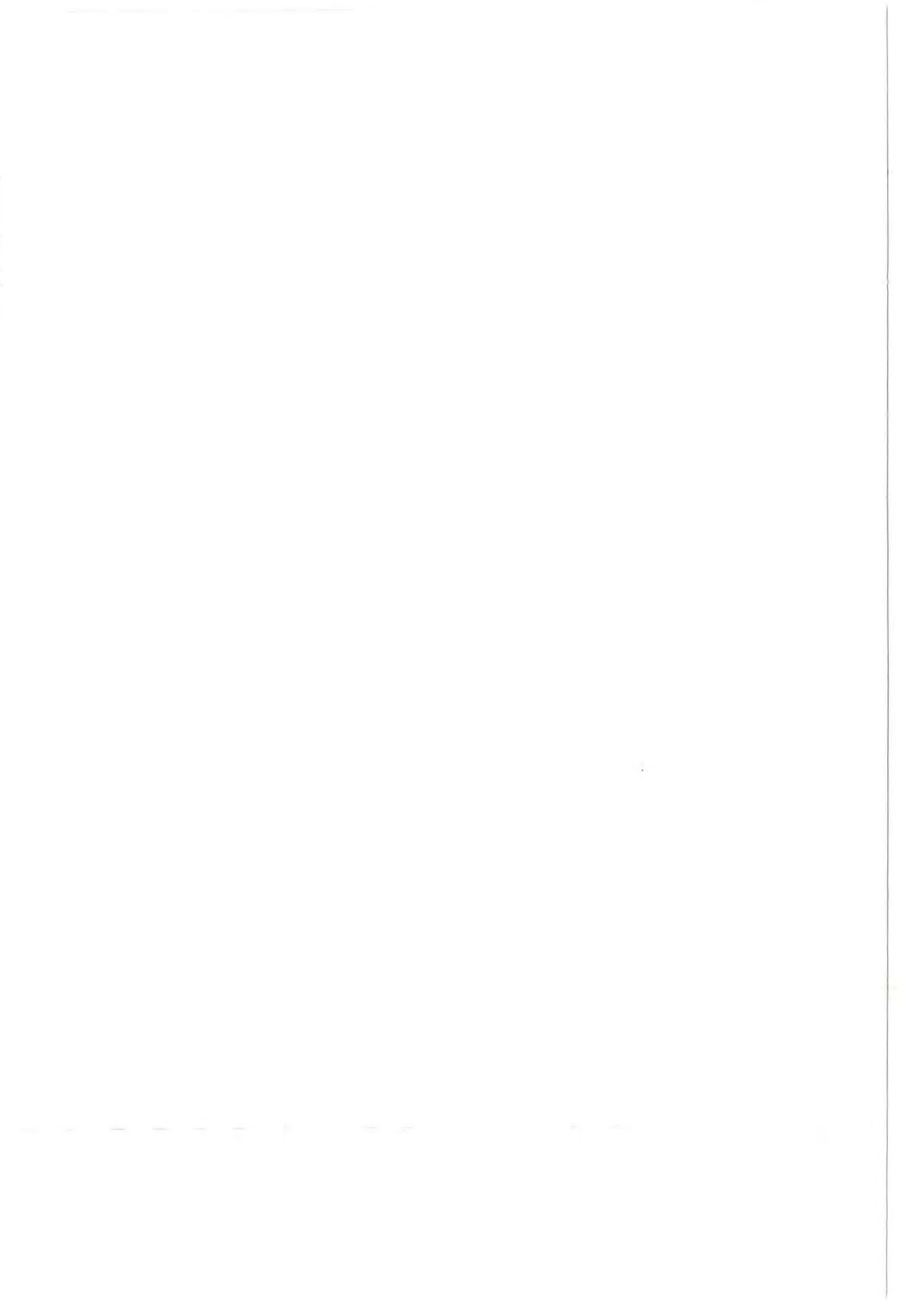
Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3436
 ISSN 0944-2952
 Institut für Werkstoffe der Energietechnik Jül-3436
 D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
 D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
 ☎ 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

***Anisotrope Stoffgesetze für das
viskoplastische Verformungsverhalten
der einkristallinen Superlegierung CMSX-4***

*Gérard Fleury * Florian Schubert*

*Dissertation



Zusammenfassung:

Anisotrope Stoffgesetze für das viskoplastische Verformungsverhalten
der einkristallinen Superlegierung CMSX-4

von

G. Fleury *

F. Schubert

Die Laufschaufeln der ersten Reihe sind die thermomechanisch höchst belasteten Komponenten einer Gasturbine und werden deshalb aus hochwarmfesten Nickelbasis Superlegierungen gefertigt. Einkristalline Laufschaufeln weisen eine starke Anisotropie in Bezug auf ihre mechanischen Eigenschaften auf und unterliegen, insbesondere durch komplexe Kühlsysteme, mehrachsigen Beanspruchungen. Infolgedessen erfordert die Abschätzung der Lebensdauer des Bauteils mehrachsig formulierte Stoffgleichungen. Die Instabilität des Gefüges während der Betriebszeit modifiziert das Verformungsverhalten des Bauteils und muß deshalb bei der Auslegung mit bedacht werden.

Zur Modellierung des anisotropen viskoplastischen Verformungsverhaltens von einkristallinen Bauteilen aus Superlegierungen unter Berücksichtigung der mikrostrukturellen Alterung wurde ein neues viskoplastisches Potential konzipiert. Dieses Potential ähnelt dem orthotropen Hill'schen Potential, dessen Anisotropiekoeffizienten mit den Kantenlängen der γ' -Teilchen verknüpft werden. Zur Validierung des Potentials wurde das Verformungsverhalten der einkristallinen Superlegierung CMSX-4 zwischen 750°C und 950°C experimentell untersucht.

Bleiben die γ' -Teilchen würfelförmig wie z. B. unter Kriechbeanspruchungen bei niedrigen Temperaturen, ähnelt das Potential dem kubischen Hill'schen Potential. Dies führt zu einer guten Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Kriechkurven an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben, überschätzt aber die Kriechbeständigkeit von $\langle 011 \rangle$ -orientierten Proben.

Wachsen die γ' -Teilchen zusammen, ändern sich mit ablaufender Floßbildung die inelastischen Eigenschaften kontinuierlich. Die Flöße verringern die Kriechbeständigkeit von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben, bilden sich aber bei Kriechbelastung an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben nicht aus. Damit wird der bei hohen Temperaturen experimentell festgestellte Anisotropiewechsel zwischen $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Kriechproben erfolgreich modelliert.

* Dissertation

Abstract

Anisotropic constitutive equations for the viscoplastic behaviour
of the single crystal superalloy CMSX-4

by

G. Fleury *

F. Schubert

Nickel-base superalloy blades of the first rotor stage in a gas turbine have to withstand extremely severe thermomechanical loading conditions. Single crystal blades exhibit a highly anisotropic deformation behaviour and are subjected to triaxial stress fields induced by complex cooling systems. Consequently the prediction of their deformation behaviour requires constitutive equations based on multiaxial formulations. The microstructural evolution of γ/γ' superalloys during the service time modifies the material properties and has therefore to be taken into account in the constitutive equations.

For the modelling of the anisotropic, viscoplastic behaviour of single crystal blades taking into account the evolution of the microstructure, a microstructure-dependent, orthotropic Hills potential, whose anisotropy coefficients are connected to the edge length of the γ' -particles, is applied. The prediction was validated by investigating the deformation behaviour of the superalloy CMSX-4 in the range of temperatures [750°C - 950°C].

If the shape of γ' -particles remain cubic, for example, in creep testing at low temperatures (up to about 850 °C), the microstructure-dependent potential leads to the cubic version of the Hills potential. The prediction is in good agreement with creep results for $\langle 001 \rangle$ - and $\langle 111 \rangle$ - orientated specimens but overestimates the creep resistance of $\langle 011 \rangle$ - orientated specimens.

If the γ' -particles coalesce to form rafts, the viscoplastic response of the superalloy is continuously modified. Rafting reduces the creep resistance of $\langle 001 \rangle$ -orientated specimens but does not occur in $\langle 111 \rangle$ - orientated specimens. This leads therefore to an anisotropy change between $\langle 001 \rangle$ - and $\langle 111 \rangle$ - orientations, which is successfully simulated using the microstructure-dependent potential.

* Dissertation

1 EINLEITUNG	9
2 GRUNDLAGEN	12
2.1 Stand der Technik im Gasturbinenbau	12
2.2 Turbinenschaufeln	13
2.2.1 Anforderungen	13
2.2.2 Hochwarmfeste Superlegierungen	15
2.2.3 Verfahren der gerichteten Erstarrung	20
2.2.4 Thermische Behandlung und heiß-isostatisches Pressen (HIP)	21
2.2.5 Beschichtungen	22
2.2.6 Ein Kandidat für einkristalline Schaufeln: die Superlegierung CMSX-4	23
2.3 Mikrostruktur und deren Einfluß auf das inelastische Verhalten	25
2.3.1 Einige Aspekte in Bezug auf die Versetzungstheorie	25
2.3.2 Ostwald-Reifung	31
2.3.3 Floßbildung	32
3 MIKROSTRUKTURELLE UNTERSUCHUNGEN	38
3.1 Probenpräparation und Meßverfahren	38
3.2 Entwicklung des Gefüges bei Auslagerung	39
3.2.1 Ausgangsgefüge der Legierung CMSX-4	39
3.2.2 Ostwald-Reifung bei 1000°C	40
3.3 Floßbildung	42
3.3.1 Einachsige Belastung	42
3.3.2 Thermomechanische Ermüdung an einer Modellturbinenschaufel	44
3.3.3 Torsionsversuche an einkristallinen Hohlproben aus CMSX-2	49
4 ANSÄTZE ZUR BESCHREIBUNG DES VERFORMUNGSVERHALTENS	51
4.1 Algebraische Regeln zur Beschreibung der Anisotropie	51
4.1.1 Materielle Symmetrien	51
4.1.2 Koordinatentransformationen	52
4.2 Das elastische Verformungsverhalten	54
4.2.1 Das kubische Hooke'sche Gesetz	54
4.2.2 Elastisches Verhalten einkristalliner Superlegierungen	57

4.3 Inelastisches Verhalten	58
4.3.1 Auf Gleitsystemen basierende Ansätze	59
4.3.2 Auf Kontinuumsmechanik basierende Modelle	62
4.4 Das mikrostrukturabhängige Modell für einkristalline Superlegierungen	76
4.4.1 Die Grundgleichung	77
4.4.2 Verfestigung nach γ' -Ausscheidung- bzw. Mischkristallhärtung	78
4.4.3 Die Entwicklungsgleichung für die Rückspannung	79
4.4.4 Modellierung der Ausscheidungshärtung	81
5 ANPASSUNG UND AUSWERTUNG DES MIKROSTRUKTURABHÄNGIGEN MODELLS FÜR DIE LEGIERUNG CMSX-4	84
5.1 Gewinnung von Meßdaten	84
5.2 Ermittlung der Werkstoffparameter	86
5.3 Auswertung des mikrostrukturabhängigen Modells	91
5.3.1 Einachsige Kriechversuche an unterschiedlich orientierten Proben	91
5.3.2 Torsionsversuche an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Vollproben	96
5.3.3 Lebensdauervorhersage für Modellschaufeln	101
6 ZUSAMMENFASSUNG	104
LITERATURVERZEICHNIS	
ANHANG	

1 Einleitung

Zur Herstellung eines Bauteiles stellt sich zunächst immer die grundlegende Frage der Werkstoffauswahl, die einem Kompromiß aus wirtschaftlichen, technischen sowie ökologischen Erfordernissen unterliegt. Im Bereich der Energieumwandlung sind Laufschaufeln der ersten Reihe einer Gasturbine ein interessantes Beispiel bezüglich der Werkstoffentwicklung und der damit zusammenhängenden technologischen Fortschritte. Die Laufschaufeln der ersten Reihe werden heutzutage als Stengel- oder Einkristalle aus Nickelbasis-Superlegierungen gerichtet erstarrt und verfügen damit über verbesserte Eigenschaften bei hohen Temperaturen im Vergleich zu herkömmlichen feingegossenen polykristallinen Laufschaufeln.

Da das im Betrieb auftretende Versagen einer Schaufel zu erheblichen Schäden führen kann, werden heutzutage Laufschaufeln noch mit hohen Sicherheitsfaktoren ausgelegt. Die Herabsetzung der Sicherheitsfaktoren erfordert eine bessere Einschätzung der Betriebsbeanspruchungen sowie vertiefte Kenntnisse bezüglich der Alterungsmechanismen des Werkstoffes. Durch die Erprobung einer Turbine gelingt es dem Turbinenbetreiber, im Vorfeld Informationen über die im Betrieb wirkenden Beanspruchungen zu erhalten. Zum besseren Verständnis der Verhaltensmechanismen des Werkstoffes und somit zur Optimierung seiner Ausnutzung stehen experimentelle Untersuchungen sowie Modelle zur Verfügung. Die Ermittlung von Werkstoffdaten mit Hilfe von vorgegebenen Versuchsarten bleibt zur Anpassung der Modelle stets unumgänglich, ist aber meist aufwendig und mit hohen Kosten verbunden. Zudem muß die Übertragbarkeit der Meßdaten mit Hilfe von Extrapolationsmethoden auf das Verhalten des Bauteiles untersucht werden. Eine Simulation kann leicht wiederholt werden und liefert in kurzer Zeit Ergebnisse, beruht jedoch auf Modellen, deren Annahmen erst mit Hilfe von Versuchsergebnissen validiert werden müssen. Ein Modell wird als „gut“ bezeichnet, sobald es den experimentellen Tatbestand mit einer bestimmten Toleranz wiedergeben kann.

Laufschaufeln werden durch Heißgas erwärmt und rotieren bei einer vorgegebenen Drehzahl. Infolgedessen ist neben Korrosionsangriff und Resonanzproblemen die durch die Zentrifugalkraft hervorgerufene Längenänderung einer Laufschaufel von großer Bedeutung für die Auslegung. Um zu vermeiden, daß die rotierenden Schaufeln die innere Fläche des Stators berühren, werden Laufschaufeln gegen 1% bleibende Dehnung ausgelegt. Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Vorhersage der bleibenden Dehnung von neuerdings eingesetzten, einkristallinen, aus Nickelbasis-Superlegierungen bestehenden Laufschaufeln.

Die Arbeit wird durch zwei Projekte unterstützt.

- Das Sonderforschungsprogramm SFB 370 „Integrative Werkstoffmodellierung“ [1] fördert die durchgängige Modellierung der Prozeßabläufe und Eigenschaftsänderungen eines Werkstoffes in der Fertigungslinie vom Rohstoff bis zum Bauteil. Insbesondere für Turbinenschaufeln werden die metallphysikalischen Vorgänge der Erstarrung sowie der thermischen Behandlung, die das Gefüge im Werkstück bedingen, kontinuierlich simuliert. Als Beitrag zu einer lückenlosen Simulation zwischen den Fertigungsstufen und der Inbetriebnahme einer Turbinenschaufel strebt diese Arbeit an, gefügeabhängige Stoffgleichungen zu entwickeln, die die im Betrieb auftretenden Verformungen des Bauteiles beschreiben können. Zudem werden einkristalline innengekühlte Modellschaufeln aus der Superlegierung CMSX-4 mit unterschiedlichen Gefügen gefertigt und anschließend unter betriebs simulierten Bedingungen geprüft. Bauteilversuche zeigen komplexe ortsabhängige Verformungszustände, die lediglich mit strukturmechanischen Analysen abgeschätzt werden können. Die Stoffgleichungen werden daher hinsichtlich ihrer möglichen Implementierung in einem Finite-Element-Programm formuliert.
- Im Rahmen der Aktion „Advanced Materials for Gas Turbines“ (WP14) [2] des europäischen Programms COST 501 wird das Verformungsverhalten der Superlegierung CMSX-4 hinsichtlich ihres möglichen Einsatzes als Werkstoff für Laufschaufeln in industriellen Gasturbinen untersucht. Anhand von Versuchen an Proben mit einfacher Geometrie werden Werkstoffdaten ermittelt und gesammelt. Der Aufbau der entsprechenden Datenbank erlaubt die Anpassung der entwickelten Stoffgesetze durch die Festlegung der angewandten Werkstoffparameter.

Als Beitrag zur Entwicklung von mikrostrukturabhängigen Stoffgesetzen bezüglich des Verformungsverhaltens einkristalliner Bauteile aus Nickelbasis-Superlegierungen gliedert sich die Arbeit wie folgt:

Der Schwerpunkt des ersten Teiles liegt auf dem Zusammenhang zwischen Mikrostruktur und Verformungseigenschaften einkristalliner Superlegierungen. Die Auswertung der vorhandenen Literatur sowie eigene experimentelle Untersuchungen sollen Informationen über die unter Betriebsbedingungen wirkenden Verformungsmechanismen liefern. Daraus werden Annahmen zur Formulierung von mikrostrukturabhängigen inelastischen Stoffgleichungen abgeleitet.

Da einkristalline Superlegierungen ein stark anisotropes Verformungsverhalten aufweisen, müssen Ansätze dreidimensional ausgedrückt werden. Der zweite Teil gibt einen Überblick über das breite Spektrum der vorhandenen Modellansätze. Die

Vorhersagen werden bezüglich der Anisotropie ausführlich erörtert. Daraufhin werden die selbst-entwickelten dreidimensionalen Stoffgleichungen des mikrostruktur-abhängigen Modells vorgestellt und deren temperaturabhängige Werkstoffkonstanten ermittelt.

Der letzte Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Validierung der angewandten Ansätze an komplex beanspruchten Proben.

2 Grundlagen

2.1 Stand der Technik im Gasturbinenbau

Eine Gasturbine wandelt die durch die Verbrennung eines Gases (Heizöl, Erdgas, Kohlegas, Kerosin im Flugbereich) freiwerdende chemische Energie in mechanische Antriebsenergie um. Ein Teil der durch die Hauptwelle übertragenen mechanischen Energie wird zum Antrieb des Verdichters benötigt. Zur Stromerzeugung wird an die Hauptwelle der Turbine ein Generator gekoppelt, der die verbleibende Wellenenergie in elektrische Energie umsetzt.

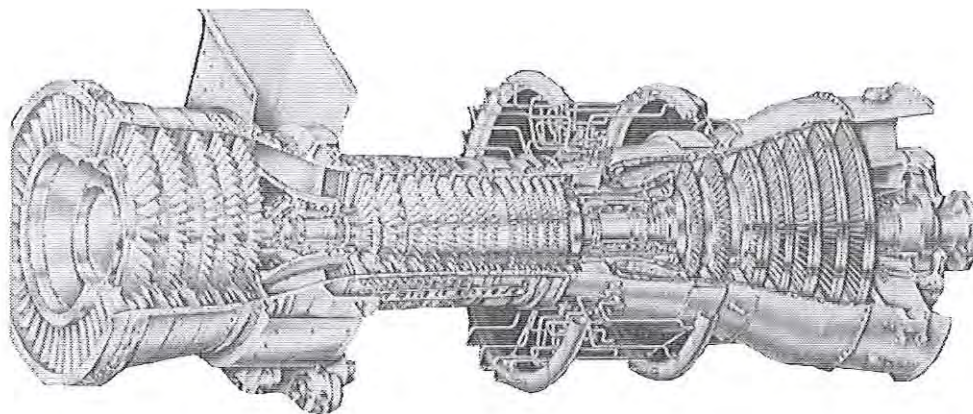


Abbildung 2.1/1: Schnittdarstellung einer Gasturbine [3].

Die erste vor 50 Jahren gebaute stationäre Gasturbine der Welt lieferte eine Leistung von 4 MW bei einem thermischen Wirkungsgrad von 17 %. Die zunächst für militärische und später für zivile Anwendung eingesetzte Flugzeugtriebwerkstechnologie trug zur Entwicklung von Gasturbinen in Kraftwerken bei. Der heutige Stand der Technik auf dem 50-Hz-Markt ist durch einen Leistungsbereich um 150 MW und einen Wirkungsgrad von 34 % gekennzeichnet. Wird die Abwärme der Gasturbine in einem nachgeschalteten, unbefeuerten Abhitzedampferzeuger genutzt, kann der erzeugte Dampf in eine Dampfturbine expandieren. Da die Kopplung der Gas- und Dampfprozesse (GUD-Kraftwerk) erhöhte Wirkungsgrade bis 58 % ermöglicht,

wächst ständig das Interesse des Weltmarktes an der Gasturbinentechnik.

Unter den fossilen Energieträgern führt immer noch Kohle mit etwa 40 % der Weltstromerzeugung. Zur Verringerung der CO₂-Emissionen sollen jedoch kohlenstoffärmere Brennstoffe bevorzugt werden. Durch Inbetriebnahme neuer GUD-Kraftwerke und das Nachrüsten bestehender Dampfkraftwerke mit einer Gasturbine soll der Anteil des mit Erdgas erzeugten elektrischen Stromes in den kommenden 10 bis 15 Jahren im Vergleich zu anderen Brennstoffen schneller zunehmen [4].

Bis zur Jahrtausendwende sollen GUD-Kraftwerkswirkungsgrade von 60 % und Gasturbinenwirkungsgrade von 40 % erreicht werden. Das Anstreben höherer Wirkungsgrade läßt sich hinsichtlich der Reduzierung von Schadstoffemissionen (SO₂, NO_x, CO, CO₂), der Senkung der Stromerzeugungskosten und der Erhöhung der Brennstoffausnutzung verstehen. Der Wirkungsgrad und die Leistung von Gasturbinen werden maßgeblich durch die Thermodynamik der Gasverbrennung und die Aerodynamik der Verdichter- und Turbinen-Beschaufelung bestimmt. Schaufelprofile werden anhand von Simulationen der in der Turbine vorliegenden Gasströmungen optimiert. Da die Emission von Stickoxiden bei steigender Temperatur zunimmt, strebt die Optimierung der Verbrennungsprozesse nach möglichst homogener Mischung des Brennstoffes mit der Luft. Daher wird versucht, Temperaturspitzen in der Brennkammer zu vermeiden. Der Wirkungsgrad einer Gasturbine wird im wesentlichen vom Verdichterdruckverhältnis und weniger von der Turbineneintrittstemperatur beeinflusst. Im Gegensatz dazu steigt der Wirkungsgrad einer GUD-Anlage mit steigender Eintrittstemperatur erheblich an. Die Gaseintrittstemperatur wird daher als wichtigster thermodynamischer Parameter zur Erhöhung des Wirkungsgrades angesehen. Für jede Eintrittstemperatur wird das entsprechend optimierte Verdichterdruckverhältnis berechnet.

Im Zeitraum der letzten 50 Jahre ergibt sich pro Jahr eine durchschnittliche Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur um 10 °C; in den letzten 20 Jahren zum Vergleich beträgt die durchschnittliche Erhöhung etwa 15 °C pro Jahr [6]. Bedenkt man, daß eine Temperaturerhöhung von 50 °C die 10000-Stunden-Zeitstandfestigkeit der im Turbinenschaufelbau eingesetzten Superlegierung IN738LC bei Temperaturen oberhalb 800 °C etwa um die Hälfte verringert, läßt sich ermessen, wie erforderlich die Entwicklung neuer hochwarmfester Werkstoffe in diesem Bereich war und ist.

2.2 Turbinenschaufeln

2.2.1 Anforderungen

Die am Stator befestigten Leitschaufeln und die mit der Rotorwelle drehenden Laufschaufeln werden infolge von Strömungskräften und Pulsationen durch Biegemomente bzw. Vibrationen (High Cycle Fatigue) beansprucht. Zentrifugale Kräfte stellen eine zusätzliche mechanische Belastung der rotierenden Laufschaufeln dar und

bewirken im wesentlichen bleibende Verformungen (Kriechen). Von großer Bedeutung für die Auslegung sind die Einwirkungen zyklischer Belastungen. Sie resultieren hauptsächlich aus thermomechanischer Ermüdung (Low Cycle Fatigue), deren Zyklus durch das An- und Abfahren der Turbine bestimmt wird. Aufgrund rein isothermer Effekte wie der diffusionsbedingten Mikrostrukturentwicklung soll die Temperatur als eigenständige Belastungsart angesehen werden. Da die Gastemperatur mit der Gasexpansion entlang der verschiedenen Stufen der Turbine abnimmt, werden die am höchsten belasteten Laufschaufeln der ersten Reihe als kritische Komponenten gesehen. Neben Kriechen, Schädigung und mikrostruktureller Instabilität müssen während der Betriebszeit ablaufende chemische Reaktionen wie z. B. Oxidation und Heißgaskorrosion bei der Auslegung in Betracht gezogen werden.

Die Anforderungen an Gasturbinenschaufeln hängen stark vom Anwendungsbereich ab [7]. Im Flugbereich werden die Komponenten für eine hohe zulässige Belastungszyklenanzahl (20000 Zyklen), aber eine niedrige Betriebsdauer (1000 Stunden) ausgelegt. Die Lebensdauer stationärer Gasturbinenschaufeln sollte 50000 Stunden Betriebszeit sowie 3000 Zyklen betragen.

Die im Betrieb angestrebten Heißgastemperaturen erfordern ständig effektivere Kühlsysteme. Konventionelle Turbinenschaufeln werden von innen mit Verdichterluft gekühlt, so daß die Heißgastemperaturen viel höher sein können als die zulässigen Metalltemperaturen.



Turbinenschaufeln der neuesten Gasturbinengeneration nutzen die Kühlluft zweimal: Erstens wie bisher zur Konvektionskühlung durch ein inneres serpentin förmiges Kühlsystem, zweitens zur Bildung eines Kühlfilms an die Schaufeloberfläche. Die Kühlluft gelangt dabei durch viele kleine Öffnungen in der Schaufeloberfläche von innen nach außen. Auf Basis der Gaseintrittstemperatur und unter Berücksichtigung der Effektivität der Kühlung wird die sogenannte ISO-Eintrittstemperatur bestimmt. Stand der Technik sind ISO-Eintrittstemperaturen bis 1150°C. Für das Jahr 2000 sind die ersten stationären Gasturbinen mit einer ISO-Eintrittstemperatur von 1250°C zu erwarten [4].

Abbildung 2.2/1: Leitschaufel der neuesten Gasturbinengeneration [5].

2.2.2 Hochwarmfeste Superlegierungen

Mit dem Begriff „Superlegierung“ werden Nickel-, Eisen-, und Kobaltbasis-Legierungen zusammengefaßt, die bei Temperaturen bis zu etwa 70 % ihrer Schmelztemperatur über außergewöhnliche Zeitstandfestigkeiten im Vergleich zu hochlegierten austenitischen Stählen verfügen. Ihre Erfindung fand zwischen den beiden Weltkriegen statt, und ihre Entwicklung lief im engen Zusammenhang mit derjenigen der Luftfahrt. Superlegierungen werden nicht nur als Schaufelwerkstoffe in Flugtriebwerken oder in stationären Gasturbinen eingesetzt, sondern finden auch Einsatzmöglichkeiten in einem breiten Spektrum von Technologien (Raumfahrt, Kernkraftwerke, U-Boote, Petrochemie...) [17].

Nickelbasis-Superlegierungen bestehen aus einem austenitischen Nickel-Mischkristall (kubisch flächenzentrierte Struktur), der die kohärente γ' -Phase (Ni_3Al) umschließt. Die γ' -Ausscheidung ist eine kubisch flächenzentrierte geordnete Struktur des Typs L1_2 (Cu_3Au), wobei die Aluminiumatome durch die anderen γ' -bildenden Elemente Titan, Niob und Tantal an den Flächenmitten der γ' -Elementarzelle substituiert werden können. Die γ' -Ausscheidung wird durch die Gestalt, den Volumenanteil und die Verteilung der γ' -Teilchen charakterisiert. Der ungeordnete Nickel-Mischkristall der Superlegierungen enthält Elemente wie Chrom, Kobalt, Molybdän, Wolfram und Rhenium, die entweder Nickelatome substituieren oder sich in Kristallgitter einfügen. Die bei hohen Temperaturen verbesserten mechanischen Eigenschaften ergeben sich aus Ausscheidungs- sowie Mischkristallhärtung. Als entscheidend für die Mikrostrukturstabilität und infolgedessen für die mechanischen Eigenschaften muß noch die γ/γ' -Grenzfläche erwähnt werden. Daher bestimmt man die Gitterfehlpassung δ zwischen der γ - und der γ' -Phase als relative Abweichung zwischen den Gitterkonstanten a_γ und $a_{\gamma'}$ beider Phasen:

$$\delta = 2 \frac{(a_{\gamma'} - a_\gamma)}{a_\gamma + a_{\gamma'}} \quad (\text{Gl. 1})$$

Die Bildung von TCP-Phasen (Topologically-Close-Packed), wie z. B. der σ - und der μ -Phase [8,11], die durch die Elemente Molybdän, Wolfram oder Rhenium begünstigt wird, ist unerwünscht, da die gebildeten platten- oder nadelförmigen Teilchen scharfe Kanten bzw. Spitzen besitzen und damit die Rißanfälligkeit des Werkstoffes erhöhen. Die Korrosions- und Oxidationsbeständigkeit werden insbesondere durch Chrom und Aluminium gewährleistet. Kobalt verbessert die Stabilität der γ' -Phase und verringert ihre Löslichkeit. Kohlenstoff dient der Bildung von Carbiden und trägt damit zur Verfestigung der Korngrenze bei.

Ein typischer Vertreter dieser Werkstoffklasse, die Einsatz bei konventionell gegossenen Turbinenschaufeln findet, ist die Nickelbasis-Legierung IN738LC [13]. Da

bei dieser Gießtechnik die Abwärme isotrop abgeführt wird, entstehen polykristalline Bauteile, deren Korngrenzen Schwachstellen zur Kriechporenbildung aufweisen sowie lokale Angriffspunkte für Heißgaskorrosion und Oxidation sein können. Zulegieren von Bor, Zirkonium und Hafnium resultiert in einer Verfestigung und Stabilisierung der Korngrenzen, setzt jedoch den Schmelzpunkt der Legierung herab [14]. Folglich muß die Lösungsglüh Temperatur zur Vermeidung des örtlichen Schmelzens herabgesetzt werden, was zur unvollständigen Auflösung der Abgußeutektiken während des Lösungsglühens führen kann. Da die Fehlstellendichte an Korngrenzen höher als innerhalb des Kornes ist, laufen Diffusionsvorgänge schneller ab, was zudem zur Zunahme von ungleichmäßigen mikrostrukturellen Merkmalen, wie z. B. größeren γ' -Teilchen oder verarmten Zonen, beiträgt.

Da diese Unregelmäßigkeiten der Mikrostruktur das Langzeitverhalten verschlechtern, wird angestrebt, durch den Einsatz neuer Gießtechniken, nämlich der gerichteten Erstarrung, die Korngrenzen zu minimieren oder zu eliminieren. Infolgedessen besteht erstens kein Bedarf an korngrenzenverfestigenden Elementen wie Bor, Kohlenstoff oder Zirkonium mehr, was eine Erhöhung der kritischen Temperatur für Anschmelzungen bedeutet. Aus diesem Grund können bei einkristallinen Werkstoffen breitere thermische Behandlungsfenster erzielt werden, was in der Praxis entscheidend für die Einstellung einer optimalen γ' -Ausscheidung hinsichtlich einer Verwendung unter langzeitigen hohen Beanspruchungen ist.

Zweitens erlaubt die Verringerung der Korrosionsanfälligkeit des Bauteiles durch die Verminderung der Korngrenzen die Herabsetzung von korrosionsverhütenden Legierungselementen in den chemischen Zusammensetzungen wie z. B. Chrom, die sich in das Mischkristallgitter einfügen. Daher kann der Anteil an γ' -bildenden Elementen erhöht werden, was eine Zunahme des γ' -Volumenanteiles ermöglicht. Die Abbildung 2.2/1 vergleicht die Mikrostruktur des polykristallinen Werkstoffes IN738LC, des stengelkristallinen Werkstoffes IN792DS und der einkristallinen Legierung CMSX-4.

Für die hochwarmfesten austenitischen Legierungen ist bekannt, daß die Werte der 0,2%-Dehngrenze und der Bruchfestigkeit von Raumtemperaturen bis zu hohen Temperaturen stetig abnehmen. Im Gegensatz dazu wurde experimentell festgestellt, daß die Festigkeit von Ni_3Al -Einkristallen ein Maximum bei einer Übergangstemperatur aufweist /Abb. 2.2/2/. Aus diesem Grund erreichen die 0,2%-Dehngrenze und die Bruchfestigkeit γ' -verfestigter Superlegierungen auch ein Maximum, bevor sie mit der Temperatur abnehmen /Abb. 2.2/3/. Mit zunehmendem γ' -Volumenanteil verschiebt sich die der maximalen Festigkeit entsprechende Übergangstemperatur und wird das Maximum an Festigkeit ausgeprägter. Die Erhöhung des γ' -Volumenanteiles in Superlegierungen ermöglicht höhere Festigkeiten bei hohen Temperaturen zu erreichen.

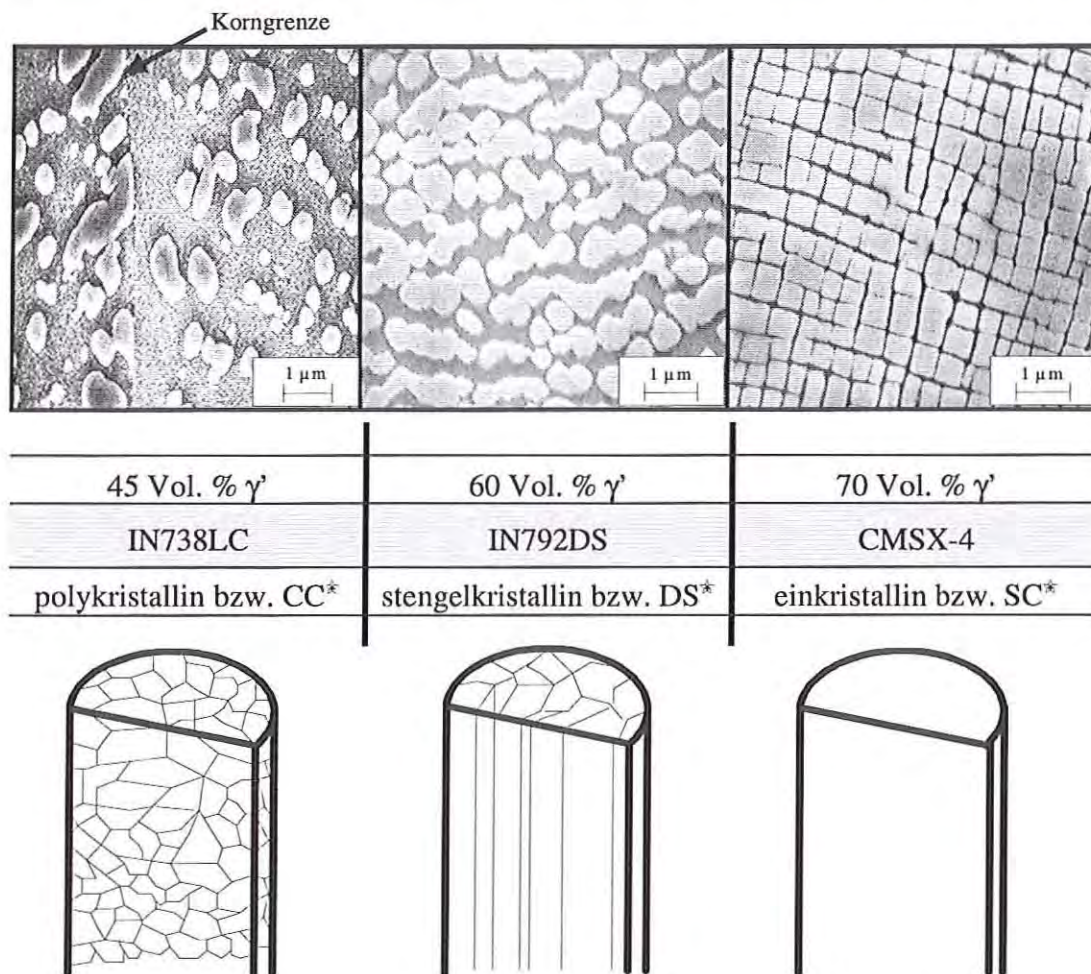


Abbildung 2.2/1: Trend der Entwicklung bei Nickelbasis-Superlegierungen. Die Korngrenzen werden verringert, der γ' -Volumenanteil erhöht.

* CC: Conventionally Casted; DS: Directionally Solidified; SC: Single Crystal.

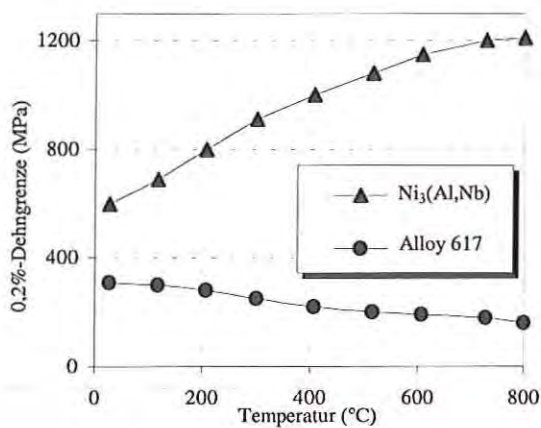


Abbildung 2.2/2: 0,2 %-Dehngrenze in Abhängigkeit von der Temperatur. Die austenitische Legierung Alloy 617 besitzt höchstens 2 % γ' -Volumenanteil [11]. Da die Phase Ni_3Al nicht rein stöchiometrisch hergestellt werden kann, wird Niob zulegiert. Die angegebenen Werte wurden für die $\langle 001 \rangle$ -Richtung ermittelt [12].

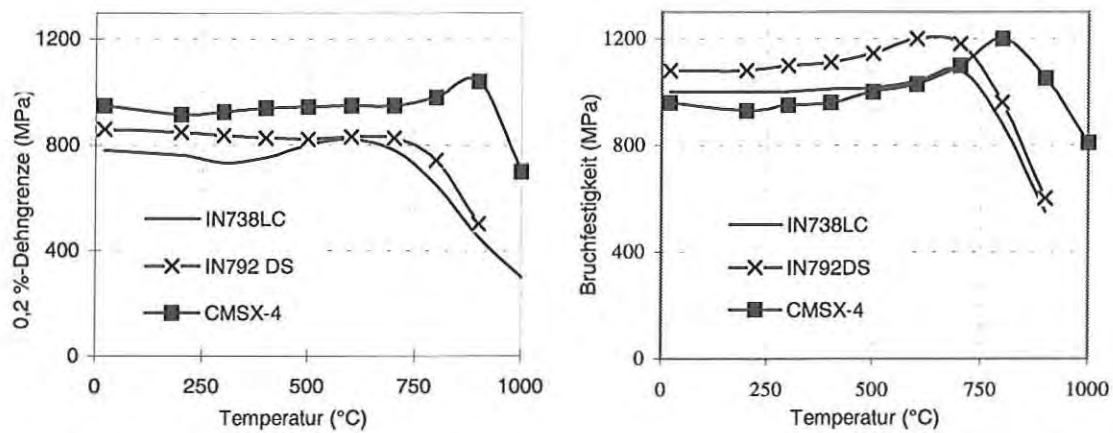


Abbildung 2.2/3: Vergleich der Warmzugkennwerte von Superlegierungen mit unterschiedlichem γ' -Volumenanteil.

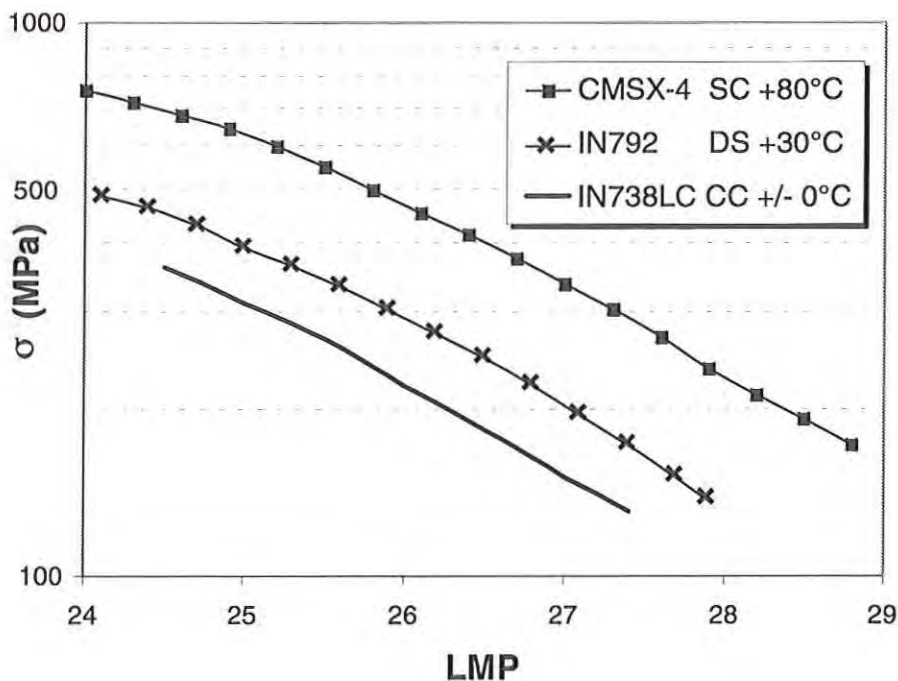


Abbildung 2.2/4: Larson-Miller-Darstellung für die polykristalline Legierung IN738LC, die stengelkristalline Legierung IN792DS und den Einkristall CMSX-4.

$LMP = 10^{-3} T (20 + \log t)$; LMP: Larson-Miller-Parameter

T: Prüftemperatur [K]; t: Bruchzeit [h]; σ : angelegte Spannung [MPa]

Von großer Bedeutung für Turbinenschaufeln ist das langzeitige Verformungsverhalten bei hohen Temperaturen. Zur Veranschaulichung sind die Zeitstandfestigkeiten des polykristallinen Werkstoffes IN738LC, des stengelkristallinen Werkstoffes IN792LC

und der einkristallinen Superlegierung CMSX-4 beispielhaft in einer Larson-Miller-Darstellung /Abb. 2.2/4/ nebeneinandergestellt. Einkristalline Turbinenschaufeln aus CMSX-4 weisen unter einer angelegten Spannung bei einer um 80°C höheren Temperatur dieselbe Bruchzeit wie polykristalline Bauteile aus IN738LC auf.

Die mittleren chemischen Zusammensetzungen neuerdings entwickelter Superlegierungen für einkristalline Bauteile sind in Tabelle 2.2/1 zusammengefaßt.

	Ni	Cr	Al	Ti	Ta	W	Mo	Co	Re	Hf	Sonstige
SRR99	65,6	8,0	5,5	2,2	3,0	10	-	5	-	-	Nb 0,7
RR2000	62,5	10,0	5,5	4,0	-	-	3,0	15,0	-	-	V1,0
CMSX-2	66,2	8,0	5,6	1,0	6,0	8,0	0,6	4,6	-	-	-
CMSX-3	65,7	8,0	5,6	1,0	6,0	8,0	0,6	5,0	-	0,1	-
NASAIR100	69,6	9,5	5,5	1,2	3,2	10,0	1,0	-	-	-	-
Ni13Al9Mo2Ta	76,0	-	13,0	-	2,0	-	9,0	-	-	-	-
René N4	63,3	9,3	3,7	4,2	4,0	6,0	1,5	7,5	-	-	Nb0,5
AM1	63,6	8,0	5,2	1,2	9,0	6,0	2,0	6,0	-	-	-
AM3	67,6	8,1	6,0	2,0	3,5	5,0	2,3	5,5	-	-	-
RR2000	64,5	10,0	5,5	4,0	-	-	-	15,0	-	-	C0,015/V1,0
Alloy 185	63,2	-	6,8	-	-	6,0	14,0	-	-	-	C0,04
PWA 1480	62,5	10,0	5,0	1,5	12,0	4,0	-	5,0	-	-	-
MC2	64,5	8,0	5,0	1,5	6,0	8,0	2,0	5,0	-	-	-
CMSX-6	70,5	10	4,8	4,7	2,0	-	3,0	5,0	-	0,09	-
SC180	60,1	5,0	5,2	1,0	8,5	5,0	2,0	10,0	3,0	0,1	-
CMSX-4	62,1	6,4	5,5	0,9	6,3	6,2	0,5	9,3	2,8	0,07	-
PWA1484	69,7	5,0	5,7	-	8,7	5,9	1,9	10,0	3,0	0,1	-
Rene N5	63,1	7,0	6,2	-	6,5	5,0	1,5	7,5	3,0	0,15	C0,05B0,004
SMP 14	60,6	4,8	5,4	-	7,2	7,6	1,0	8,1	3,9	-	Nb1,4

Tabelle 2.2/1: Mittlere chemische Zusammensetzungen typischer einkristalliner Superlegierungen: Angaben in Gewichts- %

Einkristalline Superlegierungen lassen sich in zwei Klassen einordnen: Die erste Generation umfaßt chemische Zusammensetzungen, die kein Rhenium enthalten. Erfahrungen mit Flugtriebwerken, deren Turbinenschaufeln aus der ersten Generation einkristalliner Superlegierungen bestehen, wurden schon für etwa 3 Millionen Betriebsstunden gesammelt [10]. Die mechanischen Eigenschaften einkristalliner Superlegierungen der zweiten Generation werden heutzutage durch Zulegieren von bis zu 3 % Rhenium verbessert. Diese Verbesserung läßt sich zunächst durch Agglomerate (etwa 1nm Durchmesser) von Rheniumatomen erzielen [8], die die Versetzungsbewegung in den γ -Kanälen behindern. Zudem verringert Rhenium die Diffusionsrate der γ' -Vergrößerung, was zur Stabilisierung der γ' -Ausscheidungen beiträgt. Erhöhung

der γ/γ' -Fehlpassung [9] und Aktivierung der TCP-Phasenbildung [8] sind auch als Einwirkung von Rhenium in der Literatur zu finden. Obwohl das Zulegieren von Rhenium mit einer Erhöhung des Werkstoffpreises verbunden ist, wächst der Anteil an dieser Legierungselement in heutigen chemischen Zusammensetzungen einkristalliner Superlegierungen ständig an. Neuerdings erscheint auf dem Markt eine dritte Generation einkristalliner Superlegierungen, die durch einen Rheniumanteil von mehr als 3% gekennzeichnet ist.

2.2.3 Verfahren der gerichteten Erstarrung

Gießen mit der Vakuum-Feingußtechnologie ist die üblicherweise eingesetzte Technologie zur Formgebung von Gasturbinenschaufeln aus Superlegierungen. Da bei dem Übergang von der flüssigen zur festen Phase der Anteil von Elementen wie Sauerstoff, Stickstoff und Schwefel, die zur Bildung von nichtmetallischen Einschlüssen wie Aluminiumoxiden, Nitriden, Tantalum und Titan-Sulfiden führen, so niedrig wie möglich gehalten werden soll, findet die Erstarrung im Vakuumofen statt. Werkstoffe der verwendeten Tiegel oder Gußformen müssen zudem über eine gute chemische Stabilität verfügen, damit keine chemische Wechselwirkung zwischen der erstarrenden Schmelze und der Formschale stattfindet.

Im Gegensatz zu globulitisch erstarrenden Gußstücken, deren Abwärme isotrop abgeführt wird, werden stengel- und einkristalline Komponenten nach dem Prinzip der gerichteten Erstarrung hergestellt, wobei die Wärmeflüsse in einer vorgegebenen Richtung abgeleitet werden. Die Schmelze wird in eine durch Heizelemente vorgeheizte Formschale eingefüllt, deren Boden aus einer gekühlten Kupferplatte besteht. Da die Unterkühlung der Schmelze vor der fest-flüssig-Phasengrenze durch die von den Heizelementen freigegebene Wärme kompensiert wird, findet die Keimbildung lediglich auf der Bodenplatte statt. Bei der kontrollierten relativen Verschiebung zwischen Heizelementen und Formschale bewegt sich die Schmelzefront fort, und es entwickelt sich ein fester Körper aus Stengelkristallen parallel zur Abzugsrichtung. Zum Erreichen der gewünschten Struktur werden die Abzugsgeschwindigkeit sowie die von den Heizelementen abgegebene Wärme geregelt. Mit Hilfe des Einsatzes einer „pig-tail“ Form zwischen der abgekühlten Bodenplatte und dem Tiegel gelingt es, einen einzigen Stengelkristall zu selektieren und einkristalline Gußstücke zu gewinnen. Durch Ankeimtechnik, d. h. durch orientiertes Anbringen eines Einkristallkeimlings auf der Kupferplatte, ist das Kristallwachstum in beliebigen Orientierungen einstellbar [16]. Je nach den zu erstarrenden Werkstücken stehen verschiedene Technologien der gerichteten Erstarrung zur Verfügung (normale gerichtete Erstarrung (Bridgman), Czochralski, Präzisions- oder Feinguß usw.) [15].

In dem für einfachen Geometrie geeigneten Bridgman-Stockbarger-Verfahren verschiebt sich die Erstarrungsfront infolge der Bewegung des Werkstückes /Abb.2.2/5a/. Innengekühlte Laufschaufeln für stationäre Gasturbinen besitzen große, präzise einzuhaltende Gußabmessungen ab ca. 200 mm und weisen komplexe hohle Formen mit

gegebenenfalls stark veränderlichen Querschnitten zwischen Schaufelblatt und Schaufelfuß auf. Aufgrund dieser durch den Einsatz des Bauteiles bedingten geometrischen Komplexität treten Störungen in den Diffusionsfeldern vor der Erstarrungsfront, Gefügefehler- und neue Keimbildung während der Erstarrung auf, die sich besser durch das sogenannte Fein- oder Präzisionsguß-Verfahren bewältigen lassen. Hier findet die Verschiebung der Erstarrungsfront nicht wie beim Bridgman - Stockbarger-Verfahren durch die Bewegung des Bauteiles statt, sondern durch die der Heizelemente /Abb. 2.2/5b/. Da heutzutage noch einkristalline Turbinenschaufeln lediglich bis zu einer bestimmten Größe und mit einem bestimmten Komplexitätsgrad gerichtet erstarrt werden können, wird die Einkristalltechnologie oft als Begrenzung der Weiterentwicklung von einkristallinen Laufschaufeln für stationäre Gasturbinen angesehen.

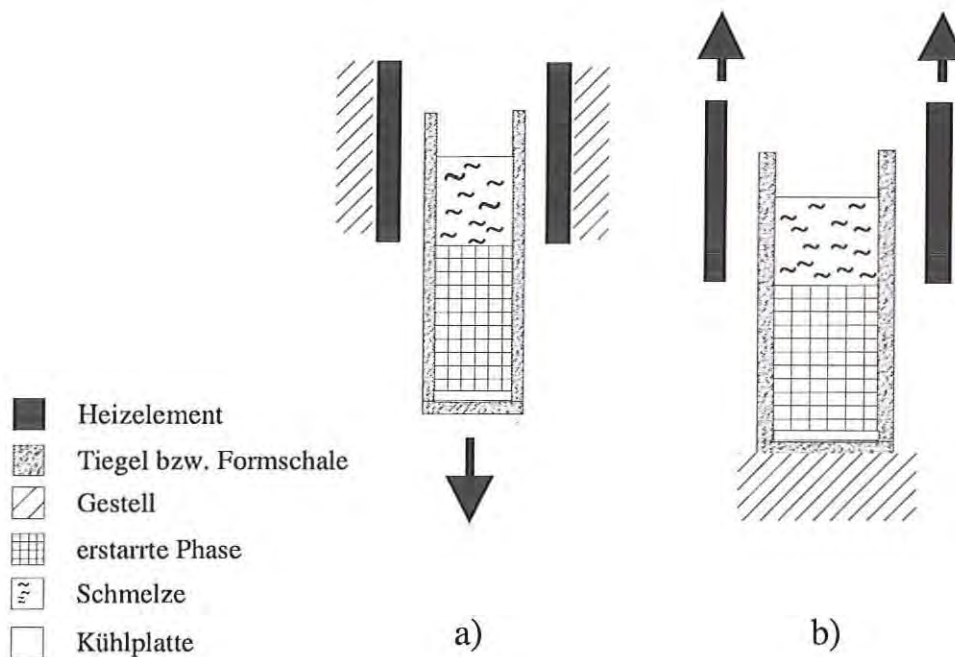


Abbildung 2.2/5: Verfahren der gerichteten Erstarrung:

a) Bridgman-Stockbarger,

b) Präzisions- oder Feinguß

2.2.4 Thermische Behandlung und heiß-isostatisches Pressen (HIP)

Rein thermische sowie mechanische Nachbehandlungen des Gußstückes dienen der Einstellung der gewünschten Mikrostruktur hinsichtlich der Verwendung des Bauteiles unter Betriebsbedingungen. Abhängig von der Abzugsgeschwindigkeit und den während der Erstarrung an der Schmelzefront vorliegenden Temperaturgradienten bestehen einkristalline Bauteile aus Superlegierungen aus Dendriten, die Bereiche unterschiedlicher Verteilung der Legierungselemente (Mikroseigerungen) abgrenzen.

Zudem enthält der Abguß Eutektiken, die die mechanische Beständigkeit des Bauteiles stark vermindern. Während des Lösungsglühens soll die beim Gießen eingestellte γ' -Ausscheidung zunächst vollständig aufgelöst werden, ohne das Material zum Schmelzen zu bringen. Zweitens dient das Lösungsglühen zum Abbau der Mikroseigerungen durch thermisch aktivierte Elementtransporte zwischen Bereichen unterschiedlicher Konzentrationen. Daher wird angestrebt, eine homogene regelmäßig verteilte γ/γ' -Mikrostruktur zu erzielen, die die bestmöglichen mechanischen Eigenschaften des Werkstoffes gewährleistet.

Da das Lösungsglühfenster, d. h. die Temperaturdifferenz zwischen Solidus- und Solvustemperatur, von der örtlichen chemischen Zusammensetzung abhängt, verengen Mikroseigerungen das für die Praxis verwendbare Lösungsglühfenster. Zur Vermeidung lokalen Schmelzens wird daher eine mehrstufige Steigerung der Temperatur bis zum Erreichen der Glühtemperatur benötigt.

Als entscheidend für die γ' -Teilchengröße gelten die am Ende des Lösungsglühens eingestellten Abkühlraten sowie zusätzliche spezifische Ausscheidungsbehandlungen. Nach dem Ausscheidungsglühen hat die γ' -Mikrostruktur durch Diffusionsvorgänge die gewünschte Größe erreicht und wird durch eine Auslagerung, während der sich feine γ' -Teilchen in den γ -Kanälen bilden sollen, stabilisiert. Da die feinen γ' -Teilchen die Beweglichkeit der Versetzungen in den γ -Kanälen verringern, sind sie von großer Bedeutung für die Kriechbeständigkeit des Werkstoffes im mittleren Temperaturbereich. Im Gußzustand vorhandene Mikroporen begünstigen die Initiierung von Ermüdungsrissen. Eine HIP-Behandlung verringert die Porosität und verbessert deshalb das Verhalten des Bauteiles unter Ermüdungsbelastung.

2.2.5 Beschichtungen

Da die Lösungsglühtemperatur des Grundwerkstoffes (1321 °C für CMSX-4) sehr nah an der Gaseintrittstemperatur liegt, sind zusätzliche technologische Lösungen zum Schutz des Werkstoffes erforderlich. Ein weiterer Fortschritt zur Erhöhung der Gaseintrittstemperatur ist das Aufbringen einer Verbundbeschichtung, deren einzelne Schichten definierte Aufgaben erfüllen.

Die innere MCrAlY-Schicht (50-100 μm), wobei M für Nickel oder Kobalt steht, wirkt als Oxidationsschutz und wird z. B. durch PVD-Verfahren (Physical Vapour Deposition) aufgebracht. Die durch ein elektrisches Feld beschleunigten Elektronen stoßen gegen inerte Gasatome (in der Regel Argon) und verursachen deren Ionisierung. Die Ar^+ -Ionen treffen den Schichtwerkstoff auf die Kathode, was zur Verdampfung des zu zerstäubenden Materials führt. Die Moleküle bewegen sich mit erheblicher Geschwindigkeit in Richtung Anode, wo sie sich auf dem zu beschichtenden Substrat abscheiden. Andere Verfahren wie VPS (Vacuum Plasma Spray) oder LPPS (Low Pressure Plasma Spray) kommen auch zum Einsatz.

Falls zwischen der Oxidationsschutzschicht und dem Grundwerkstoff zu hohe Temperaturen herrschen (ca. 1080 °C), kommt es zur Diffusion von Elementen zwischen beiden Werkstoffen, die die Lebensdauer der Komponenten verringern. Infolgedessen wird zur Zeit angestrebt, eine aus Aluminiumoxid bestehende Diffusionsbarriere (2-5 µm) zwischen Oxidationsschutzschicht und Grundwerkstoff durch CVD-Verfahren (Chemical Vapour Deposition) aufzubringen. Zur Wärmedämmung dient eine mit Yttrium stabilisierte Zirkoniumoxidschicht (200-300 µm). Zu ihrer Herstellung wird das Plasmaspritzen eingesetzt, wobei die in den hoch energetischen Plasmastrahl (20000 °K) injizierten Spritzpulverpartikel schmelzen, sich auf dem Substrat niederschlagen und die gewünschte Schicht bilden. Aufgrund ihres geeigneten Wärmeausdehnungskoeffizienten dient die Korrosionsschicht auch als Haftvermittler-Schicht zwischen dem Grundwerkstoff und der Wärmedämmschicht.

2.2.6 Ein Kandidat für einkristalline Schaufeln: die Superlegierung CMSX-4

Anforderung	zu optimierende metallkundliche Merkmale	Optimierung
Gießbarkeit		Verhältnis Ta/W
technisch realisierbare thermische Behandlung	Lösungsglühfenster ↗	ausgeglichene Zusammensetzung
Mikrostrukturstabilität	γ' -Diffusionsraten ↘ Lösungsglühtemperatur ↗	Re
Kriechbeständigkeit	Dendritenachsabstand → γ' -Vol.% ↗, γ -Kanalbreite ↘ γ/γ' -Fehlpassung ↘	Para. der Erstarrung g/v Al, Ti, Ta + Therm. Beh. Re
Beständigkeit gegen thermische Ermüdung	Elastizitätsmodul ↘	Anisotropie der elast. Eigenschaften
Oxidations- und Korrosionsbeständigkeit	chemische Stabilität ↗	Cr, Ta Verhältnis Al/Ti
Beschichtungsfähigkeit	Haftfähigkeit ↗	Hf, Re
Beständigkeit gegen mechanische Ermüdung	Mikroporosität ↘	H.I.P. Re
niedrige Kosten		Begrenzung Re-Gehalt

Tabelle 2.2/2: Design der Legierung CMSX-4 hinsichtlich ihrer Anforderungen [10]. Die Pfeile zeigen die gewünschte Tendenz an.

Die von dem amerikanischen Legierungshersteller Cannon-Muskegon entwickelte Superlegierung CMSX-4 wird bereits bei einkristallinen Schaufeln in modernen Flugtriebwerken eingesetzt [8]. Ebenso wurden bereits einkristalline Turbinenlaufschaufeln aus CMSX-4 in stationären Gasturbinen zur Stromerzeugung erprobt [9]. Aufgrund der industriellen Interessen hinsichtlich der möglichen Verwendung der Legierung CMSX-4 in stationären Gasturbinen werden Untersuchungen ihrer mechanischen Eigenschaften im Rahmen des europäischen Programms COST 501 durchgeführt, die eine Grundlage für die vorliegende Arbeit darstellen.

Die chemische Zusammensetzung von CMSX-4 ergibt sich aus einem Kompromiß zwischen Anforderungen, die nicht nur auf den Betriebsbedingungen, sondern auch auf dem Herstellungsverfahren einkristalliner Schaufeln sowie auf den damit zusammenhängenden Produktionskosten beruhen. Tabelle 2.2/2 verdeutlicht die von Cannon-Muskegon angewandte Strategie zur Entwicklung von CMSX-4. Aus der optimierten Zusammensetzung unter Berücksichtigung der Fertigungsvorgänge ergeben sich metallkundliche Merkmale, die den Werkstoff vollständig charakterisieren und die gestellten Anforderungen am besten erfüllen sollen.

Wie bereits oben angedeutet, reicht die Festlegung der chemischen Zusammensetzung nicht zum Erlangen der angestrebten Eigenschaften aus, sondern es müssen die nach der Erstarrung vorhandenen mikrostrukturellen Merkmale im Lauf einer Standardwärmebehandlung eingestellt werden. Das gewünschte Gefüge von CMSX-4 ergibt sich zunächst nach sechs zwei-stündigen und zwei drei-stündigen Temperaturstufen bis zum Erreichen der Lösungsglühtemperatur (1321 °C). Das Bauteil muß daraufhin mit möglichst hohen Abkühlraten z. B. in Argon abgeschreckt werden. Nach sechs Stunden Ausscheidungsglühen bei 1140°C und 20 Stunden Auslagerung bei 871 °C ergibt sich ein regelmäßig verteiltes Ausgangsgefüge /Abb. 3.2/1/. Die gewünschte vollständige Auflösung der γ' -Phase während des Lösungsglühens wird mit 99 % spezifiziert [9], d. h. 1 % γ/γ' -Resteutektika wird toleriert. Trotz der thermischen Behandlung unterscheiden sich die chemischen Zusammensetzungen zwischen den Dendriten und den interdendritischen Bereichen hauptsächlich durch die Konzentrationen an hochschmelzenden Elementen wie Rhenium, Wolfram und Tantal /Tab. 2.2/3/. Es ist erwähnenswert, daß infolge der Standardwärmebehandlung das Element Rhenium innerhalb der Dendriten eine doppelt so hohe Konzentration aufweist wie im interdendritischen Bereich und somit am stärksten seigert.

	Ni	Cr	Co	W	Mo	Ti	Al	Re	Ta	Hf
Dendrit	-	5,8	9,7	6,1	0,6	0,9	5,7	3,7	5,0	0,06
Restschmelzgebiet	-	5,7	9,8	4,2	0,7	1,0	6,4	1,9	6,5	0,05

Tabelle 2.2/3: Ortsabhängige Zusammensetzungen der einkristallinen Superlegierung CMSX-4; Angaben im Gewichts-% [10].

Die Struktur der Dendriten ist außerordentlich inhomogen. In [18] wird gezeigt, daß es möglich ist, in einem Längsschliff an unterschiedlich geschnittenen Dendriten den Einfluß der Elementseigerungen auf die Gitterparameter der γ - und γ' -Phase und damit auf die Gitterfehlpassung nachzuweisen. Um diesen Einfluß an einem Dendriten genauer mittels Röntgenbeugung zu untersuchen, wird ein Schliff angefertigt, dessen Ebene um etwa 5° aus der $\{100\}$ -Ebene in Richtung der Hauptachse des Dendriten geneigt ist. Mit Hilfe von an verschiedenen Orten des Längsschliffes durchgeführten Messungen kann der Verlauf der Gitterfehlpassung über den Abstand von der Dendritenachse ermittelt werden. Eine große Änderung des Misfits ist in CMSX-4 zu beobachten. Im primären Dendritenarm besitzt er ein ausgeprägtes Minimum von etwa $-0,38\%$, wobei er zum interdendritischen Restschmelzgebiet hin auf einen leicht positiven Wert von etwa $0,04\%$ ansteigt. Bei der Untersuchung der Gitterkonstanten ist festzustellen, daß die γ' -Gitterkonstante $a_{\gamma'}$ von der Position im Dendriten unabhängig ist. Dagegen variiert a_{γ} in Abhängigkeit von der Lage des Meßfeldes innerhalb des Dendriten sehr stark. Das bedeutet, daß die Ortsabhängigkeit der Gitterfehlpassung in CMSX-4 hauptsächlich durch die Änderung von a_{γ} verursacht wird.

Die starke bleibende Seigerung des Elementes Rhenium kann die Ortsabhängigkeit der γ -Gitterkonstante erklären. Das Element Rhenium liegt hauptsächlich in der γ -Phase vor [9] und besitzt einen großen Atomradius. Eine hohe Konzentration an Rhenium in der Mitte des Dendriten bewirkt eine Zunahme der γ -Gitterkonstante, was zu zunehmend negativen Werten der Gitterfehlpassung führt.

Die nach der Standardwärmebehandlung bleibenden Mikroseigerungen erklären die Ortsabhängigkeit der Gitterfehlpassung, die wiederum mikrostrukturelle Merkmale beeinflussen. Im Gegensatz zum idealen Einkristall, bei dem die Eigenschaften vom Meßort auf der Probe bzw. dem Bauteil unabhängig sind, sind sie beim technischen Einkristall vom Ort abhängig. Daher sind Theorien zu Einkristallen, wie z. B. die entsprechende Plastizitätstheorie, für einkristalline Turbinenschaufeln aus Superlegierungen mit Vorsicht anzuwenden.

2.3 Mikrostruktur und deren Einfluß auf das inelastische Verhalten

2.3.1 Einige Aspekte in Bezug auf die Versetzungstheorie

Versetzungen sind eindimensionale Gitterfehler, die je nach ihrer Struktur klassifiziert werden. Als einfachstes Beispiel einer Versetzung stellt man sich eine innerhalb des Kristalls eingeschobene Halbebene vor. Die Versetzungslinie der entsprechend gebildeten Stufenversetzung verläuft senkrecht zu ihrem Burgers-Vektor, der den Betrag der Abgleitung angibt, wenn die Versetzung durch den Kristall wandert. Die Stufenversetzung stellt aber nur einen Grenzfall aller möglichen Versetzungen im Kristallgitter dar. Ein anderer Grenzfall ist die Schraubenversetzung, deren Linie parallel zu ihrem Burgers-Vektor steht. Zwischen den beiden Grenzfällen können, je

nachdem welchen Winkel der Burgers-Vektor mit der Versetzungslinie bildet, alle möglichen Übergänge auftreten.

Um jeder Versetzung in einem Kristall ergibt sich ein Spannungsfeld, das die Wechselwirkung der Versetzung mit ihrer Umgebung (andere Versetzungen, Atome, usw.) beeinflusst. Mit Hilfe der Elastizitätstheorie des Kontinuums können das Spannungsfeld einer Versetzung sowie dessen Verzerrungsenergie etwas näher betrachtet werden. Eine als Hohlzylinder idealisierte Schraubenversetzung verfügt über eine Verzerrungsenergie pro Längeneinheit U :

$$U = \frac{G b^2}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0} \quad (\text{Gl. 2})$$

Mit:

b : Burgers-Vektor der Versetzung

G : Schubmodul des Kontinuums

r_0, r_1 : Innerer bzw. äußerer Radius des Hohlzylinders

Infolgedessen ist die Verzerrungsenergie einer Schraubenversetzung dem Schubmodul des Kontinuums und dem Quadrat ihres Burgers-Vektors proportional und nimmt mit dem Logarithmus des Abstandes von der Versetzungslinie ab. Analoge Aussagen führen zu einem dreieinhalbfach höheren Wert für die Verzerrungsenergie einer Stufenversetzung. Dieser metallphysikalisch begründete Ansatz kommt später bei der Modellierung mikrostruktureller Entwicklungen zum Einsatz.

Lange bevor der direkte experimentelle Nachweis von Versetzungen gelang, wurde der Begriff „Versetzung“ eingeführt, um den Widerspruch zwischen der theoretisch ermittelten und der tatsächlich gemessenen Festigkeit von Einkristallen zu erklären. Heutzutage erfolgt der experimentelle Nachweis der auf Versetzungen basierenden Verformungsmechanismen im wesentlichen mit Hilfe von Analysen, die im Rahmen der Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) durchgeführt werden. Da durchstrahlbare TEM-Proben erheblichen Präparationsaufwand erfordern und lediglich Informationen im Nanometerbereich liefern, deren repräsentativer Charakter für im Millimeterbereich tatsächlich gemessene Längenänderungen fraglich ist, sind in der Literatur noch Beschreibungen von Versetzungsmechanismen zu finden, die rein hypothetisch erörtert werden. Weitere grundlegende Informationen über Versetzungen finden sich z. B. in [19,20].

2.3.1.1 Versetzungsgleitung in der γ -Phase

In der Plastizitätstheorie wird davon ausgegangen, daß sich die unter einer äußeren Belastung hervorgerufenen irreversiblen Verformungen aus Versetzungsgleitungen ergeben. Hier wird angestrebt, einige grundlegende und weit verbreitete

Versetzungsmechanismen bei verformten einkristallinen Proben aus Superlegierungen zu präsentieren.

Zur Klärung anisotroper Eigenschaften wird angenommen, daß sich Versetzungen vorzugsweise auf bestimmten energetisch günstigen Wegen fortbewegen, die mit dem Begriff „Gleitsystem“ gekennzeichnet werden. Ein Gleitsystem besteht aus einer Gleitebene, die durch ihre Normale n charakterisiert wird, und aus einer Gleitrichtung m . Jedem Gleitsystem i wird die entsprechende orthonormale Vektorenbasis (m_i, n_i, z_i) zugewiesen. Je nach Belastung können bei kubisch-flächenzentrierten Werkstoffen Gleitsysteme von zweierlei Art aktiviert werden: Oktaeder-Gleitsysteme ($\langle 110 \rangle$ -Gleitrichtungen, $\{111\}$ -Gleitebenen) und Würfel-Gleitsysteme ($\langle 110 \rangle$ -Gleitrichtungen, $\{001\}$ -Gleitebenen). Die Koordinaten im kristallographischen Koordinatensystem $\{e^1, e^2, e^3\} = \{\langle 100 \rangle, \langle 010 \rangle, \langle 001 \rangle\}$ der entsprechenden Vektoren sind in den Tabellen /2.3/1a,b/ zusammengefaßt.

	e^1	e^2	e^3		e^1	e^2	e^3		e^1	e^2	e^3
m^{c1}	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0	n^{c1}	0	0	1	z^{c1}	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0
m^{c2}	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0	n^{c2}	0	0	1	z^{c2}	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0
m^{c3}	$1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$	n^{c3}	0	1	0	z^{c3}	$1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$
m^{c4}	$1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$	n^{c4}	0	1	0	z^{c4}	$1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$
m^{c5}	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	n^{c5}	1	0	0	z^{c5}	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$
m^{c6}	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	n^{c6}	1	0	0	z^{c6}	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$

Tabelle 2.3/1a: Vektorbasen der 6 kubischen Gleitsysteme

	e^1	e^2	e^3		e^1	e^2	e^3		e^1	e^2	e^3
m^{o1}	$1/\sqrt{2}$	0	$-1/\sqrt{2}$	n^{o1}	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o1}	$1/\sqrt{6}$	$-2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o2}	$-1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0	n^{o2}	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o2}	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$	$-2/\sqrt{6}$
m^{o3}	0	$-1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	n^{o3}	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o3}	$-2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o4}	0	$1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	n^{o4}	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o4}	$2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o5}	$-1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	0	n^{o5}	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o5}	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$	$-2/\sqrt{6}$
m^{o6}	$1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$	n^{o6}	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o6}	$-1/\sqrt{6}$	$-2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o7}	$-1/\sqrt{2}$	0	$-1/\sqrt{2}$	n^{o7}	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o7}	$-1/\sqrt{6}$	$2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o8}	$1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	0	n^{o8}	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o8}	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$	$2/\sqrt{6}$
m^{o9}	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	n^{o9}	$-1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o9}	$2/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o10}	0	$-1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	n^{o10}	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o10}	$-2/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$
m^{o11}	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	0	n^{o11}	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o11}	$1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{6}$	$-2/\sqrt{6}$
m^{o12}	$-1/\sqrt{2}$	0	$1/\sqrt{2}$	n^{o12}	$1/\sqrt{3}$	$-1/\sqrt{3}$	$1/\sqrt{3}$	z^{o12}	$1/\sqrt{6}$	$2/\sqrt{6}$	$1/\sqrt{6}$

Tabelle 2.3/1b: Vektorbasen der 12 oktaedrischen Gleitsysteme

Versetzungen können miteinander reagieren und sich aufspalten. Beim Aufbringen einer einachsigen Zugspannung in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung erfolgt die Gleitung im kubisch-flächenzentrierten Gitter auf den dichtest gepackten Ebenen, d. h. den $\{111\}$ -Ebenen in den $[110]$ -Richtungen. Hier spaltet die Gleitversetzung mit den Burgers-Vektor b_1 auf in zwei Versetzungen mit den Burgers-Vektoren b_2 und b_3 laut der entsprechenden Versetzungsreaktion:

$$\frac{a}{2}[10\bar{1}] \rightarrow \frac{a}{6}[2\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}12] \quad \text{oder} \quad b_1 \rightarrow b_2 + b_3 \quad \text{mit } a: \text{ Atomradius}$$

Da die Energie einer Versetzung proportional zum Quadrat des Burgers-Vektors ist, läßt sich feststellen, daß die Summe der Energien der beiden aufgespaltenen Versetzungen niedriger als die der Ausgangsversetzung ist. Infolgedessen tritt die Aufspaltung auf [19].

Versetzungsmechanismen sind von der Temperatur, der Verformungsrate sowie dem gegenwärtigen Alterungszustand des Werkstoffes abhängig. Da die γ -Phase duktiler als die geordnete γ' -Ausscheidung ist, entstehen Versetzungen zu Beginn der Verformungen zunächst in den γ -Kanälen. Da Versetzungen in ihrer Bewegung durch andere Versetzungen (bewegliche und unbewegliche Versetzungen) behindert werden, führt eine mit der Verformung zunehmende Versetzungsdichte zu zunehmender gegenseitiger Störung und verfestigt den Werkstoff. Dies klärt das primäre Kriechen. Versetzungen benutzen stets den energetisch günstigsten Weg. Wenn die gegenseitige Behinderung der Versetzungen auf einem Gleitsystem zu groß wird, werden weitere Gleitsysteme aktiviert (Mehrfachgleitung).

Bei einachsigen Zugversuchen mit $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben aus einkristallinen Superlegierungen ergeben sich die Verformungen aus der Gleitung von Schraubenversetzungen, die zu engen Schleifen (Dipole) zwischen den γ' -Teilchen ausbauchen. Der Teil des Versetzungsdipols, der sich in der Matrixphase befindet, ist von Schraubencharakter und kann daher auf $\{111\}$ -Ebenen gleiten [23]. Die langen Segmente der Dipole befinden sich auf gegenüberliegenden γ' -Teilchenoberflächen und sind von gemischtem Charakter mit einem Winkel von 60° zwischen ihren Burgers-Vektoren und ihren Linien. Dieser Gleitmechanismus findet vor allem in den horizontalen Matrixkanälen statt. Infolgedessen weisen die senkrecht zur Spannungsrichtung stehenden γ/γ' -Phasengrenzen eine höhere Dichte von Versetzungen mit partiellem Stufencharakter auf als die anderen γ' -Teilchenoberflächen. An den γ/γ' -Phasengrenzen entstehen Versetzungsnetzwerke. Erst bei Temperaturen oberhalb von etwa 850°C läuft für die Legierung CMSX-4 homogenes Versetzungsgleiten in der γ -Matrixphase ab und es bilden sich die entsprechenden Versetzungsnetzwerke [22]. Bei einachsiger Zugbeanspruchung an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben ist die Verformung

ebenfalls vor allem auf die Deformation der Matrix zurückzuführen. Hier ist die überwiegende Anzahl von Grenzflächenversetzungen von Schraubencharakter [24].

2.3.1.2 Wechselwirkung zwischen den Versetzungen und den γ' -Teilchen

Versetzungen werden in ihrer Bewegung durch die γ' -Teilchen behindert, was wesentlich zur Erhöhung der Kriechbeständigkeit von Superlegierungen beiträgt. Die Form, der Anteil und die Verteilung der γ' -Teilchen bestimmen die Wirksamkeit der Ausscheidungshärtung bei gegebenen Belastungsbedingungen (Temperatur, Dehnrage, Spannungsniveau und -richtung). In der Literatur finden sich verschiedene Modellansätze, die die Wechselwirkung zwischen den Versetzungen und den γ' -Teilchen beschreiben [26,27].

Bei niedriger Spannung umgehen die Versetzungen die γ' -Teilchen; bei hoher Spannung reicht ihre Energie zum Schneiden der Teilchen aus. Nach dem Orowan-Mechanismus bleibt die Versetzung in ihrem Gleitsystem, um das Teilchen zu umbauen. Hinter dem Teilchen treffen sich die neugebildeten Versetzungslinien. Der Orowan-Mechanismus kann für Superlegierungen mit hohem γ' -Volumenanteil nicht anwendbar sein, da die γ' -Kanäle zu eng sind.

Ein anderer Mechanismus (Klettern) ist die Diffusion der Leerstellen entlang der γ/γ' -Phasengrenze, die es der Versetzung ermöglicht, dem Hindernis auszuweichen. Infolgedessen tritt das Umgehen durch Klettern nur bei hohen Temperaturen auf und resultiert in der Umlagerung von Gleitversetzungen an der γ/γ' -Phasengrenze.

γ' -Teilchen können auch durch Quergleiten von Versetzungen umgangen werden. Hier gleitet die Schraubenversetzung zunächst auf einer $\{111\}$ -Gleitebene und wechselt dann entweder auf eine andere $\{111\}$ -Gleitebene oder auf eine $\{100\}$ -Quergleitebene, um dem γ' -Teilchen auszuweichen.

Falls die Versetzungslinie eine bestimmte Schwellspannung erreicht, werden die γ' -Teilchen durch einfache Versetzungen bzw. Versetzungspaare geschnitten, wobei Antiphasengrenzen oder Stapelfehler aufgespannt werden. Dieser Mechanismus tritt bei hoher Verformungsgeschwindigkeit auf, während Umgehen durch Klettern bei niedriger Verformungsgeschwindigkeit eine entscheidende Rolle spielt. Als weiterer Versetzungsmechanismus muß noch die Bildung von Versetzungsnetzwerken an der γ/γ' -Phasengrenze erwähnt werden, deren treibende Kraft die Kohärenzspannung in der Phasengrenzfläche ist.

In [28,29] wird gezeigt, daß die γ' -Teilchengröße von großer Bedeutung für die Kriechbeständigkeit einkristalliner Proben ist. Die gewünschte γ' -Ausgangsgröße ergibt sich aus unterschiedlichen Auslagerungsdauern [90]. Kriechbeanspruchte Proben weisen je nach ihrer Orientierung sowie der entsprechenden γ' -Ausgangsgröße unterschiedliche Bruchzeiten auf. Abb. 2.3/1 bzw. Abb. 2.3/2 stellen Ergebnisse bezüglich der einkristallinen Superlegierung CMSX-2 bei relativ niedriger Temperatur (760 °C) bzw. hoher Temperatur (1050 °C) dar.

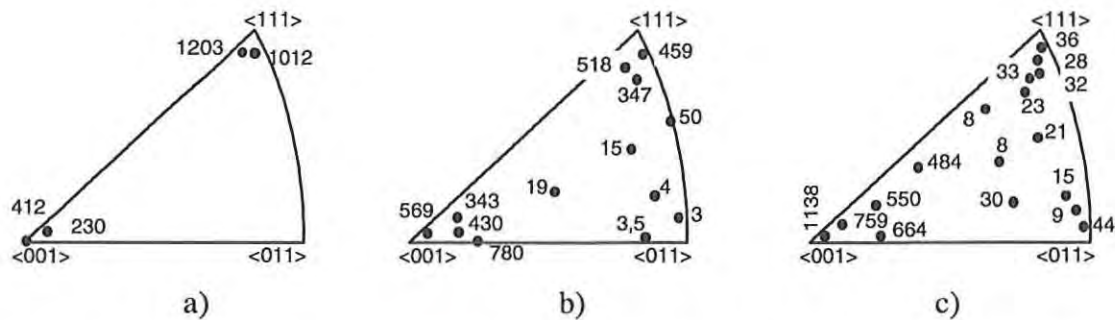


Abbildung 2.3/1: Orientierungsabhängigkeit der Bruchzeit (in Stunden) nach [28] bei 760 °C und 750 MPa von einkristallinen Proben aus CMSX-2 für unterschiedliche γ' -Teilchengröße: a) 0,23 μm ; b) 0,3 μm ; c) 0,45 μm .

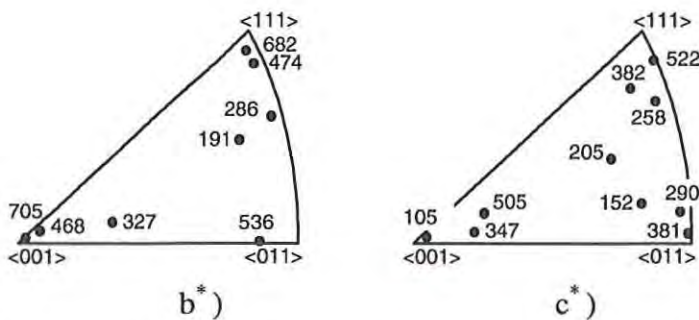


Abbildung 2.3/2: Orientierungsabhängigkeit der Bruchzeit (in Stunden) nach [28] bei 1050 °C und 120 MPa von einkristallinen Proben aus CMSX-2 für unterschiedliche γ' -Teilchengröße: b*) 0,3 μm ; c*) 0,45 μm .

Bei niedrigen Temperaturen steigen die Bruchzeiten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben mit zunehmender γ' -Teilchengröße (bis 0,45 μm) an. Im Gegensatz dazu weisen $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben bei steigender γ' -Teilchengröße abnehmende Bruchzeiten auf. Mit einer Teilchengröße von 0,23 μm versagen $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben nach einer zweimal kürzeren Dauer als $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben. Bei einer Teilchengröße von 0,45 μm weisen $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben eine ca. dreißigmal höhere Bruchzeit auf als $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben. Der Einfluß der γ' -Teilchengröße auf die Kriechbeständigkeit bei hohen Temperaturen ist aus Abbildung 2.3/2 ersichtlich. Bei 1050 °C nehmen die Bruchzeiten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben mit zunehmender γ' -Teilchengröße drastisch ab. Bruchzeiten von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben werden aber von der γ' -Teilchengröße nur leicht negativ beeinflusst.

Die Ergebnisse dieser erschöpfenden experimentellen Untersuchungen verdeutlichen die Komplexität der anisotropen Eigenschaften einkristalliner Superlegierungen und weisen auf die Notwendigkeit hin, zur Entwicklung von Stoffgesetzen die γ' -Mikrostruktur in Betracht zu ziehen.

2.3.2 Ostwald-Reifung

Da die γ' -Teilchengröße von großer Bedeutung für die Kriechbeständigkeit einkristalliner Superlegierungen ist, geht ihre Entwicklung bei vorgegebener Beanspruchung mit einer kontinuierlichen Änderung der mechanischen Eigenschaften einher.

Die thermische Behandlung reicht nicht aus, um das Gefüge vollständig in das thermodynamische Gleichgewicht zu bringen. In den γ/γ' -Grenzflächen ist eine Energie gespeichert, die durch die Weiterentwicklung der γ' -Ausscheidungen abgebaut werden kann. Die Reduzierung des Gesamtbetrages der Grenzflächenenergie gelingt durch die Verringerung der gesamten γ/γ' -Grenzfläche, d. h. die großen γ' -Teilchen wachsen auf Kosten der kleinen. Dieser Umlösungsvorgang wird als Ostwald-Reifung bezeichnet. Mit Ausnahme eines geometrischen Modells [32] verweist die Modellierung des Reifungsprozesses häufig auf die LSW-Theorie (Lifshitz, Slyozov und Wagner) [30,31], die ursprünglich für die Alterung von Niederschlägen in Flüssigkeiten abgeleitet worden ist. Die wichtigsten Ergebnisse der LSW-Theorie sind: Der mittlere Radius eines Teilchens r_m wächst bei einer Temperatur T proportional zur dritten Wurzel aus der Zeit

$$r_m^3 - r_{mo}^3 = V_{pkt} t \quad \text{mit } V_{pkt} = \frac{8\Omega D c_e V_m^2}{9RT} \quad (\text{Gl. 3a})$$

Es bedeuten:

V_{pkt} : Vergrößerungsrate

r_{mo} : Mittlerer Teilchenradius bei beginnender Ostwald-Reifung

Ω : Spezifische freie Oberflächenenergie zwischen Teilchen und Matrix

D : Diffusionskoeffizient des Legierungselementes in der Matrix

c_e : Molare Gleichgewichtskonzentration des Legierungselementes

V_m : Molvolumen der Ausscheidung

Als zweites Ergebnis wird eine Verteilungsfunktion angegeben, die sich aus einer Gauß-Verteilung entwickelt:

$$f(r, t) = \frac{\text{konst}}{\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{4}{3}}} \rho^2 \left(\frac{3}{3+\rho}\right)^{\frac{7}{3}} \left(\frac{\frac{3}{2}}{\frac{3}{2}-\rho}\right)^{\frac{11}{3}} \exp\left(\frac{-\rho}{\frac{3}{2}-\rho}\right) \quad \text{für } \rho < \frac{3}{2} \quad (\text{Gl. 3b})$$

$$f(r, t) = 0 \quad \text{für } \rho > \frac{3}{2}$$

$$\text{mit } \rho = \frac{r}{r_m} \quad \text{und} \quad \tau' = \frac{r_{mo}^3}{V_{pkt}}$$

r : Teilchenradius

τ' : Zeitkonstante

Die LSW-Theorie setzt voraus, daß der Materialtransport zwischen zwei Teilchen nicht von benachbarten Teilchen beeinflußt wird. Eine Agglomeration von Teilchen tritt zudem nicht auf. Diese Annahmen sind für Legierungen, deren Ausscheidungsanteil hoch ist, fraglich. In [33-36] wird die Vergrößerung der Teilchen für Legierungen mit hohem Anteil an Ausscheidungen erörtert. Die entsprechend modifizierten LSW-Theorien sagen vorher, daß zwar die $t^{1/3}$ -Kinetik erhalten bleibt, die Vergrößerungsrate jedoch vom γ' -Volumenanteil abhängt.

In [37] wird die Vergrößerung der γ' -Phase in Nickel-Aluminium Legierungen mit niedriger Aluminiumkonzentration experimentell untersucht. Die γ' -Teilchen sind würfelförmig und weichen daher von der theoretisch vorhergesehenen Kugelform ab. Jedoch kann die Teilchenkantenlänge anstelle des Radius als Variable in der Reifungskinetik der LSW-Theorie benutzt werden. Hier läßt sich die Reifung der γ' -Phase sehr gut mit der LSW-Theorie beschreiben.

Anstatt des von der LSW-Theorie vorhergesagten Reifungsexponenten von 3 wird bei der einkristallinen Superlegierung CMSX-4 mit hohem γ' -Volumenanteil ein Wert von 3,691 gemessen. Die Verlangsamung der Reifung erklärt sich durch die Anwesenheit des Elementes Rhenium. Aufgrund seines großen Atomradius diffundiert Rhenium kaum und verhindert dadurch die für die γ' -Reifung notwendige Diffusion von γ' -bildenden Elementen in der γ -Matrix [38].

2.3.3 Floßbildung

2.3.3.1 Experimentelle Beobachtungen

Unter bestimmten Bedingungen reifen die γ' -Teilchen nicht isotrop, sondern wachsen in einer bevorzugten Richtung und bilden eine anisotrope Struktur, z. B. Platten (Flöße). Je näher die γ' -Teilchen beieinander liegen, d. h. je höher der γ' -Volumenanteil ist, desto günstiger sind die Bedingungen für die Floßbildung. Das Zusammenwachsen ist seit mehr als 25 Jahren bekannt [41], und das Interesse, es zu verstehen, steigt mit der Erhöhung des γ' -Volumenanteils in neuen Superlegierungen.

Je nach Belastungsbedingungen können sich drei idealisierte γ' -Morphologien (Würfel, Platten und Stäbchen) ergeben. Im Fall einer Superlegierung mit negativer Gitterfehlpassung ist es wohl bekannt, daß z. B. eine auf Zug belastete $\langle 001 \rangle$ -orientierte Probe Platten senkrecht zur Spannungsrichtung zeigt. Unter Druck stellen sich die Flöße parallel zur Spannungsrichtung ein. Für Superlegierungen, deren Gitterfehlpassung positiv ist, hat es sich erwiesen, daß eine äußere Zugspannung zu einer plattenförmigen

Struktur führt, die parallel zur Spannungsrichtung steht und daß Druckbelastungen Flöße erzeugen, die senkrecht zur Spannungsrichtung zusammenwachsen. Während eines Warmzugversuches an einer $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe blieben die γ' -Teilchen annähernd würfelförmig [62]. Bei dehnungsgesteuerten zyklischen Beanspruchungen mit $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben entwickeln sich Flöße entlang der $\{111\}$ -Ebenen [45].

Das Zusammenwachsen der γ' -Teilchen ist innerhalb eines einkristallinen Festkörpers aus einer Superlegierung ortsabhängig und läuft ungleichartig ab. Eine in $\langle 001 \rangle$ auf Torsion belastete Probe zeigt eine inhomogene Floßentwicklung entlang des Probenumfangs. Während die γ' -Teilchen zu Beginn des Versuches bereits in $\langle 100 \rangle$ -Bereichen zusammenwachsen, bleiben sie in $\langle 110 \rangle$ -Bereichen würfelförmig [22,62]. Beim Kriechen wurden unterschiedliche Kinetiken im dendritischen bzw. interdendritischen Bereich gefunden [66]. In [49] wird der Einfluß eines Anrisses auf die Floßbildung untersucht. Bei beschichteten Turbinenschaufeln bilden sich die γ' -Platten innerhalb der Einflußzone der Schicht parallel zur Oberfläche. Im Gegensatz dazu resultieren aus einer aufgetragenen Zuglast senkrecht stehende γ' -Platten in der Mitte des Bauteiles [44]. Daraus wird geschlossen, daß die Floßbildung nach lokalen Mechanismen erfolgt.

2.3.3.2 Physikalische Mechanismen und Gesichtspunkte ihrer Modellierung

Die γ - und die γ' -Phase besitzen leicht unterschiedliche Gitterkonstanten und bilden daher kohärente γ/γ' -Grenzflächen. Infolgedessen entstehen in beiden Phasen Verzerrungen und im Bereich der γ/γ' -Grenzfläche die damit zusammenhängenden Kohärenzspannungen. Daraus ergibt sich um jede γ' -Teilchenoberfläche ein Verzerrungsfeld mit der entsprechenden Energie. Im Gegensatz zur Ostwald-Reifung, deren treibende Kraft ausschließlich die Verringerung der γ/γ' -Grenzflächenenergie ist, erfolgt die Floßbildung aus der Verringerung der aufgrund der Kohärenzspannungen vorliegenden gesamten Verzerrungsenergie. Unter äußeren Belastungen werden die Kohärenzspannungen je nach γ' -Würfelseite unterschiedlich abgebaut. Die γ' -Würfelflächen mit niedrigen Verzerrungsenergien wachsen auf Kosten der anderen. Das Zusammenwachsen der γ' -Teilchen in einer gegebenen Richtung wird daher bevorzugt. Die aus einer äußeren Zugspannung in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung resultierenden Änderungen der lokalen Spannungsfelder sind in der Abbildung 2.3/3 für eine Legierung mit negativer Gitterfehlpassung, d. h. die γ -Gitterkonstante ist größer als die der γ' -Phase, schematisch dargestellt. In unbelastetem Zustand /Abb. 2.3/3a/ treten zum Ausgleich der Gitterfehlpassung Druckspannungen in den γ -Kanälen und Zugspannungen innerhalb der γ' -Teilchen auf. Da die γ -Phase duktiler als die geordnete γ' -Phase ist, sind die absoluten Werte der Druckspannungen größer als die der Zugspannungen. Aus demselben Grund wird angenommen, daß die äußere Belastung hauptsächlich auf die Spannungsfelder der γ -Phase einwirkt, d. h. daß die Verformungen innerhalb eines γ' -Teilchens kaum verändert werden. Die äußere Zugspannung erniedrigt die in den

vertikalen γ -Kanälen vorhandenen Druckspannungen und erzeugt Zugspannungen in den horizontalen γ -Kanälen. Wegen der Querkontraktion nehmen die in den horizontalen Kanälen vorliegenden Druckspannungen zu /Abb. 2.3/3b/. Mit Hilfe der Finite-Element-Methode werden die dreidimensionalen lokalen Spannungszustände innerhalb eines γ' -Teilchens und in der es umgebenden γ -Phase je nach der γ' -Teilchenform untersucht [25,39,40].

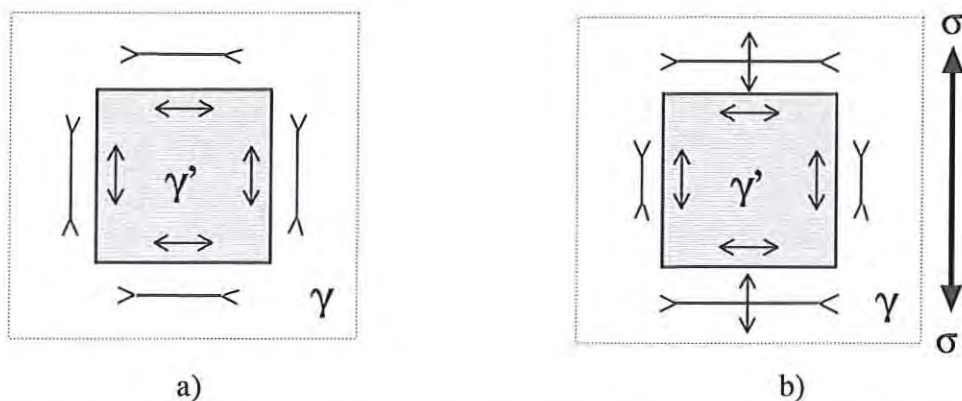


Abbildung 2.3/3: Lokale Kohärenzspannungen um ein γ' -Teilchen für eine Legierung mit negativer Gitterfehlpassung: a) Im unbelasteten Zustand, b) unter einer äußeren Zugspannung in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung.

Etliche Ansätze, die auf der Minimierung der Verzerrungsenergie beruhen, wurden dazu konzipiert, zunächst die thermodynamisch stabilste Geometrie zu ermitteln. Es sind zwei Klassen von Modellen zu unterscheiden:

Erstens sind in der Literatur Modelle zu finden, die die Floßbildung anhand rein elastischer Betrachtungen beschreiben [41-43]. In [42] wird angenommen, daß die Fehlpassung zwischen Matrix und Ausscheidung aus einer reinen Dilatation besteht. Die elastische Energie wird als Funktion der Partikelform, der angelegten Spannung und des Verhältnisses der Elastizitätsmodule der γ - bzw. γ' -Phase berechnet. Drei Formen werden berücksichtigt: Kugeln, Platten senkrecht zur Spannungsachse und Nadeln parallel zur Spannungsachse. Mit den Berechnungen wird eine Karte konstruiert, die die Bedingungen zur Erreichung niedrigster elastischer Energie ergibt.

Zweitens werden Modelle [47-49] konzipiert, in denen die lokalen plastischen Verformungen in Betracht gezogen werden. Wenn eine Legierung unter äußeren Belastungen irreversibel verformt wird, entstehen in der Matrix Versetzungen, die zu den γ/γ' -Grenzflächen wandern (Grenzflächenversetzungen). Es bilden sich Versetzungsnetzwerke, deren Versetzungsdichte sich je nach der aufgebrachten Last von γ' -Würfel­fläche zu γ' -Würfel­fläche unterscheidet. Infolgedessen werden die lokalen Spannungszustände modifiziert. Die γ' -Würfel­flächen mit niedrigen Verzerrungsenergien, d. h. mit höheren Versetzungsdichten wachsen auf Kosten der anderen. Da Schraubenversetzungen nicht dazu fähig sind, Kohärenzspannungen abzubauen, sind für

diesen Mechanismus nur Stufenversetzungen oder Stufenanteile von gemischten Versetzungen von Bedeutung [22].

Nach [47] lässt sich die Grenzflächenversetzungsdichte ρ auf einer γ' -Würfelfläche als Differenz zwischen der Anzahl der Kristallebenen pro Längeneinheit in der γ -Matrix und der Anzahl der Kristallebenen pro Längeneinheit in der γ' -Ausscheidung berechnen.

$$\rho = \left| \frac{1}{a_\gamma} - \frac{1}{a_{\gamma'}} \right| \quad (\text{Gl. 4})$$

Mit Hilfe der Gleichung 2 und nach [47] lässt sich die entsprechende Energiedichte (pro Längeneinheit der Grenzfläche und pro Versetzungslängeneinheit) als Funktion der Gitterkonstanten von γ - und γ' -Phase berechnen:

$$U = \rho U_{\text{Versetzung}} = k \frac{a_\gamma}{a_{\gamma'}} |a_\gamma - a_{\gamma'}| \quad \text{mit } k: \text{Konstante} \quad (\text{Gl. 5})$$

Die in situ vorliegenden Gitterkonstanten unterscheiden sich durch die zwischen den Kristallgittern wirksame Kohärenzspannung, die zu einer Verringerung der Gitterfehlpassung führt, von der an den isolierten Phasen ermittelten Gitterkonstanten. Da eine äußere Last die lokalen Spannungszustände verändert, sind die unter der äußeren Belastung auftretenden Gitterkonstanten a_γ und $a_{\gamma'}$ ebenfalls von denen bei unbelastetem Zustand zu unterscheiden. Dazu wird in [47] die Gitterkonstante a_γ bzw. $a_{\gamma'}$ anhand des Hooke'schen Gesetzes bezüglich der γ - bzw. γ' -Phase als Funktion der angelegten Spannung berechnet. Ausgehend von diesem einfachen Ansatz wird die Grenzflächenversetzung-Energiedichte bezüglich jeder γ' -Würfelfläche als Funktion der angelegten Spannung, der Elastizitätsmodulen der γ - und γ' -Phase, der für beide Phasen als gleich angenommenen Querkontraktionszahl und der im unbelasteten Zustand vorliegenden Gitterkonstanten berechnet. Beim Vergleich der Versetzungsenergiedichten von jeweils zwei γ' -Würfelflächen wird ermittelt, welche Teilchenform (Kugeln, Platten oder Nadeln) den günstigsten Energiezustand aufweist. Dieser für einachsige Spannungszustände entwickelte Ansatz ist in [50] für mehrachsige Belastungsarten formuliert.

Außer der thermodynamischen Stabilität ist die Kinetik des Zusammenwachsens der γ' -Teilchen von großer Bedeutung. Da der Materientransport diffusionsbedingt ist, läuft die Floßbildung hauptsächlich bei hohen Temperaturen ab. Wegen der Komplexität der Vorgänge findet sich in der Literatur keine explizite Entwicklungsgleichung bezüglich der Kinetik der Floßbildung. Das zeitabhängige Zusammenwachsen wird z. B. in [51,52] anhand der Monte-Carlo-Methode simuliert. In [46] werden

Diffusionsgleichungen von Makrodefekten, die angeblich für die Stabilität der γ' -Lamellar-Struktur entscheidend sind, formuliert.

2.3.3.3 Einfluß auf das Werkstoffverhalten

Das Zusammenwachsen von γ' -Teilchen tritt während der Betriebszeit in gerichtet erstarrten Turbinenschaufeln auf [9,53]. Deshalb ist der Einfluß der Floßbildung auf das Werkstoffverhalten und folglich auf das Bauteilverhalten für den Hersteller und Anwender von Gasturbinenschaufeln von großer Bedeutung. Falls die Floßstruktur die mechanischen Eigenschaften tatsächlich verbessert, können zusätzliche thermomechanische Behandlungen an dem Bauteil durchgeführt werden, um die optimale anisotrope Mikrostruktur einzustellen. Falls die Floß-Struktur die mechanischen Eigenschaften verschlechtert, muß sie während der Auslegung der Komponente berücksichtigt werden.

In Tabelle 2.3/2 sind experimentell ermittelte Effekte floßartiger Strukturen von kriechbelasteten, einkristallinen, $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben aus unterschiedlichen Superlegierungen zusammengefaßt.

Legierung	Floßherstellungsvorgang	T °C	σ MPa	Einfluß der Flöße		Ref.
				min. Kriechrate	Lebensdauer	
NASAIR 100	1000°C/148MPa/50h	760	800	negativ ($\times 2$)	negativ ($\div 4$)	[54]
NASAIR 100	1000°C/148MPa/50h	760	600	negativ ($\times 2$)	gleich	[54]
CMSX-2	1050°C/120MPa/24-50h	850	520	negativ ($\times 4$)	negativ ($\div 6$)	[56]
CMSX-2	1050°C/120MPa/15h	850	500	negativ ($\times 5$)	negativ ($\div 4$)	[59]
SRR99	900°C/305MPa/3% 1080°C/10min	900	607	negativ ($\times 5$)	negativ ($\div 3$)	[58]
Ni13Al9Mo2Ta	1038°C/207MPa/15h	900	414	positiv ($\div 1,5$)	positiv ($\times 2$)	[55]
CMSX-2	1050°C/120MPa/24,50h	950	230	negativ ($\times > 2$)	negativ ($\div 3$)	[56]
CMSX-4	1000°C/Mt=20Nm/120h	1000	*40Nm	positiv ($\div 3$)	gleich	[66]
CMSX-2	1050°C/120MPa/15h	1050	120	gleich	gleich	[59]

Tabelle 2.3/2: Einfluß der floßartigen Struktur auf das Kriechverhalten von einkristallinen, $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben aus Superlegierungen. $\times 2$ bedeutet z.B., daß die Kriechrate verdoppelt wird.

* aufgebrachtes Drehmoment bei Torsionsbeanspruchungen.

Niedrige Spannungen, d. h. lange Bruchzeiten, und hohe Temperaturen stellen Kriechbedingungen dar, bei denen Verformungen durch das Klettern von Versetzungen induziert werden. Im Vergleich zu würfelförmigen γ' -Teilchen behindert die Floßbildung die Klettermechanismen; infolgedessen verlangsamt sie den Kriechvorgang und führt zu längerer Lebensdauer [59,61]. Experimentell ist jedoch häufig festzustellen, daß würfel- und plattenförmiges Ausgangsgefüge zum selben Kriechverhalten führen, weil sich das würfelförmige Ausgangsgefüge während des Versuches zu Platten umwandelt und sich damit der durch thermomechanische Vorbehandlungen künstlich eingestellten Floßstruktur annähert.

Höhere Spannungen und niedrige Temperaturen begünstigen das Schneiden der γ' -Teilchen durch Versetzungen [59]. Die Flöße, die hier als überalterte Mikrostruktur angesehen werden müssen, können leichter geschnitten werden und vermindern deshalb die Kriechbeständigkeit im Vergleich zu würfelförmigen γ' -Teilchen [56,59].

Der Einfluß einer plattenförmigen γ' -Struktur auf das Werkstoffverhalten bei zyklischen Beanspruchungen wird in einigen Arbeiten dokumentiert [45,56,57,60]. In [45] werden LCF-Versuche an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben bei 980 °C und 1,2 % gesamter Dehnschwingbreite durchgeführt. Bei hoher Dehnrates (10^{-3} s^{-1}) bilden sich bis zum Versagen der Probe keine Flöße. Bei niedriger Dehnrates (10^{-5} s^{-1}) entwickeln sich Flöße entlang der $\{111\}$ -Ebenen und machen den Weg frei für die auf oktaedrischen $\{111\}$ -Ebenen gleitenden Versetzungen. Daraus folgt eine drastische Entfestigung des Werkstoffes. Unterschiedliche Ausgangsgefüge mit senkrecht bzw. parallel zur Spannungsachse stehenden Flößen werden nach der entsprechenden thermomechanischen Behandlung in einkristallinen Proben aus CMSX-6 erzeugt [60].

Nach LCF-Beanspruchungen ist im Vergleich zu Versuchsergebnissen an Proben mit würfelförmigem Ausganggefüge festzustellen, daß die senkrecht zur Spannungsachse stehenden Flöße die Anzahl von Zyklen bis zum Bruch herabsetzen. Dieser negative Effekt wird in [56,57] bestätigt. Im Gegensatz dazu verbessert eine parallel zur Spannungsrichtung stehende floßartige γ' -Struktur die Ermüdungsbeständigkeit der entsprechenden Proben.

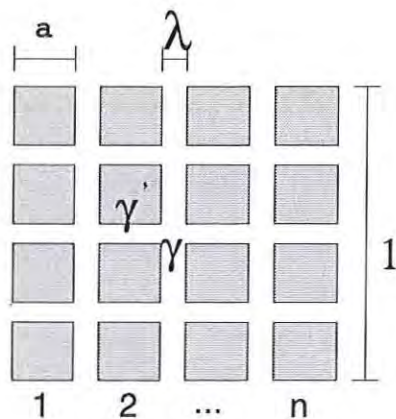
3 Mikrostrukturelle Untersuchungen

Die im Rahmen dieser Arbeit angewandten Annahmen zur strukturabhängigen Modellierung des Verformungsverhaltens einkristalliner Superlegierungen stützen sich auf eigens durchgeführte Untersuchungen der Mikrostruktur, die in diesem Kapitel beschrieben werden.

3.1 Probenpräparation und Meßverfahren

Mit Hilfe der Laue-Rückstrahlmethode wird die primäre Orientierung der Proben bestimmt. Da die sekundären Dendritenarme parallel zu den [100]-Richtungen liegen, kann die in einem Querschnitt liegende sekundäre Probenorientierung durch Untersuchung der geätzten Fläche unter einem Lichtmikroskop abgeschätzt werden. Nach dem Einbetten des Materials in Kunstharz werden die Flächen mit SiC-Papier bis zur 800^{er} Größe plangeschliffen. Die Politur erfolgt zunächst mit Diamantpaste von 6 bis 1 μm und dann mit Hilfe einer Siliziumdioxid-Suspension (Mastermet). Um die γ' -Teilchen sichtbar zu machen, wird die oberste γ -Schicht elektrolytisch entfernt. Die Ätzdauer beträgt etwa 10 bis 20 Sekunden bei einer Spannung von 5 Volt. Das speziell für Superlegierungen verwendete Ätzmittel besteht aus 92 ml Phosphorsäure, 5 ml Schwefelsäure und 10 g Chrom-VI-Oxid. Für die Untersuchungen am Rasterelektronenmikroskop (REM) werden die Querschliffe durch Platinbesputtern leitfähig gemacht.

Das interaktive Bildanalysesystem IBAS der Firma Kontron wird zur Ermittlung der mittleren γ' -Kantenlängen eingesetzt. Auf einer vergrößerten REM-Aufnahme sind beide Phasen an ihrer Helligkeit zu erkennen (helle γ' -Teilchen und dunkle γ -Phase). Nach Digitalisierung der Aufnahmen wird die Anzahl von Pixel ermittelt und in den γ' -Flächenanteil umgerechnet. Aufgrund des damit verbundenen niedrigen Aufwandes erlaubt diese EDV-unterstützte Methode gute Statistiken. Die im Schliff grau aussehenden Phasen begrenzen jedoch die Meßgenauigkeit dieser Methode. Infolgedessen werden als Prüfmethode die γ' -Teilchen eines Bereiches der vergrößerten REM-Aufnahme gezählt. Diese Methode ist aufwendig und liefert keine gute Statistik, verfügt aber über einen geringen systematischen Meßfehler. Mit Hilfe beider Methoden lassen sich Größen ermitteln, die in mittlere γ' -Kantenlängen umgerechnet werden müssen. Dazu wird ein geometrisches Modell angewandt [26], in dem die Anordnung der Mikrostruktur wie folgt idealisiert wird:



- a: Mittlere Kantenlänge der γ' -Ausscheidung
 λ : Mittlere γ -Kanalbreite
 F: γ' -Volumenanteil
 S: γ' -Flächenanteil in der {001}-Ebene
 n: Teilchenzahl pro Längeneinheit
 N: Teilchenzahl pro Flächeneinheit
 L: Gesamte Länge der γ -Kanäle pro Flächeneinheit

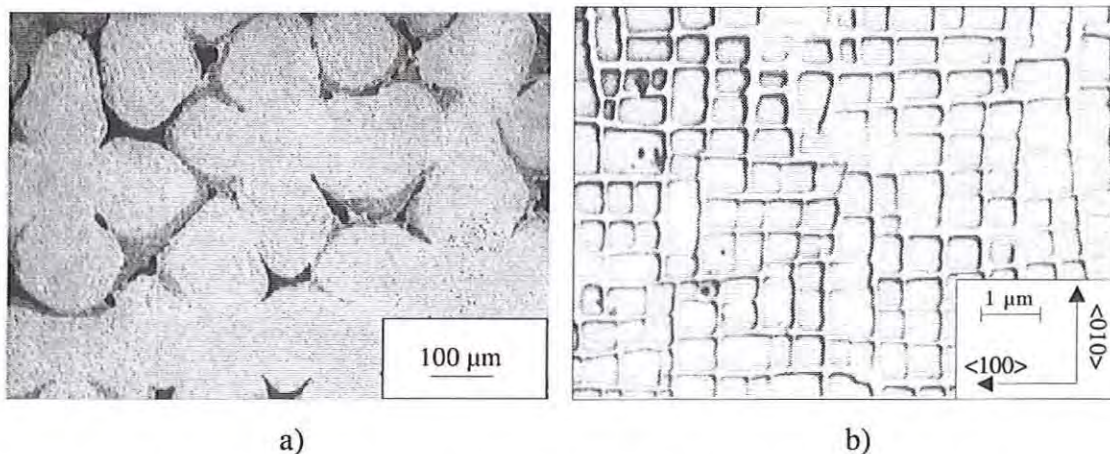
 Abbildung 3.1/1: Geometrisches Modell für die quantitative Analyse der γ' -Ausscheidungen.

Somit sind der γ' -Volumenanteil, die mittlere γ -Kanalbreite, die mittlere γ' -Kantenlänge und die Anzahl der γ' -Teilchen pro Einheitsfläche wie folgt verknüpft:

$$F = S^{\frac{3}{2}}; \quad \frac{\lambda}{a} = F^{\frac{1}{3}} - 1; \quad a = \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda}{a}\right)\sqrt{N}}; \quad N = \left(\frac{L}{2}\right)^2$$

3.2 Entwicklung des Gefüges bei Auslagerung

3.2.1 Ausgangsgefüge der Legierung CMSX-4



Abbildungen 3.2/1: Ausgangsgefüge der Superlegierung CMSX-4

a) Lichtmikroskopische Aufnahme der dendritischen Struktur

b) REM-Aufnahme der würfelförmigen γ' -Teilchen in der γ -Matrix

Nach der Standardwärmebehandlung weist die Superlegierung CMSX-4 eine ausgeprägte dendritische Struktur /Abb. 3.2/1a/ mit einem primären Dendritenabstand von ca. 350 nm auf. Die würfelförmigen γ' -Teilchen sind gleichmäßig verteilt /Abb. 3.2/1b/. Feinere γ' -Teilchen mit einem Radius von etwa 50 nm sind sporadisch in den γ -Kanälen zu finden. Sie treten jedoch lediglich in γ -Zonen mit breiteren Kanälen auf. Der aus der Literatur [21] entnommene Wert des γ' -Volumenanteil beträgt $71\% \pm 2\%$. Aus der oben beschriebenen Methode ergeben sich die geometrischen Parameter des γ' -Ausgangsgefüges für die Legierung CMSX-4:

mittlere γ' - Kantenlänge [μm]	mittlere γ - Kanalbreite [μm]	γ' - Volumenanteil [%]	γ' -Flächenanteil in {001}-Ebenen [%]
0,55	0,06	71	80

Tabelle 3.2/1: Geometrische Merkmale des γ' -Ausgangsgefüges der Legierung CMSX-4

3.2.2 Ostwald-Reifung bei 1000°C

Da Turbinenschaufeln für lange Betriebsdauern ausgelegt werden, ist die Stabilität der Mikrostruktur zur Sicherstellung der Auslegungsgrößen von besonderer Bedeutung.

Bei der Superlegierung CMSX-4 wurde die Reifung der γ' -Phase bei 1000 °C untersucht. <001>-orientierte Werkstoffscheiben, ausgelagert in einem Glühofen bei 1000 °C, wurden nach unterschiedlichen Zeitabschnitten bis 1000 Stunden dem Ofen entnommen, in kaltem Wasser abgeschreckt und für die REM-Untersuchung präpariert. Die Ermittlung der mittleren Kantenlänge der γ' -Teilchen erfolgte nach der oben beschriebenen Methode. Für jede Auslagerungszeit wurde eine Fläche von 280 μm^2 untersucht, was einer Anzahl von ca. 720 Teilchen entspricht. Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen sind in Abb. 3.2/2 zusammengefaßt und verdeutlichen den bei 1000 °C quantifizierbaren Reifungseffekt.

Obwohl die Annahmen, auf denen die LSW-Theorie basiert, bei einkristallinen Superlegierungen mit hohem γ' -Volumenanteil deutlich nicht erfüllt sind, läßt sich der Verlauf der mittleren Kantenlänge der γ' -Teilchen in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit durch die LSW-Theorie gut beschreiben, d. h. der mittlere Radius eines Teilchens wächst bei einer Temperatur T proportional zur dritten Wurzel aus der Zeit. Es soll trotzdem darauf hingewiesen werden, daß die Ergebnisse keine Abschätzung des Reifungsexponenten erlauben, sondern zunächst nur die Anwendbarkeit der LSW-Entwicklungsgleichung /Gl. 3a/ zur Simulation des Reifungsprozesses einkristalliner Superlegierungen bestätigen.

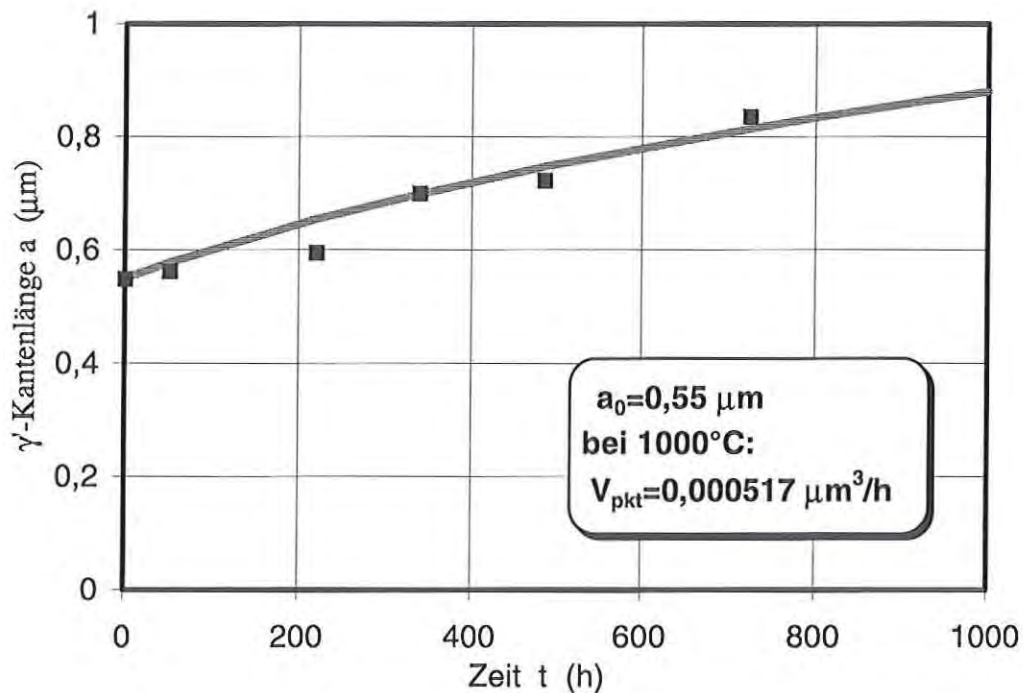


Abbildung 3.2/2: Reifung der γ' -Phase bei 1000°C nach isothermischer Belastung für die Legierung CMSX-4: Die Punkte stellen gemessene Werte dar; die Linie ist die Anpassung gemäß der LSW-Theorie.

Wie die Extrapolation nach Gleichung 3a für die Reifung bei 1000°C zeigt, verdoppelt sich nach ca. 2700 Stunden die mittlere Kantenlänge der γ' -Teilchen. In Bezug auf diese Ordnungsgröße kann der Unterschied der Einflüsse der Teilchenausgangsgröße auf das Verhalten von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben zwischen niedrigen (750°C) und hohen (1050°C) Temperaturen geklärt werden. Während bei niedrigen Temperaturen die $\langle 111 \rangle$ -Kriechbeständigkeit mit zunehmender Ausgangsteilchengröße stark abnimmt, ist dieser Effekt bei hohen Temperaturen nicht mehr gemessen worden (vgl. 2.3.1.2). Dies kann auf die Reifung zurückgeführt werden, da bei hohen Temperaturen das thermodynamisch instabilste Ausgangsgefüge mit den kleineren γ' -Teilchen reift und deshalb im Lauf des Versuches dem Ausgangsgefüge mit größeren γ' -Teilchen ähnlich wird. Damit verschwindet bei hohen Temperaturen der bei niedrigen Temperaturen beobachtete Effekt der unterschiedlichen γ' -Teilchenausgangsgrößen. Wegen der Floßbildung bei überlagerter Spannung gelten diese Argumente nicht für andere Kristallorientierungen, insbesondere nicht für die $\langle 001 \rangle$ -Richtung.

3.3 Floßbildung

3.3.1 Einachsige Belastung

Die einfachste und am häufigsten angewandte Methode zur Herstellung von γ' -Flößen besteht im Anlegen einer Zugspannung an eine $\langle 001 \rangle$ -orientierte Probe. Die γ' -Teilchen wachsen dann senkrecht zur Spannungsrichtung zusammen und bilden plattenförmige γ' -Agglomerate /Abb. 3.3/1/.

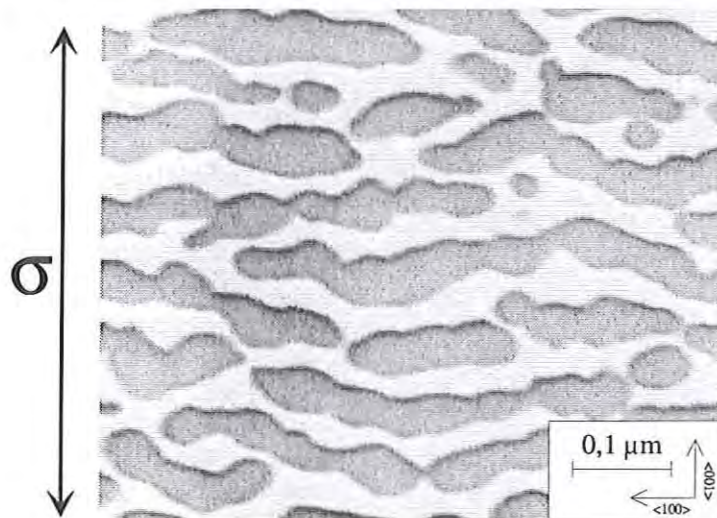


Abbildung 3.3/1: Floßartige γ' -Struktur in einer kriechverformten $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe nach dem Anlegen einer Zugspannung; $\{100\}$ -Längsschnitt; dunkle Phase: γ' , helle Phase: γ .

Bei einer geringen Orientierungsabweichung der Probe bilden sich die Flöße nicht mehr senkrecht zur Spannungsachse, sondern wachsen in $\{001\}$ -Ebenen zusammen. Zur Untersuchung des Zusammenhanges zwischen der Floßbildung und dem Betrag der Verformung wurde eine Reihe von unterbrochenen technischen Kriechversuchen bei 1000°C mit Proben aus CMSX-4 durchgeführt. Bei einer angelegten Spannung von 250 MPa wurden vier Versuche nach unterschiedlichen Prüfdauern unterbrochen /Abb. 3.3/2/ und die Probenquerschliffe zur REM-Untersuchung der gebildeten Mikrostruktur vorbereitet /Abb. 3.3/3/. Der Versuch D wurde bis zum Bruch nach 138 Stunden durchgeführt.

Die Flöße sind bereits nach einer sehr kurzen Prüfzeit (38 Stunden) vorhanden, was die Anfälligkeit der Legierung CMSX-4 für die Floßbildung bestätigt. Obwohl die zum Probenquerschnitt normale Zugspannung ortsunabhängig ist, läuft die Floßbildung nicht homogen ab. Nach 38 Stunden sind die Flöße im Dendriten bereits weit entwickelt, jedoch im interdendritischen Bereich noch kaum erkennbar.

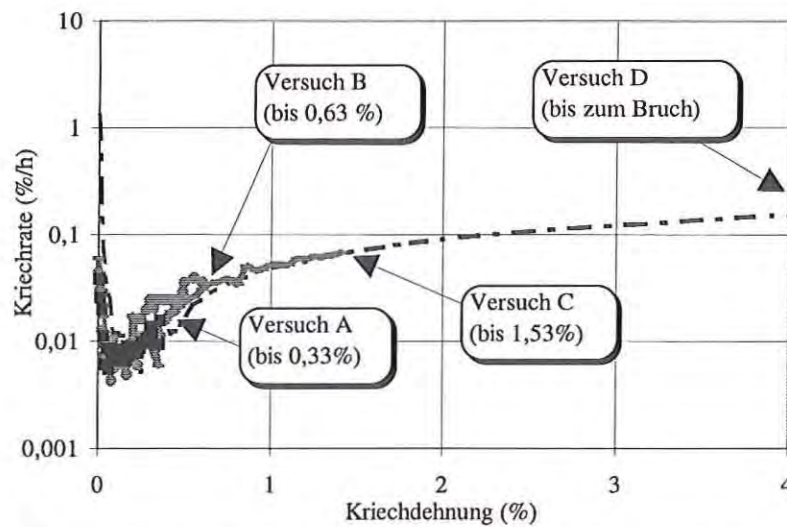
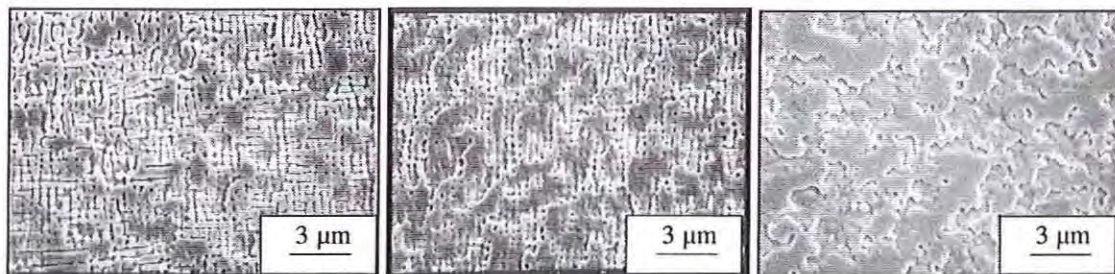
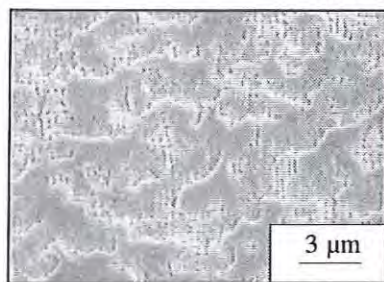


Abbildung 3.3/2: Unterbrochene Kriechversuche mit $\langle 001 \rangle$ -orientierten einkristallinen Proben aus CMSX-4, 250 MPa / 1000°C.



Probe A: nach 38 Stunden Probe C: nach 70 Stunden Probe D: nach 133 Stunden
a) im interdendritischen Bereich



Probe A: nach 38 Stunden
b) im Dendriten

Abbildung 3.3/3: REM-Aufnahmen der unter Kriechbedingungen gebildeten γ' -Floßstruktur nach unterschiedlichen Versuchsdauern und an unterschiedlichen Stellen im Mikrogefüge: a) im interdendritischen Bereich, b) im Dendriten; (001)-Querschnitte von einkristallinen Proben aus CMSX-4.

Die ungleichartige γ' -Floßbildung ist auf die Ortsabhängigkeit der Gitterfehlpassung zurückzuführen (vgl. 2.2.6). Da der Ausgleich der Gitterfehlpassung die Triebkraft der Floßbildung ist, läuft der Vorgang bei der etwas höheren negativen Fehlpassung in der Mitte des Dendriten schneller ab als bei niedrigem Wert im interdendritischen Bereich. Mit zunehmender Prüfdauer ist dieser Unterschied nicht mehr beobachtbar. Die Proben erreichen ihre minimale Verformungsgeschwindigkeit, bevor die Floßbildung abgeschlossen ist. Diese findet hauptsächlich während des Anstieges der Verformungsgeschwindigkeit nach dem Erreichen der minimalen Kriechrate statt. Beim Probenversagen sind die Flöße vollständig ausgebildet, ohne Makrodefekte aufzuweisen. Am Rand der Probe, wo sich eine wegen Oxidation an Chrom- und γ' -verarmte Zone gebildet hat, ist keine regelmäßig orientierte Mikrostruktur mehr zu finden.

3.3.2 Thermomechanische Ermüdung an einer Modellturbinenschaufel

3.3.2.1 Bauteilfertigung und Versuchsbeschreibung

Im Rahmen des Sonderforschungsprogramms SFB 370 werden von ACCESS e.V. einkristalline, von innen kühlbare Modellturbinenschaufeln aus CMSX-4 zur Verfügung gestellt. Die gerichtete Erstarrung erfolgte in einem Bridgman-Stockbarger-Ofen. Zur Gestaltung der drei Kühlkanäle kommen keramische Kerne zum Einsatz und werden innerhalb der Formschale mit Platinstiften festgehalten. Wachsmodelle und keramische Kerne wurden vom Feingußwerk Thyssen hergestellt. Nach der Erstarrung wurden die keramischen Kerne in einer Natriumhydroxid-Lauge aus dem Bauteil ausgelöst. Zur Überprüfung der Einkristallinität wurde das Gußstück makrogeätzt /Abb. 3.3/4/.

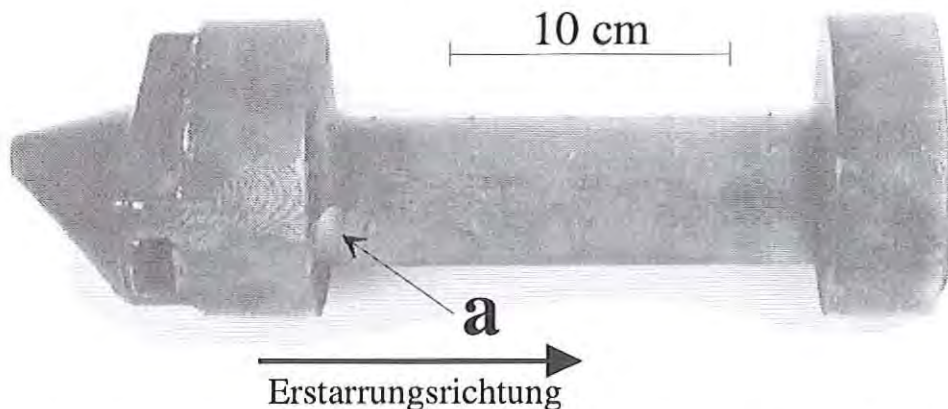


Abbildung 3.3/4: Makrogeätzte Modellschaufel nach ihrer Erstarrung; a = sekundäres Korn

Bei der Erstarrung des schroffen Überganges vom Schaufelfuß zum Schaufelblatt nimmt die abzuführende Wärme drastisch ab. Dies begünstigt die Bildung neuer Kristallkeime. Da diese Übergangsphase durch die kontinuierliche Einstellung der Erstarrungsparameter schwer zu beherrschen ist, soll die Geometrie der Modellschaufel künftig

werden. In der untersuchten Modellschaufel erscheint ein sekundäres Korn am Übergang zwischen dem Schaufelfuß und dem Schaufelblatt /Abb. 3.3/4/. Die während des Versuches aufgeheizte Zone des Schaufelblattes, d. h. der verformte Bereich der Schaufel, erstarrte jedoch einkörnig, was relevant für den Versuch ist. Die Modellschaufel wird nach den für CMSX-4 spezifizierten Temperaturzyklen thermisch behandelt /Tab. 3.3/1/ und für die Einspannung in eine servohydraulische Viersäulen-Prüfmaschine vorbereitet. Die Wandstärke der Schaufel beträgt $2 \pm 0,01$ mm. Im Vergleich zu Modellschaufeln, deren Kühlkanäle funkenerosiv bearbeitet wurden, weist die mit keramischen Kernen erstarrte Modellschaufel eine bessere Genauigkeit in Bezug auf ihre Wandstärke auf.

<i>Lösungsglühen</i>	
Dauer (h)	Temperatur (°C)
2	1277
2	1288
3	1296
3	1304
2	1313
2	1316
2	1318
2	1321

<i>Erste Ausscheidungsbehandlung</i>	
Dauer (h)	Temperatur (°C)
6	1140

<i>Zweite Ausscheidungsbehandlung</i>	
Dauer (h)	Temperatur (°C)
20	871

Tabelle 3.3/1: Durchgeführte Wärmebehandlung für die einkristalline Modellschaufel aus CMSX-4. Die Wärmebehandlung findet in einem Vakuumofen mit einem niedrigen Partialdruck von Argon (10^{-5} mbar) statt. Die Temperaturerhöhungsgeschwindigkeit zwischen 2 Stufen beträgt 1°C min^{-1} . Die Abkühlung erfolgt durch Abschrecken mit Argon.

Zur Simulation der mechanischen Betriebsbeanspruchungen (Zentrifugalkraft) wurde die Modellschaufel einer konstanten Zugkraft ausgesetzt. Die statische Zugkraft an der Schaufel lag bei 90 kN, was einer Spannung von 230 MPa im Schaufelblattquerschnitt entspricht.

Die Berücksichtigung der durch das Heißgas übertragenen Wärme erfolgte durch induktive Aufheizung. Eine mit angepaßter Geometrie hergestellte Kupferspule wurde an einen Hochfrequenzgenerator gekoppelt. Das durch die Spule erzeugte magnetische Feld ruft Induktionströme innerhalb der Modellschaufel hervor, die wiederum ein magnetisches Feld erzeugen. Im stationären Zustand strömen die Elektronen lediglich an der äußeren Komponentenoberfläche, die dadurch erhitzt wird (Skin Effect). Die Eindringtiefe des direkt erwärmten Bereiches beträgt etwa 0,2 mm. Die Wärme breitet sich innerhalb des gesamten Bauteiles durch Wärmeleitung aus.

Zur Simulation der Abkühlung unter Betriebsbedingungen wurde durch die drei voneinander getrennten Kühlkanäle kalte Preßluft geblasen. Durch die induktive Aufheizung und die Luftabkühlung sollen maximale Temperaturgradienten erzielt werden. Die aufgeheizte Zone befindet sich in der Mitte der Schaufel und hat in etwa eine Gesamtlänge von 6 cm.

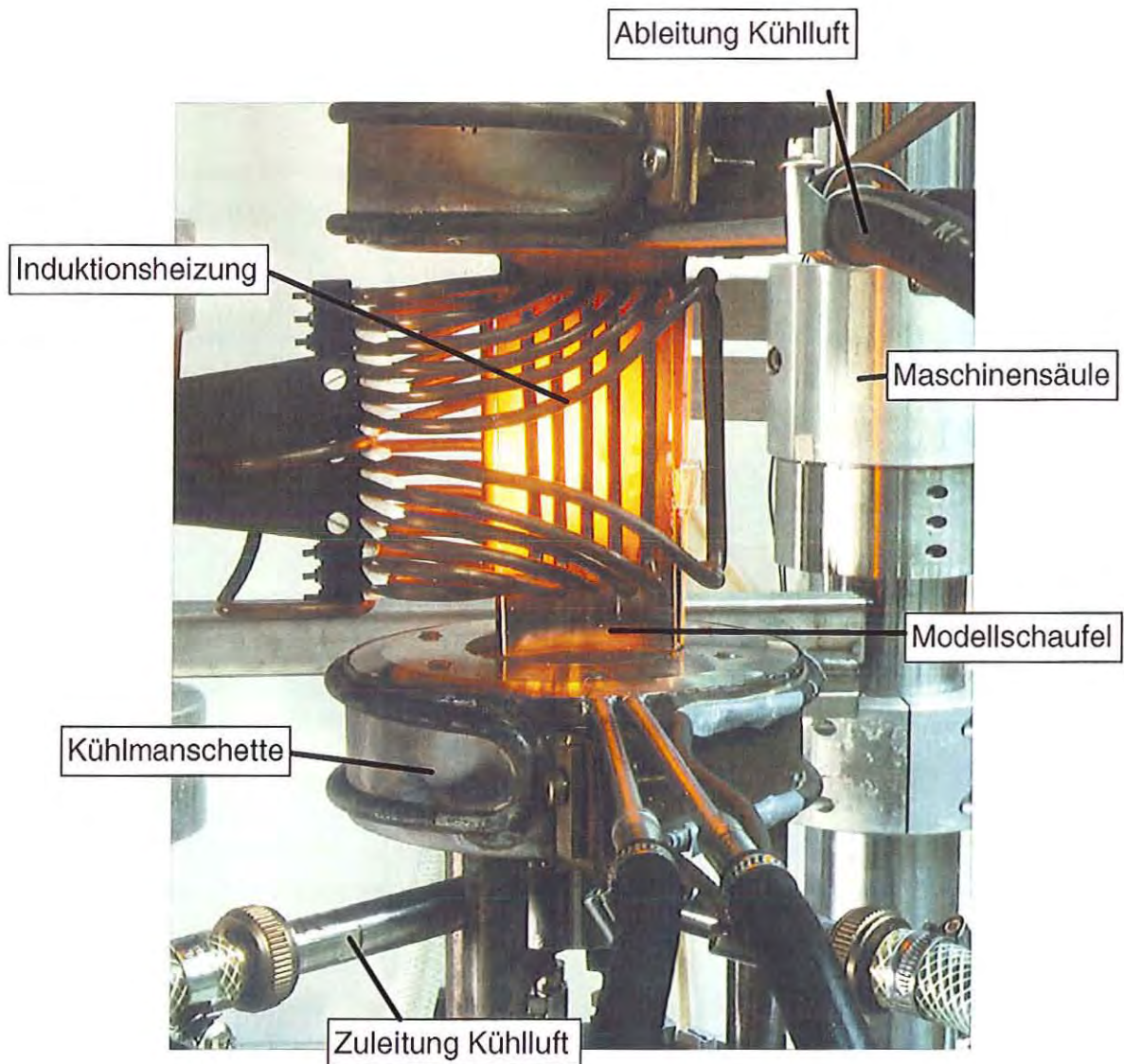


Abbildung 3.3/5: Versuchsaufbau für die Modellschaufel

Die Temperaturen werden entlang des Umfanges der Modellschaufel mit Hilfe von aufgepunkteten Pt/Re-Thermoelementen gemessen.

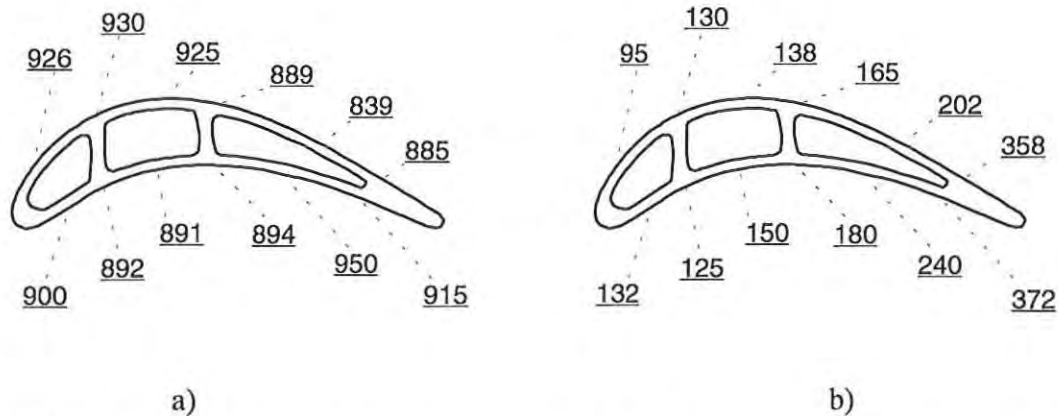


Abbildung 3.3/6a: Gemessene Temperaturfelder [°C] im mittleren Querschnitt der Modellschaufel

a) während der Haltezeit; b) zu Beginn der Wiedererwärmung.

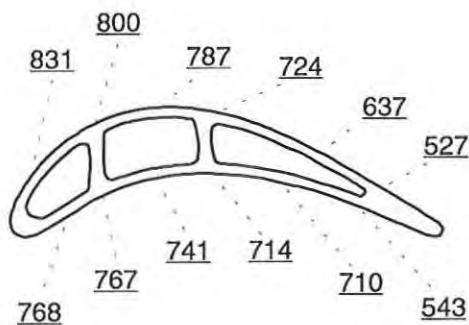


Abbildung 3.3/6b: Gemessene Temperaturdifferenzen (maximale Temperatur während der Haltezeit minus minimale Temperatur, die vor der Wiederaufheizung herrscht) eines Zyklus im mittleren Querschnitt der Modellschaufel.

Zur Abschätzung der Lebensdauer ist nicht allein die maximale Temperatur entscheidend, sondern auch die Temperaturdifferenz während eines Zyklus, die je nach der Effektivität der Kühlung ortsabhängig ist. Maximale Temperaturen während der Haltezeit, minimale Temperaturen vor der Aufheizphase sowie die resultierenden Temperaturdifferenzen sind in Abb. 3.3/6a,b gegeben. Daraus ergibt sich, daß die maximale bzw. minimale Temperatur an der Anströmkante gemessen wird. An dieser Stelle beträgt die Temperaturdifferenz bis zu 831 °C, während sie an der Abströmkante nur bei 527 °C liegt.

Da nach 1672 Zyklen mit einer Haltezeit von je 1760 Sekunden die Probe kein Anzeichen von Versagen zeigt, wird die Haltezeit auf 560 Sekunden verkürzt. Nach 1200 weiteren Temperaturzyklen versagt die Probe.

Zyklenart	I	II
Aufheizdauer (s)	40	40
Haltezeit (s)	1760	560
Abkühlungsdauer (s)	100	103
Zyklenanzahl	1672	1200

Tabelle 3.3/1: Übersicht über die Belastungsbedingungen der einkristallinen Modellschaufel aus CMSX-4

3.3.2.2 Mikrostrukturelle Untersuchungen

Aufgrund der hohen Temperaturen (über 849 °C) und der überlagerten Zugspannung sind auf den REM-Aufnahmen an beliebigen Stellen im Schaufelquerschnitt senkrecht zur Spannungsrichtung orientierte Flöße zu finden. Im Dendriten ist die plattenförmige γ' -Mikrostruktur überall gleichmäßig weit entwickelt. Im Restschmelzgebiet findet das Zusammenwachsen ungleichmäßig statt. Die γ' -Platten wachsen nicht nur in den Ebenen senkrecht zur Spannungsrichtung, sondern gelegentlich in stark mikrogeseigten Bereichen auch parallel zur Spannungsachse. Dieses Gefüge läßt sich mit Hilfe der im Restschmelzgebiet gemessenen positiven Gitterfehlpasungen erklären /vgl. 2.2/.

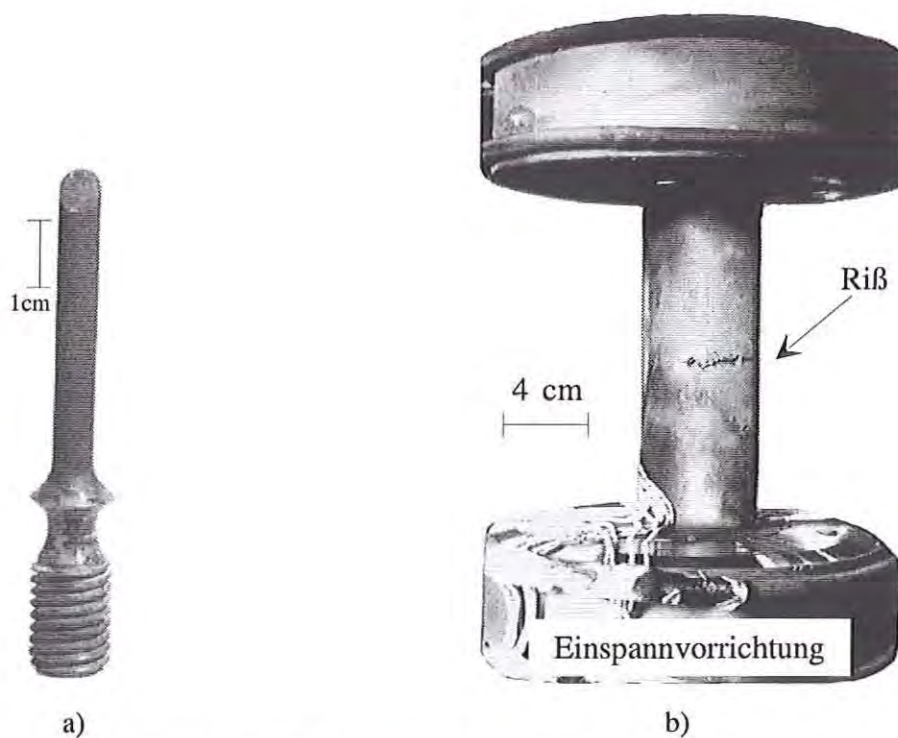


Abbildung 3.3/5: Bruchverlauf bei einkristallinen Strukturen; a) Kriechverformte <001>-orientierte Probe bei 800°C und 550 MPa, b) Thermomechanisch ermüdete <001>-orientierte Modellschaufel.

Erwähnenswert ist der Versagensvorgang der Modellschaufel. Der Riß entsteht an der Anströmkante, wo die Temperaturschwankungen am höchsten sind, und breitet sich in Richtung der Abströmkante nahezu senkrecht zur Spannungsachse aus /Abb. 3.3/5b/. Die Bruchfläche besteht aus unterschiedlich orientierten Facetten. Im Gegensatz dazu weisen häufig $\langle 001 \rangle$ - oder $\langle 011 \rangle$ -orientierte Kriechproben nach ihrem Versagen glatte Bruchflächen auf, die in der $\{111\}$ -Ebene liegen /Abb. 3.3/5a/.

3.3.3 Torsionsversuche an einkristallinen Hohlproben aus CMSX-2

Zur Untersuchung des Einflusses des γ' -Ausgangsgefüges auf das Verformungsverhalten einkristalliner Superlegierungen wurden Torsionsversuche an Hohlproben bei 1000 °C durchgeführt [66]. Die einkristallinen Proben bestehen aus der Superlegierung CMSX-2, die sich hauptsächlich wegen des Rheniums von CMSX-4 unterscheidet. Da die aus der Superlegierung CMSX-2 gefertigten $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben mit einem äußeren Durchmesser von 12 mm und einer Wanddicke von 2 mm hohl sind, wird angenommen, daß die Schubspannung über die Wanddicke konstant ist. Die Untersuchung der Rundheit beider Proben mit Hilfe eines dreidimensionalen Koordinaten-Meßsystems zeigt vor dem Versuch keine meßbare Elliptizität.

Wie in [22] beschrieben, findet beim Aufbringen eines Drehmomentes an einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe die Floßbildung entlang des Probenumfangs ungleichmäßig statt. In den Bereichen nahe den $[100]$ -Achsen sind die Flöße weitgehend entwickelt, aber in den nahe den $[110]$ -Achsen neigen die γ' -Teilchen dazu, würfelförmig zu bleiben. Durch das Aufbringen eines zusätzlichen Drehmomentes (20 Nm, 140 Stunden, 1000 °C) wurde bei der Probe A die entsprechende oben beschriebene Floßstruktur eingestellt. Die zweite $\langle 001 \rangle$ -orientierte Probe B wurde keiner weiteren thermomechanischen Behandlung unterworfen. Daher wies die Probe B eine aus würfelförmigen γ' -Teilchen bestehende Ausgangsmikrostruktur auf.

Beide Proben wurden anschließend bei 1000 °C mit einem Drehmoment von 40 Nm beansprucht. Die entsprechenden Kriechkurven /Abb. 3.3/6/ zeigen, daß in diesem Fall die erzeugte Floßstruktur eine Verbesserung der Kriechbeständigkeit von tordierten $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben bewirkt. Die Probe B kriecht im sekundären Kriechbereich ca. zweieinhalbmals schneller als die Probe A. Da beide Kriechkurven am Anfang gleich verlaufen, wird der Einfluß der Ausgangsversetzungsdichte der vor-verformten Probe B auf ihr Verhalten vernachlässigt.

Nachdem beide Proben gleich verformt wurden, wurden ihre Rundheiten geprüft. Im Vergleich zur Probe A weist die Probe B, deren Ausgangsstruktur floßartig war, eine deutlichere Elliptizität auf /Abb. 3.3/7/. Daher wird angenommen, daß eine Floßstruktur die Anisotropie der mechanischen Eigenschaften des entsprechenden Körpers beeinflusst.

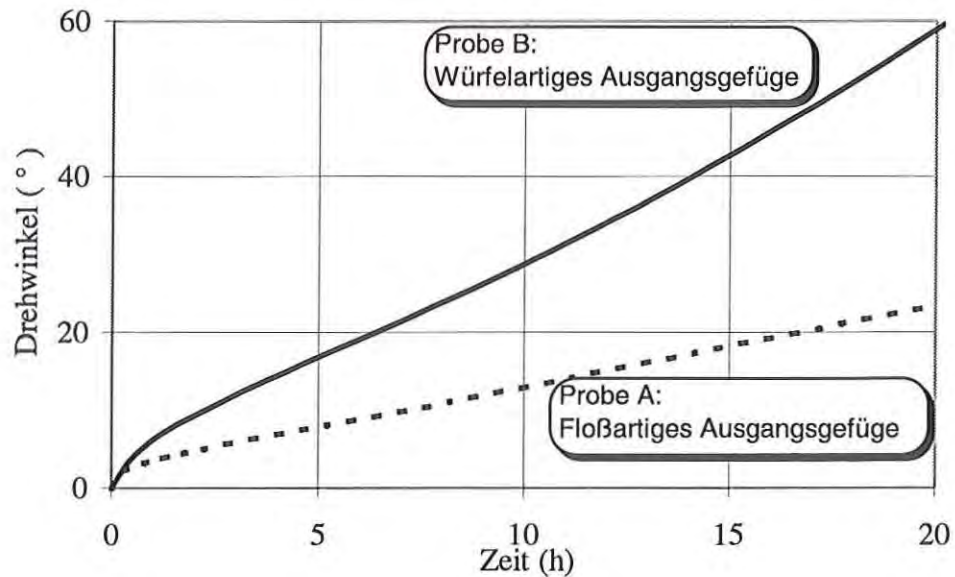


Abbildung 3.3/6: Einfluß eines floßartigen γ' -Ausgangsgefüges auf das Torsionsverhalten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten einkristallinen Hohlproben aus CMSX-2. $M_t=40 \text{ Nm}$; 1000°C .

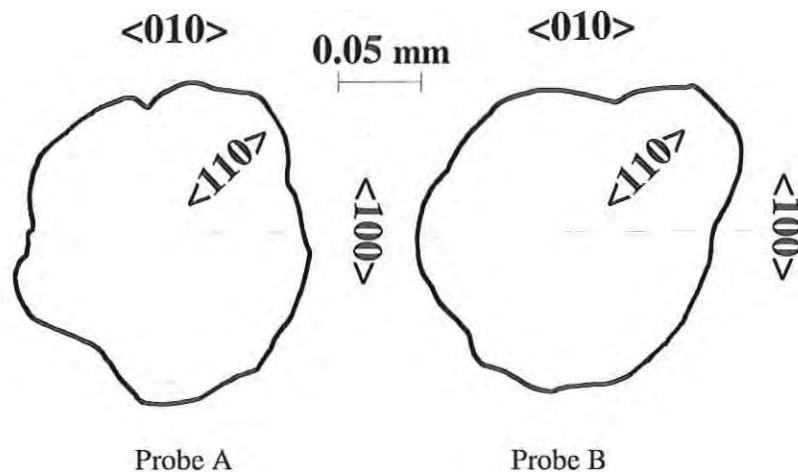


Abbildung 3.3/7: Gemessene Rundheit nach Torsionsbeanspruchungen an Hohlproben mit unterschiedlichem Ausgangsgefüge: A: würfelförmige γ' -Teilchen, B: durch Vorbehandlung erzeugte floßartige γ' -Struktur. Die floßartige Struktur beeinflusst das anisotrope Verformungsverhalten einkristalliner Superlegierungen.

4 Ansätze zur Beschreibung des Verformungsverhaltens

Hier besteht die Aufgabe des Modellierers in der Erarbeitung von Beziehungen zwischen Spannungen und Dehnungen, die unter vorgegebenen Randbedingungen das thermomechanische Verformungsverhalten mit bestmöglicher Genauigkeit simulieren können. Spannungen und Dehnungen werden üblicherweise durch die symmetrischen Matrizen σ_{ij} (Cauchy'scher Spannungstensor) und ε_{ij} (Dehnungstensor) in Bezug auf einen gegebenen Raum beschrieben. Hinter dem Spannungs- bzw. Dehnungstensor stehen physikalische Begründungen, beispielsweise, daß die i -te Spalte des Spannungstensors die Kraft beschreibt, die auf eine zum Vektor e^i senkrecht stehende Einheitsfläche wirkt. Um den mathematischen Aufwand zu verringern, können unter Einhaltung der matriziellen Eigenschaften anstelle matrizieller Notationen sechsdimensionale Vektoren angewandt werden.

$$\sigma' = (\sigma_1 = \sigma_{11}, \sigma_2 = \sigma_{22}, \sigma_3 = \sigma_{33}, \sigma_4 = \sigma_{12}, \sigma_5 = \sigma_{13}, \sigma_6 = \sigma_{23}) \quad (\text{Gl. 6a})$$

$$\varepsilon' = (\varepsilon_1 = \varepsilon_{11}, \varepsilon_2 = \varepsilon_{22}, \varepsilon_3 = \varepsilon_{33}, \varepsilon_4 = 2\varepsilon_{12}, \varepsilon_5 = 2\varepsilon_{13}, \varepsilon_6 = 2\varepsilon_{23}) \quad (\text{Gl. 6b})$$

Die Einstein'sche Notation wird verwendet: z. B.

$$\varepsilon_{ij} = C_{ijkl} \sigma_{kl} \quad \text{oder} \quad \varepsilon_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \sigma_{kl} \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_i = C_{ik} \sigma_k \quad \text{oder} \quad \varepsilon_i = \sum_k C_{ik} \sigma_k$$

4.1 Algebraische Regeln zur Beschreibung der Anisotropie

4.1.1 Materielle Symmetrien

Im Gegensatz zu realen Einkristallen hängen die materiellen Symmetrien eines technischen einkristallinen Festkörpers aus einer Superlegierung von der Ausdehnung des betrachteten Bereiches ab. Um diesen Größeneffekt genauer zu betrachten, werden aus dem einkristallinen Körper würfelförmige Stichproben verschiedener Größen entnommen und ihre Symmetrieeigenschaften studiert.

Zunächst wird ein Würfel des entsprechenden Körpers mit einer Kantenlänge von einigen Millimetern betrachtet. Hier erscheinen die Dendriten als Substruktur, die die Symmetrie des Würfels bestimmen. Unter Berücksichtigung dieser Symmetrien soll die $\langle 001 \rangle$ -Dendritenwachstumsrichtung von den dazu querliegenden $\langle 010 \rangle$ - und $\langle 100 \rangle$ -Richtungen unterschieden werden. Der eventuelle Einfluß der dendritischen Struktur auf das makroskopische Verhalten einkristalliner Superlegierungen wird stets vernachlässigt oder vergessen, ohne daß sich in der Literatur der experimentelle Nachweis findet.

Zweitens stellt man sich einen aus dem einkristallinen Körper ausgeschnittenen Würfel vor, dessen Größe im Mikrometer-Bereich liegt. Der Festkörper befindet sich im

Ausgangszustand, d. h. daß er würfelförmige γ' -Teilchen enthält. In diesem Fall ist das Verhalten des ausgewählten Bereiches durch die Gruppe der kubischen Symmetrien zu charakterisieren. Falls der Körper thermomechanisch beansprucht wird und sich in ihm γ' -FlöÙe gebildet haben, sind die kubischen Ausgangssymmetrien des Würfels nicht mehr in der Lage, den aktuellen Zustand richtig zu beschreiben.

Als drittes wird ein Würfel mit einer Kantenlänge von 10 nm aus dem Festkörper entnommen. Im Hinblick auf die Beschreibung der anisotropen inelastischen Eigenschaften wird nicht mehr der visuelle geometrische Aspekt des Werkstoffes betrachtet, sondern die verschiedenen Gleitsysteme, die die Bewegung der Versetzungen vorgeben. Die Gleitrichtungen bilden ein dreidimensionales Netzwerk, das die Symmetrieeigenschaften der Stichprobe definiert.

In der vorliegenden Arbeit wird angestrebt, die anisotropen inelastischen Eigenschaften von einkristallinen Festkörpern aus Superlegierungen durch deren Mikrostruktur, d. h. die Struktur, die im μm -Bereich zu sehen ist, zu beschreiben. Die γ' -Ausscheidung ist ein dreidimensional periodisch wiederholter Baustein, der aus einem γ -Hohlwürfel, dessen würfelförmiges Loch mit γ' -Phase gefüllt wird, besteht. Die räumliche Wiederholung des Bausteines erfolgt nach den Symmetrien, die zur Symmetrieklasse (m3m) des kubischen Kristallsystems ($a=b=c$ und $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ\text{C}$) gehören. Die Symmetrieklasse (m3m) umfaßt 48 Symmetrieelemente: drei Achsensymmetrien, deren Hauptachsen, nämlich die $\langle 001 \rangle$ -Richtungen, vierzählig sind, vier Achsensymmetrien mit dreizähligen Achsen (die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen), sechs Achsensymmetrien mit zweizähligen Achsen (die $\langle 011 \rangle$ -Richtungen) und eine Einpunktsymmetrie /Tab. 4.1/1/.

$$\begin{aligned}
 I &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad R_1 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad R_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \\
 T_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad T_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad M_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\
 D_1 &= -R_1, \quad D_2 = -R_2, \quad D_3 = -R_3
 \end{aligned}$$

Tabelle 4.1/1: Grundlegende Symmetrien der Kristallklasse (m3m). Aus dem Produkt $(I, C, R_1, R_2, R_3, D_1, D_2, D_3) \times (I, T_1, T_2, T_3, M_1, M_2)$ erfolgt die Ermittlung der 48 Symmetrien, die die (m3m)-Kristallklasse bilden.

4.1.2 Koordinatentransformationen

Die Richtungsabhängigkeit der mechanischen Eigenschaften wird in der Kristall-Basis (c), deren Vektoren den Hauptachsen des Kristalls entsprechen, mit Hilfe von Werkstofftensoren wiedergegeben, die den vorliegenden Symmetrien entsprechend

ausgedrückt werden können. Im Gegensatz dazu sind die Spannungs- oder Dehnungstensoren im Maschinen-Koordinatensystem bekannt, das fest an die Prüfanlage gebunden ist. Dies erfordert die Koordinatentransformationen der jeweiligen Tensoren zwischen dem Maschinen- und dem Kristall-Koordinatensystem /Abb. 4.1/1/.

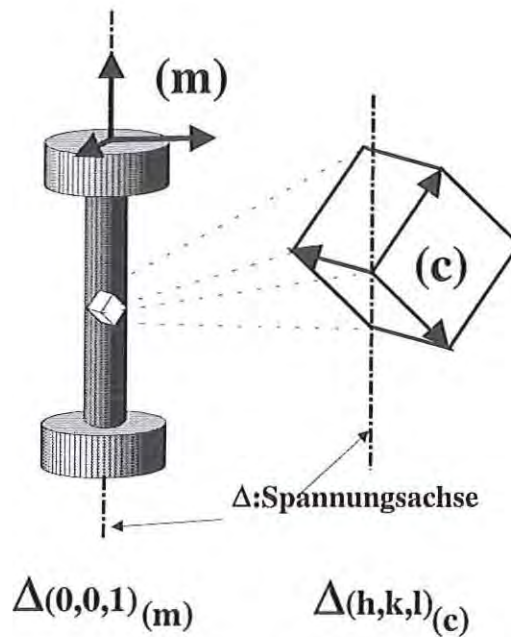


Abbildung 4.1/1: $\langle hkl \rangle$ -orientierte Kriechprobe; (m) Maschinen-Raum; (c) kristallographischer Raum

Mit Hilfe der orthogonalen Matrix P_{ij} (mit $P^{-1} = P^{\perp}$), die die Vektoren der Maschinen-Basis in die kristallographischen Hauptachsen dreht ($x_i^c = P_{ij}x_j^m$), lassen sich die Spannungs- und Dehnungstensoren den folgenden Regeln entsprechend transformieren:

$$\sigma_{ij}^c = P_{ik} \sigma_{kl}^m P_{jl} \quad \text{oder} \quad \varepsilon_{ij}^c = P_{ik} \varepsilon_{kl}^m P_{jl} \quad (\text{Gl. 7})$$

Als Folge daraus gelten folgende Transformationsregeln bezüglich der vektoriellen Darstellungen der Spannungs- bzw. Dehnungstensoren:

$$\sigma_i^c = N_{ij} \sigma_j^m \quad (\text{Gl. 8})$$

$$\text{mit } N_{ij} = \begin{pmatrix} P_{11}^2 & P_{12}^2 & P_{13}^2 & 2P_{11}P_{12} & 2P_{11}P_{13} & 2P_{12}P_{13} \\ P_{21}^2 & P_{22}^2 & P_{23}^2 & 2P_{21}P_{22} & 2P_{23}P_{21} & 2P_{22}P_{23} \\ P_{31}^2 & P_{32}^2 & P_{33}^2 & 2P_{31}P_{32} & 2P_{33}P_{31} & 2P_{33}P_{32} \\ P_{11}P_{21} & P_{22}P_{12} & P_{13}P_{23} & P_{12}P_{21} + P_{22}P_{11} & P_{21}P_{13} + P_{23}P_{11} & P_{22}P_{13} + P_{23}P_{12} \\ P_{11}P_{31} & P_{32}P_{12} & P_{13}P_{33} & P_{12}P_{31} + P_{32}P_{11} & P_{31}P_{13} + P_{33}P_{11} & P_{32}P_{13} + P_{33}P_{12} \\ P_{21}P_{31} & P_{22}P_{32} & P_{23}P_{33} & P_{22}P_{31} + P_{21}P_{32} & P_{23}P_{31} + P_{21}P_{33} & P_{23}P_{32} + P_{22}P_{33} \end{pmatrix}$$

$$\text{und } \varepsilon_i^e = M_{ij} \varepsilon_j^m \quad (\text{Gl. 9})$$

$$\text{mit } M_{ij} = \begin{pmatrix} P_{11}^2 & P_{12}^2 & P_{13}^2 & P_{11}P_{12} & P_{11}P_{13} & P_{12}P_{13} \\ P_{21}^2 & P_{22}^2 & P_{23}^2 & P_{21}P_{22} & P_{23}P_{21} & P_{22}P_{23} \\ P_{31}^2 & P_{32}^2 & P_{33}^2 & P_{31}P_{32} & P_{33}P_{31} & P_{33}P_{32} \\ 2P_{11}P_{21} & 2P_{22}P_{12} & 2P_{13}P_{23} & P_{12}P_{21} + P_{22}P_{11} & P_{21}P_{13} + P_{23}P_{11} & P_{22}P_{13} + P_{23}P_{12} \\ 2P_{11}P_{31} & 2P_{32}P_{12} & 2P_{13}P_{33} & P_{12}P_{31} + P_{32}P_{11} & P_{31}P_{13} + P_{33}P_{11} & P_{32}P_{13} + P_{33}P_{12} \\ 2P_{21}P_{31} & 2P_{22}P_{32} & 2P_{23}P_{33} & P_{22}P_{31} + P_{21}P_{32} & P_{23}P_{31} + P_{21}P_{33} & P_{23}P_{32} + P_{22}P_{33} \end{pmatrix}$$

Der Austausch von P_{ij} mit P_{ji} liefert die inversen Tensoren M^{-1} und N^{-1} .

4.2 Das elastische Verformungsverhalten

Detaillierte Informationen über das elastische Verhalten einkristalliner Körper sind z. B. in [63,64] zu finden.

4.2.1 Das kubische Hooke'sche Gesetz

Die Linearität zwischen den elastischen, d. h. den reversiblen Dehnungen und den angelegten Spannungen wird mit Hilfe des Hooke'schen Gesetzes ermittelt, wobei der Steifigkeitstensor C_{ij} bzw. der Nachgiebigkeitstensor S_{ij} zum Einsatz kommen:

$$\sigma_i = C_{ij} \varepsilon_j^e \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_i^e = S_{ij} \sigma_j \quad (\text{Gl. 10})$$

Aufgrund der kubischen Kristallsymmetrien läßt sich die Anzahl der Komponenten des Elastizitätstensors, die nicht gleich null und voneinander unabhängig sind, auf drei verringern. Dies führt im kristallographischen Koordinatensystem zu folgender Darstellung:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad \text{oder} \quad S_{ij} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{pmatrix}$$

Dabei sind die Koeffizienten wie folgt verknüpft:

$$S_{11} = \frac{C_{11} + C_{12}}{(C_{11} + 2C_{12}) \times (C_{11} - C_{12})} \quad S_{12} = \frac{-C_{12}}{(C_{11} + 2C_{12}) \times (C_{11} - C_{12})} \quad S_{44} = \frac{1}{C_{44}} \quad (\text{Gl. 11})$$

$$C_{11} = \frac{S_{11} + S_{12}}{(S_{11} + 2S_{12}) \times (S_{11} - S_{12})} \quad C_{12} = \frac{-S_{12}}{(S_{11} + 2S_{12}) \times (S_{11} - S_{12})} \quad (\text{Gl. 12})$$

Für die technologische Behandlung werden die sogenannten Ingenieur-Konstanten, nämlich der Elastizitätsmodul E , der Schubmodul G und die Querkontraktionszahl ν , eingesetzt, um das elastische Verhalten zu beschreiben, wobei der Elastizitätsmodul dem Proportionalitätsfaktor zwischen der resultierenden normalen Dehnung und der angelegten normalen Spannung entspricht, der Schubmodul die Linearität zwischen der resultierenden Scherung und der Schubspannung kennzeichnet, und die Poissonsche Zahl ν das Querverhalten des Körpers beschreibt. Die Ingenieur-Konstanten sind mit den Koordinaten des Nachgiebigkeitstensors wie folgt verknüpft:

$$E = \frac{1}{S_{11}} \quad G = \frac{1}{S_{44}} \quad \nu = \frac{-S_{12}}{S_{11}} \quad (\text{Gl. 13})$$

Die Koordinatentransformation des Tensors S_{ij} vom kristallographischen Koordinatensystem zum Maschinen-Koordinatensystem führt zur expliziten Formulierung des Elastizitätsmoduls bzw. Schubmoduls beliebiger kristallographischer Richtungen $\langle hkl \rangle$:

$$E_{\langle hkl \rangle} = \frac{1}{S_{11} - 2 \times J \times [(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2]} \quad (\text{Gl. 14})$$

$$G_{\langle hkl \rangle} = \frac{1}{S_{44} + 4 \times J \times [(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2]} \quad (\text{Gl. 15})$$

$$\text{mit } J = S_{11} - S_{12} - 0,5 S_{44} \quad \text{und} \quad h^2 + k^2 + l^2 = 1$$

Daraus wird gefolgert:

$$\frac{1}{E_{\langle 001 \rangle}} = \frac{4}{E_{\langle 011 \rangle}} - \frac{3}{E_{\langle 111 \rangle}} \quad \text{und} \quad \frac{1}{G_{\langle 001 \rangle}} = \frac{4}{G_{\langle 011 \rangle}} - \frac{3}{G_{\langle 111 \rangle}} \quad (\text{Gl. 16})$$

Der Faktor J ist ein Maß zur Quantifizierung der elastischen Anisotropie. Falls er den Wert null hat, wird das Verhalten isotrop modelliert und je größer sein absoluter Wert ist, desto ausgeprägter wird die Anisotropie. Bei negativen Werten von J gehen die elastischen Verformungen mit einer Volumenabnahme des Körpers einher. Die üblicherweise gemessenen positiven J -Werte weisen auf eine Volumenzunahme des Festkörpers hin.

Da die Elastizitäts- bzw. Schubmodule der $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Orientierungen durch die Gleichung 16 verknüpft sind, reicht ihre Ermittlung nicht aus, um das elastische Verhalten vollständig zu charakterisieren. Alle Elastizitäts- bzw. Schubmodule der zu $\{111\}$ -Ebenen gehörenden Richtungen, d. h. $h \pm k \pm l = 0$, sind gleichwertig. Es ist z. B. hier erwähnenswert, daß die Elastizitätsmodule in den $\langle 123 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 112 \rangle$ -Orientierungen theoretisch gleich sind. Außerdem sagt das Hooke'sche Gesetz voraus, daß die Querkontraktion einer unter Zugspannung belasteten $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe entlang des Probenumfanges homogen ist.

Die Linien gleicher Elastizitäts- und Schubmodule sind am Beispiel der Superlegierung CMSX-4 bei Raumtemperatur im stereographischen Dreieck dargestellt /Abb. 4.2/1,2/. Daraus ist ersichtlich, daß der Elastizitäts- und der Schubmodul eine entgegengesetzte Anisotropie aufweisen. Im Gegensatz zu $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben zeigt die $\langle 001 \rangle$ -Richtung den höchsten Elastizitätsmodul und gleichzeitig den niedrigsten Schubmodul. Der Elastizitätsmodul reagiert weniger auf eine Abweichung bezüglich der $\langle 001 \rangle$ -Orientierung als auf eine der $\langle 111 \rangle$ -Orientierung. Infolgedessen hat die Fehlorientierung einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Zugprobe geringeren Einfluß auf das elastische Verhalten als die einer $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe. Im Gegensatz dazu reagiert der Schubmodul stärker bei einer Orientierungsabweichung einer $\langle 111 \rangle$ -Torsionsprobe als bei der einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe.

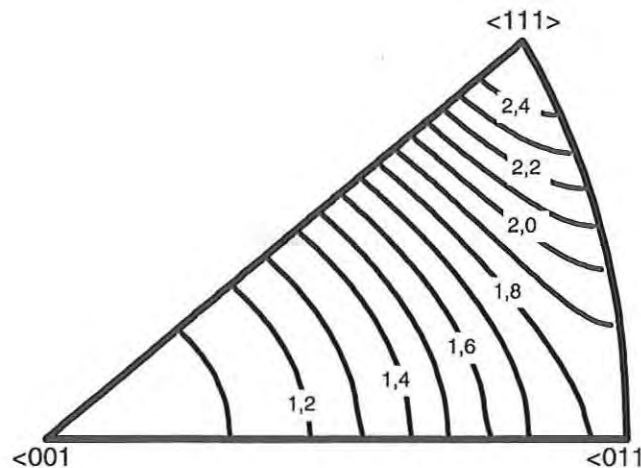


Abbildung 4.2/1: Linien gleichen Elastizitätsmoduls bei der einkristallinen Superlegierung CMSX-4 bei Raumtemperatur. Die dargestellten Werte stellen die Verhältnisse zu dem Elastizitätsmodul in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung dar.

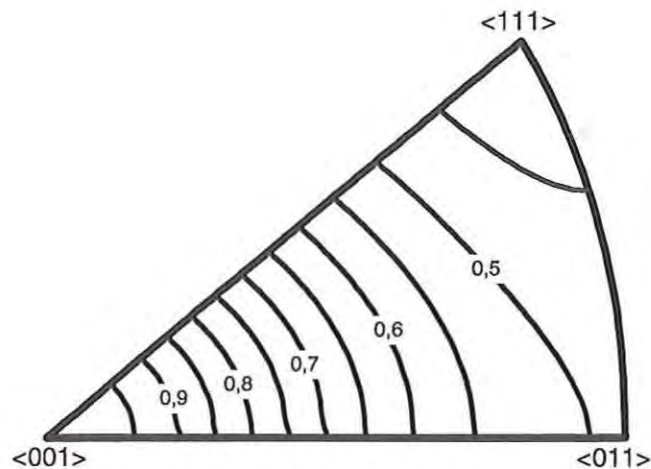


Abbildung 4.2/2: Linien gleichen Schubmoduls bei der einkristallinen Superlegierung CMSX-4 bei Raumtemperatur. Die dargestellten Werte stellen die Verhältnisse zu dem Schubmodul in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung dar.

4.2.2 Elastisches Verhalten einkristalliner Superlegierungen

Es wurden dynamische Messungen der elastischen Eigenschaften der einkristallinen Superlegierungen CMSX-4 und PWA1480 [71] durchgeführt, um die Komponenten des Tensors S_{ij} zu bestimmen, die wiederum zur Berechnung der Elastizitätsmodule in den $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtungen benötigt wurden.

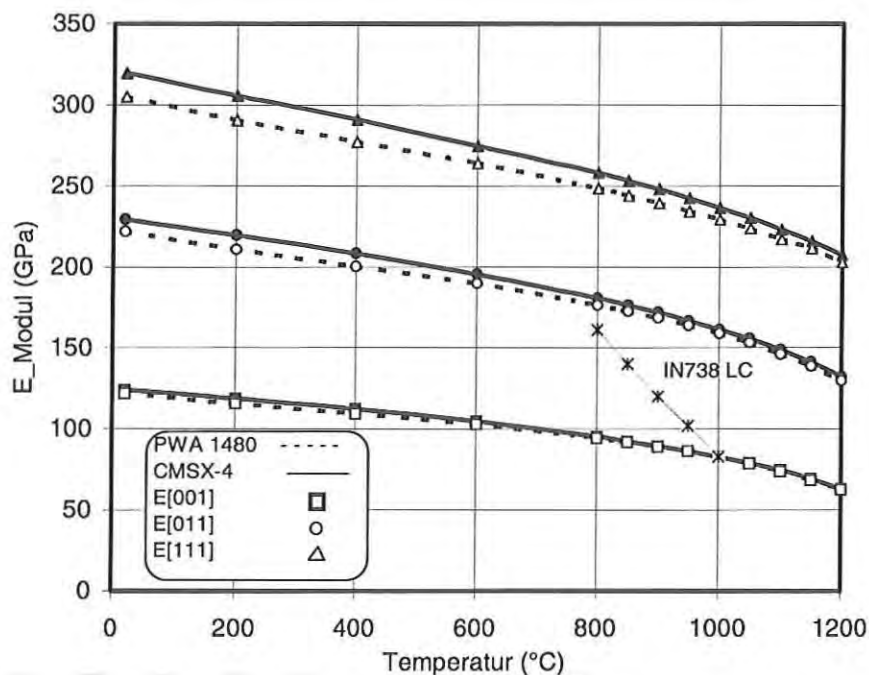


Abbildung 4.2/3: Abhängigkeit der Elastizitätsmodule von Superlegierungen von der Temperatur [69,71,81].

Obwohl beide Superlegierungen unterschiedliche Zusammensetzungen und γ' -Volumenanteile besitzen (vgl. 2.2), ähnelt sich der Verlauf ihrer elastischen Kennwerte über der Temperatur /Abb. 4.2/3/. Erwähnenswert ist, daß mit steigenden Temperaturen die Anisotropie zunimmt. Das Verhältnis $E_{\langle 001 \rangle} / E_{\langle 111 \rangle}$ steigt von 2,5 bei Raumtemperatur auf 3,2 bei 1200 °C.

Die Elastizitätsmodule der polykristallinen Superlegierung IN738LC sind größer als die in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung von einkristallinen Superlegierungen /Abb. 4.2/3/. Damit verfügen einkristalline Schaufeln aus Superlegierungen über eine erhöhte Beständigkeit gegen thermische Ermüdung. Jedoch ist aus Abb. 4.2/3 ersichtlich, daß dieser Vorteil mit steigenden Temperaturen allmählich abnimmt.

4.3 Inelastisches Verhalten

Ein Werkstoff, der beim Aufbringen einer mechanischen Last eine zeitabhängige bleibende Dehnung zeigt, kriecht. Zur Ermittlung des Kriechverhaltens werden Proben entweder unter konstanter Kraft (technische Kriechversuche) verformt oder unter konstanter Spannung, falls die Querschnittabnahme der Probe berücksichtigt wird. Da plastische Vorgänge zeitunabhängig ablaufen, sind Kriechdehnungen von plastischen Verformungen zu unterscheiden. Beide Verformungsvorgänge, die unter der Bezeichnung „inelastisch“ oder „viskoplastisch“ zusammengefaßt werden, beruhen auf denselben metallphysikalischen Mechanismen, nämlich der Entstehung und Bewegung von Versetzungen. Kriechen findet bevorzugt bei niedrigen Dehnraten und hohen Temperaturen statt, plastische Vorgänge bei hohen Dehngeschwindigkeiten und niedrigen Temperaturen. Da Turbinenschaufeln bei hohen Temperaturen eingesetzt werden, sind Kriechdehnungen für die Auslegung relevant.

Aufgrund ihrer austenitischen Kristallstruktur und den fehlenden Korngrenzen weisen einkristalline Bauteile aus Superlegierungen eine starke Anisotropie bezüglich des inelastischen Verformungsverhaltens auf. Es liegen insbesondere zwei verschiedene Methoden zur Formulierung der Anisotropie vor:

- Kristallographische Ansätze:

Skalare Stoffgleichungen werden formuliert, um die aus einer Beanspruchung resultierende Versetzungsgleitung auf einem Gleitsystem zu beschreiben. Um zu ermitteln, welches Gleitsystem aktiviert wird, d. h. Scherung hervorruft, wird ein Kriterium benötigt. Die Ermittlung der makroskopischen Verformungen resultiert aus der Summierung aller erzeugten Scherungen.

- Kontinuumsmechanische Modelle:

Die Stoffgleichungen beruhen auf metallphysikalischen Mechanismen und werden zunächst eindimensional phänomenologisch ausgedrückt. Der Festkörper wird als Kontinuum betrachtet, deren Werkstoffsymmetrien mit Hilfe eines Potentials berücksichtigt werden. Die Berechnung der Dehnungen erfolgt aus der Verknüpfung einer ausgewählten Fließregel mit dem Potential.

4.3.1 Auf Gleitsystemen basierende Ansätze

Kristallographische Modelle beruhen auf der Annahme, daß die kritische Schubspannung (CRSS: Critical Resolved Shear Stress bzw. Schmid'sche Schubspannung) für die Aktivierung eines Gleitsystems entscheidend ist [89]. Die Berechnung der kritischen Schubspannung bezüglich des Gleitsystems (m, n, z) erfordert zunächst die Ermittlung der Kraft, die auf die Gleitebene wirkt. Die kritische Schubspannung wird als Komponente dieser Kraft in der Gleitrichtung m definiert. Mathematisch läßt sich die kritische Schubspannung mit Hilfe des auf das Gleitsystem s bezogenen Orientierungstensors m_{ij}^s berechnen:

$$\tau^s = m_{ij}^s \sigma_{ij} \quad \text{mit} \quad m_{ij}^s = \frac{1}{2} (n_i^s m_j^s + m_i^s n_j^s) \quad (\text{Gl. 17})$$

Die Gleitrichtung m^s und die Normale n^s der oktaedrischen und kubischen Gleitsysteme sind aus den Tabellen /2.3/1 a,b/ zu entnehmen. Zur Ermittlung der inelastischen Dehnungen des Körpers werden die aus der Aktivierung der Gleitsysteme resultierenden Scherungen wie folgt summiert [70]:

$$\epsilon_{ij}^{\text{in}} = \sum_{s=1}^{12} m_{ij}^{\text{oS}} \gamma^{\text{oS}} + \sum_{s=1}^6 m_{ij}^{\text{cS}} \gamma^{\text{cS}} \quad (\text{Gl. 18})$$

Indizes: o = oktaedrisch
 c = kubisch

Beliebige skalare Stoffgleichungen, die die kritische Schubspannung und die Scherung verknüpfen, können auf der Gleitrichtung formuliert und anschließend mit der Gleichung 18 verknüpft werden.

4.3.1.1 Rein-plastisches Verhalten

Falls die Stoffgleichungen für die Gleitrichtungen rein-plastisch formuliert werden, haben Nouailhas und Cailletaud [83] bewiesen, daß sich aus der Formel 18 folgende Schlußfolgerungen ergeben:

Es wird zunächst davon ausgegangen, daß die Verformungen lediglich aus der Aktivierung von oktaedrischen Gleitsystemen resultieren. Die Summierung führt hier zu einem kubischen Hill'schen Kriterium, dessen Anisotropiefaktor m (vgl. 4.3.2.1) den Wert minus zwei Drittel hat. Zweitens wird angenommen, daß oktaedrische sowie kubische Gleitsysteme dieselbe Fließgrenze aufweisen und gleichzeitig aktiviert werden können. In diesem Fall führt die Summierung aller Gleitungen zu einem kubischen Hill'schen Kriterium mit einem Anisotropiefaktor m von minus ein Drittel. Falls die Fließgrenzen oktaedrischer bzw. kubischer Gleitsysteme unterschiedlich gesetzt werden, führt die Gleichung 18 zur kubischen Hill'schen Formulierung mit einem Faktor m ,

dessen Wert in Abhängigkeit vom Anteil an aktivierten oktaedrischen bzw. kubischen Gleitsystemen variiert.

Der Vergleich der Vorhersage von kristallographischen Ansätzen mit auf Kontinuumsmechanik basierenden Kriterien kann lediglich unter der Annahme von reiner Plastizität durchgeführt werden und ist leider auf andere Stoffverhalten nicht übertragbar.

4.3.1.2 Das Modell nach Walker

Das Modell nach Walker wurde zur nichtlinearen Analyse von einkristallinen Turbinenschaufeln konzipiert, die in Flugtriebwerken eingesetzt werden. Die Stoffgleichungen werden auf jedem Gleitsystem s viskoplastisch nach dem Prinzip der inneren Rückspannung ausgedrückt:

$$\dot{\gamma}^s = \left| \frac{\tau^s - \omega^s}{K^s} \right|^{n-1} \left(\frac{\tau^s - \omega^s}{K^s} \right) \quad (\text{Gl. 19})$$

ω^s und K^s sind zwei innere Variablen (Back-stress und Drag-stress), die den Werkstoffzustand zu einer gegebenen Zeit charakterisieren. ω^s beschreibt die kinematische Verfestigung des Werkstoffes, d. h. die zeitabhängige Verschiebung der Fließfläche im Spannungsraum. Die isotrope Verfestigung oder selbst-ähnliche Vergrößerung der Fließfläche im Spannungsraum wird mit Hilfe der inneren Variablen K^s beschrieben. Die makroskopische viskoplastische Längenänderungsrate wird mit Hilfe der Formel 18 berechnet. Das Modell läßt die Aktivierung der oktaedrischen und kubischen Gleitsysteme zu und benutzt ähnliche Entwicklungsgleichungen für die inneren Variablen beider Gleitsysteme. Für jede Gleitsystemklasse ist zur Formulierung der Stoffgleichung eine Anzahl von sieben temperaturabhängigen Parametern erforderlich. Die drei elastischen Konstanten mitgezählt, besteht das Modell aus insgesamt 17 Parametern. Die Stoffgleichungen wurden dem Verformungsverhalten der einkristallinen Superlegierung PWA1480 angepaßt. Einfache Gleichungen für $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben werden zur experimentellen Bestimmung der Parameter entwickelt. Die Parameter der oktaedrischen Gleitsysteme werden zunächst mit Hilfe von Versuchen an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben ermittelt. In diesem Fall wird angenommen, daß nur oktaedrische Gleitsysteme aktiviert werden. $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben werden zur Bestimmung der Parameter bezüglich der Würfel-Gleitsysteme beansprucht.

4.3.1.3 Das Modell nach Svoboda

Das Modell sagt lediglich das Kriechverhalten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten, einkristallinen Proben aus Superlegierungen voraus. Die Entwicklungsgleichungen beruhen auf metallphysikalischen Mechanismen. In einer ersten Version des Modells [72], werden die Verformungsvorgänge einkristalliner Superlegierungen auf zwei Mechanismen

reduziert. Es wird zunächst angenommen, daß die Kriechvorgänge ausschließlich in den γ -Kanälen stattfinden. Durch Aktivierung von Gleitsystemen in den γ -Kanälen entstehen Versetzungen und gleiten bis zur γ/γ' -Grenzfläche, wo sie sich einlagern, ohne in die γ' -Teilchen einzudringen. Diese erste Formulierung beschreibt auch die dynamische Erholung von den gebildeten Versetzungsstrukturen, d. h., daß Versetzungsschleifen entlang der γ/γ' -Grenzfläche klettern, bis sie sich annihilieren.

In einer erweiterten Version des Modells [73] werden die Wirkungen zusätzlicher Mechanismen auf das Verformungsverhalten in Betracht gezogen. In die γ/γ' -Grenzfläche eingelagerte Versetzungen schneiden die γ' -Teilchen. Als weiterer Mechanismus werden die Änderungen der γ' -Teilchenmorphologie durch Wanderung der γ/γ' -Grenzflächen simuliert. Als Mechanismus für diesen Vorgang wird hier angenommen, daß der Ausgleich unterschiedlicher Elementkonzentrationen im γ -Mischkristall bzw. innerhalb der γ' -Ausscheidung durch diffusionsbedingte Transporte einzelner Atome der Legierungselemente kompensiert wird, somit beruht die Floßbildung im wesentlichen auf der Gitterfehlpassung. Die Reifung der Flöße wird ebenfalls beschrieben.

Das Modell strebt an, Kriechvorgänge bis zu hohen Dehnungen simulieren zu können. Da die Bruchdehnung einkristalliner Superlegierungen üblicherweise Werte oberhalb von 10 % erreicht, wird die Annahme der kleinen Verformungen nicht mehr angewandt. Die Formulierung des Modells erlaubt die Abschätzung der plastischen Verformung einer durch angelegte einachsige Spannung beanspruchten Einheitszelle, deren Flächen senkrecht zu den Hauptrichtungen des Kristalls stehen. Die Einheitszelle umfaßt ein γ' -Teilchen mit seinen ihn umgebenden γ -Kanälen. Unter Annahme der Erhaltung des γ' -Volumenanteiles wird die Geometrie der Einheitszelle durch vier Parameter (2 γ' -Teilchenkantenlängen, 2 γ -Kanaldicken) gegeben. Die Spannungstensoren sind in vertikalen bzw. horizontalen γ -Kanälen und in den γ' -Teilchen unterschiedlich. Die Versetzungsdichten hängen von der Orientierung der γ/γ' -Grenzflächen ab. Die Berechnung der plastischen Dehnung in den γ - und γ' -Phasen erfolgt mit Hilfe der Orowan'schen Gleichung:

$$\dot{\epsilon}_{pl} = b \rho_m v \quad (\text{Gl. 20})$$

b : Burgers-Vektor

ρ_m : Dichte der beweglichen Versetzungen

v : mittlere Geschwindigkeit der Versetzungen

Die dynamische Erholung wird als diffusionsbedingter Vorgang modelliert, dessen Entwicklungsgleichung von thermodynamischen Prinzipien abgeleitet wird. Die Gleichungen bezüglich der γ' -Phasenmorphologie werden phänomenologisch entwickelt. Detaillierte Informationen über die Entwicklungsgleichung der sieben

Variablen, die zur Beschreibung des Werkstoffverhaltens angewandt werden, sind in [73] zu finden.

Für die Validierung des Modells ist das Verformungsverhalten bei hohen Temperaturen (1000 °C) von dem bei niedrigen Temperaturen (750 °C) zu unterscheiden. Nach der Vorhersage des Modells wird die höchste Kriechbeständigkeit von <001>-orientierten Proben für eine Superlegierung erreicht, die bei niedrigen Temperaturen eine hohe Fehlpassung und bei hohen Temperaturen eine niedrige Fehlpassung aufweist. Da alle Gleichungen eindimensional ausgedrückt werden, kann das Modell jedoch noch keine Vorhersage über das entscheidende anisotrope Verhalten einkristalliner Superlegierungen treffen.

4.3.2 Auf Kontinuumsmechanik basierende Modelle

Auf Kontinuumsmechanik basierende Ansätze bieten die Möglichkeit, Stoffgleichungen von den vorliegenden Werkstoffsymmetrien ausgehend herzuleiten [74,76]. Sehr häufig wird die von Mises'sche Vergleichsspannung zur Auslegung isotroper Werkstoffe verwendet. Zur Beschreibung des inelastischen Verformungsverhaltens anisotroper Werkstoffe dient die Hill'sche Vergleichsspannung als Verallgemeinerung der von Mises'schen Theorie [75].

4.3.2.1 Das Hill'sche Potential

Der deviatorische Anteil des Spannungstensors wird zur Modellierung von Kriechdehnungen angewandt, weil diese nicht von einem überlagerten hydrostatischen Druck beeinflusst werden. Abgeleitet aus der Plastizitätstheorie beruht die Kriechtheorie auf der Definition eines Kriechpotentials Φ , das als skalare Funktion der neun Komponenten des Spannungsdeviators ausgedrückt wird. Die physikalische Begründung ist auf die Plastizitätstheorie zurückzuführen, wobei Φ mit der Fließgrenze des Werkstoffes korrelierbar ist.

Eine von Hill entwickelte quadratische Funktion [88] wird in der Kontinuumsmechanik benutzt, wobei die Werkstoffsymmetrien in den Anisotropietensor A_{ijkl} , einen Tensor vierter Stufe, eingehen.

$$\Phi_{\text{Hill}} = \frac{1}{2} A_{ijkl}^H \sigma_{ij}^* \sigma_{kl}^* \quad (\text{Gl. 21})$$

mit $\sigma_{ij}^* = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \text{Spur}(\sigma_{ij})$: Deviator des Spannungstensors

Der Hill'sche Anisotropietensor wurde ursprünglich für die Orthotropie (orthogonale Anisotropie) ausgedrückt:

$$A_{ijkl}^H = \begin{pmatrix} G+H & -G & -H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -G & F+G & -F & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -H & -F & F+H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{M}{2} & \frac{M}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{M}{2} & \frac{M}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{L}{2} & \frac{L}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{L}{2} & \frac{L}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 22a})$$

Die kubische Anisotropie kann als Spezialfall der Orthotropie angesehen werden, wobei die drei Hauptrichtungen gleichgesetzt werden. Daraus resultiert:

$$H = G = F \text{ und } M = L = N$$

$$A_{ijkl}^H = \begin{pmatrix} 2H & -H & -H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -H & 2H & -H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -H & -H & 2H & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{N}{2} & \frac{N}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 22b})$$

Der Anisotropietensor ist in Bezug auf das kristallographische Koordinatensystem dargestellt /Gl. 22b/. Mit Hilfe der entsprechenden Transformationsregeln können die Koordinaten des Anisotropietensors bezüglich der Vektorenbasis $B^* = \{u, v, w\}$ berechnet werden.

$$\text{wobei } u = \left(0, \frac{-\sqrt{2}}{2}, \frac{\sqrt{2}}{2}\right) \quad v = \left(\frac{2}{\sqrt{6}}, \frac{-1}{\sqrt{6}}, \frac{-1}{\sqrt{6}}\right) \quad w = \left(\frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}, \frac{1}{\sqrt{3}}\right)$$

Die Darstellung des Anisotropietensors in Bezug auf B^* ist:

$$A_{ijkl}^{B^*} = \begin{pmatrix} \frac{H+N}{2} & \frac{-N-3H}{6} & -\frac{N}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{N-3H}{6} & \frac{H+N}{2} & -\frac{N}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{6}{N} & \frac{2}{N} & -\frac{3}{2N} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{N}{3} & -\frac{N}{3} & \frac{2N}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3H+2N}{6} & \frac{3H+2N}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{3H+2N}{6} & \frac{3H+2N}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & H+\frac{N}{6} & H+\frac{N}{6} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & H+\frac{N}{6} & H+\frac{N}{6} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & H+\frac{N}{6} & H+\frac{N}{6} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & H+\frac{N}{6} & H+\frac{N}{6} \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 22c})$$

Die Koordinaten des Anisotropietensors in Bezug auf die Basis B^* erfüllen die Bedingung $A_{2233}+2A_{1122}+2A_{1212}=0$. Diese bedingt einen Spezialfall der Orthotropie, nämlich die transversale Isotropie [75], d. h. daß die Eigenschaft in einer Ebene orientierungsunabhängig ist. Die Hauptachse der transversalen Isotropie ist hier die $\langle 111 \rangle$ -Richtung. Das bedeutet z. B., daß nach dem kubischen Hill'schen Potential alle aus einer $\{111\}$ -Platte entnommenen Kriechproben dieselbe Kriechbeständigkeit aufweisen sollten. Dies stimmt mit der dreizähligen Symmetrie der $\langle 111 \rangle$ -Richtung nicht überein.

Im Gegensatz zur Fließregel, die das einachsige Werkstoffverhalten wiedergibt, beschreibt der Anisotropietensor ausschließlich die Orientierungsabhängigkeit des Verhaltens. Da durch den Anisotropietensor die relative Verformungsbeständigkeit beliebiger kristallographischer Richtungen beschrieben werden soll, darf H willkürlich festgesetzt werden, was die Anzahl unabhängiger Koordinaten des Anisotropietensors auf eins reduziert. Daher läßt sich der kubische Hill'sche Anisotropietensor wie folgt darstellen:

$$A_{ijkl}^0 = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1+m}{2} & \frac{1+m}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 23})$$

mit m : einziger temperaturabhängiger Werkstoffparameter zur Beschreibung der kubischen Anisotropie.

Daraus folgt:

$$\Phi_{\text{Hill}} = \frac{1}{2} [\sigma_{11}^{*2} + \sigma_{22}^{*2} + \sigma_{33}^{*2} + 2(1+m)(\sigma_{12}^{*2} + \sigma_{13}^{*2} + \sigma_{23}^{*2})] \quad (\text{Gl. 24})$$

Falls m gleich null ist, ist die von Mises'sche Vergleichsspannung als Quadratwurzel des Potentials zu erkennen.

Die Berechnung der Kriechrate im sekundären Kriechbereich erfolgt durch die Fließregel:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{in}} = \lambda \frac{\partial \Phi(\sigma_{ij}^*)}{\partial \sigma_{ij}^*} \quad (\text{Gl. 25})$$

$$\text{mit } \lambda = \frac{3}{2} k_{<001>} \sigma_v^{n-1} \quad \text{und} \quad \sigma_v = \sqrt{3\Phi(\sigma_{ij}^*)} \quad (\text{Gl. 26, 27})$$

Die Gleichungen 26 und 27 sind von dem isotropen Fall abgeleitet. Der Proportionalitätsfaktor λ wird aus dem Vergleich zwischen einem mehrachsigen Spannungszustand und einem einachsigen Vergleichszustand, der durch das Kriechgesetz nach Norton-Bailey beschrieben wird, berechnet. Der Ausdruck der Vergleichsspannung σ_v stellt sicher, daß der mehrachsige Zustand und der einachsige Vergleichszustand dieselbe Dissipationsarbeit leisten [77]. Dies gilt nur für isotrope Kriecheigenschaften. Da der Werkstoff von Anfang an anisotrop ist, ist die Anwendung solcher Gleichungen mit dem entsprechenden Potential zur Modellierung anisotroper Kriecheigenschaften prinzipiell nicht vollständig begründet. Es ist aber bis jetzt noch nicht gelungen, ähnliche anisotrope Fließregeln zu formulieren, ohne auf ein ursprünglich isotropes Konzept zurückzugreifen. Die Fließregel 25 und das kubische Hill'sche Potential führen zu dem folgenden expliziten tensoriellen Ausdruck der minimalen Kriechgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Spannungstensor:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{in}} = \frac{3}{2} k_{<001>} \sigma_v^{n-1} A_{ijkl}^0 \sigma_{kl}^* \quad (\text{Gl. 28})$$

Aus Gleichung 28 ist ersichtlich, daß der quadratische Charakter des Hill'schen Potentials zu linearen Zusammenhängen zwischen den Komponenten des Spannungstensors und des Kriechgeschwindigkeitstensors führt.

4.3.2.1.1 Vorhersage des Hill'schen Potentials für einachsige Spannungszustände an $\langle hkl \rangle$ -orientierten Proben

Da üblicherweise die Messung der Kriechdehnungen beim Aufbringen eines einachsigen Spannungszustandes an $\langle hkl \rangle$ -orientierten Kriechproben erfolgt, wird die Vorhersage der tensoriellen Gleichung 28 für diese speziellen Versuchsbedingungen näher untersucht. In diesem Fall läßt sich der Spannungstensor im Maschinen- bzw. kristallographischen Koordinatensystem wie folgt darstellen:

$$\sigma_{ij}^{(m)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{pmatrix} \quad \sigma_{ij}^{(c)} = \sigma \begin{pmatrix} h^2 & hk & hl \\ hk & k^2 & kl \\ hl & kl & l^2 \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 29})$$

Durch das Extensometer wird lediglich die in der Probenachse liegende Längsdehnungskomponente gemessen. Die tensorielle Gleichung 28 führt zu folgender Verknüpfung zwischen minimaler Dehnrate in der Probenachse und angelegter Spannung:

$$\dot{\epsilon}_{33}^{\text{in}} = k_{\langle hkl \rangle} \sigma_{33}^n \quad (\text{Gl. 30})$$

$$k_{\langle hkl \rangle} = k_{\langle 001 \rangle} \left\{ 1 + 3m \left[(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2 \right] \right\}^{\frac{n+1}{2}} \quad (\text{Gl. 31})$$

Gleichung 30 ähnelt einem Norton'schen Kriechgesetz, wobei die Anisotropie lediglich in dem Norton'schen Koeffizienten $k_{\langle hkl \rangle}$ ausgedrückt wird. Nach Gleichung 30 weisen alle kristallographischen Richtungen denselben Norton'schen Exponenten n auf. Dadurch kann die Kriechbeständigkeit einer $\langle hkl \rangle$ -orientierten Probe bei einer gegebenen Spannung mit Hilfe des Wertes $k_{\langle hkl \rangle}$ abgeschätzt werden. Ähnlich wie die elastischen Konstanten ist die Orientierungsabhängigkeit des Norton'schen Koeffizienten $k_{\langle hkl \rangle}$ mit Hilfe der Orientierungsfunktion $(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2$ beschrieben. Die in Abb. 4.3/1 dreidimensionale Darstellung der entsprechenden Orientierungsfunktion veranschaulicht die kubische Eigenschaft des Kriteriums.

Nach Gleichung 31 hängen die drei Norton'schen Koeffizienten der $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtung wie folgt voneinander ab:

$$4k_{\langle 011 \rangle}^{\frac{2}{n+1}} = k_{\langle 001 \rangle}^{\frac{2}{n+1}} + 3k_{\langle 111 \rangle}^{\frac{2}{n+1}} \quad (\text{Gl. 32})$$

Infolgedessen liegt der Wert des Koeffizienten $k_{\langle 011 \rangle}$ zwangsläufig zwischen $k_{\langle 111 \rangle}$ und $k_{\langle 001 \rangle}$. Unabhängig vom Wert m sagt das Hill'sche Potential voraus, daß sich die Kriechbeständigkeit von $\langle 011 \rangle$ -orientierten Proben zwischen der von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben und der von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben einordnen läßt. Das

Vorzeichen von m bestimmt, ob die kriebeständigsten Proben $\langle 001 \rangle$ oder $\langle 111 \rangle$ orientiert sind. Bei einem positiven Wert von m kriechen $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben langsamer als $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben. Dies ist umgekehrt bei einem negativen Wert des Parameters m . Bei m gleich null findet man die isotrope Bedingung wieder, d. h. alle $\langle hkl \rangle$ -orientierten Proben kriechen mit derselben minimalen Kriechrate.

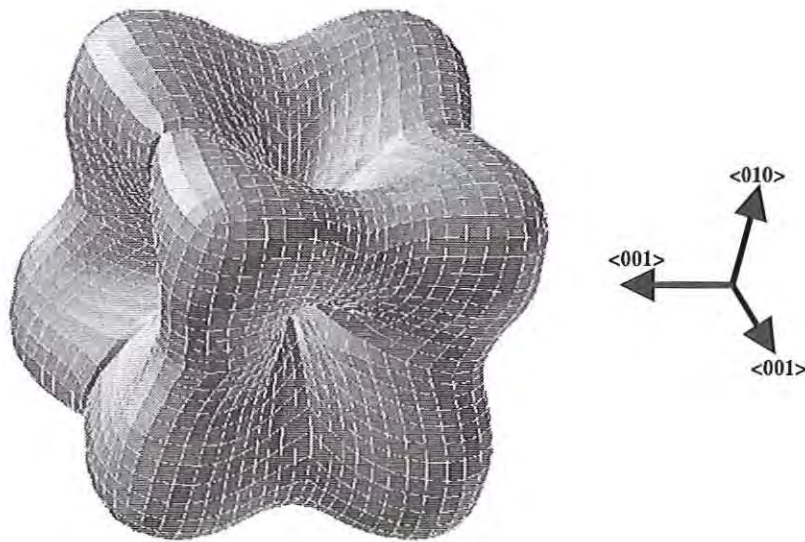


Abb. 4.3/1: Räumliche Darstellung der Orientierungsfunktion $\phi(h,k,l) = (h^2 + k^2 + l^2)^2$; Dreidimensionale Fläche in polaren Koordinaten: $\rho = \phi(h,k,l)$. Jeder Punkt der Fläche wird mit Hilfe des entsprechenden Ortsvektors konstruiert. Die Richtung des Vektors ist die Orientierung der Kriechprobe $\langle hkl \rangle$, sein Betrag der entsprechend berechnete Wert $\phi(hkl)$.

4.3.2.1.2 Torsion an $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben

Beim Aufbringen eines Drehmomentes auf eine Probe bilden sich Spannungszustände, die nicht mehr einachsigt sind. Die Anwendung der Finite-Element-Methode diente hier nicht zur quantitativen Untersuchung des Torsionsverhaltens einer Probe, sondern strebte danach, die gebildete Spannungsverteilung entlang des Probenumfanges in Abhängigkeit vom angewandten anisotropen Kriterium zu verstehen. Die Berechnungen erfolgten mit Hilfe des kommerziellen Finite-Element-Programmes ABAQUS.

Als Struktur dient eine zylindrische Hohlprobe mit sechskantigen Einspannköpfen. Die Gesamtlänge der Probe beträgt 120 mm, der äußere Durchmesser 12 mm und die Wanddicke 2 mm. Die Geometrie wird mit Hilfe von 2928 8-Knotenpunkt-Elementen des Typs C3D8 vernetzt. Als Randbedingung wird ein Drehmoment mit Hilfe von zwei entgegengesetzten Kräften an einem Flansch eingebracht. Der andere Flansch wird fixiert. Als Stoffgesetz für den Werkstoff dient das kubische Kriechgesetz 28, das in ABAQUS via einer USER MAT Routine implementiert wird. Die Verformungen und Spannungen werden entlang des Probenumfanges im mittleren Querschnitt untersucht. Der Verlauf der berechneten Hill'schen Vergleichsspannung sowie der zwei

Komponenten des Spannungstensors σ_{13} und σ_{23} über den Probenumfang ist für drei Fälle in Abb. 4.3/3 zu sehen.

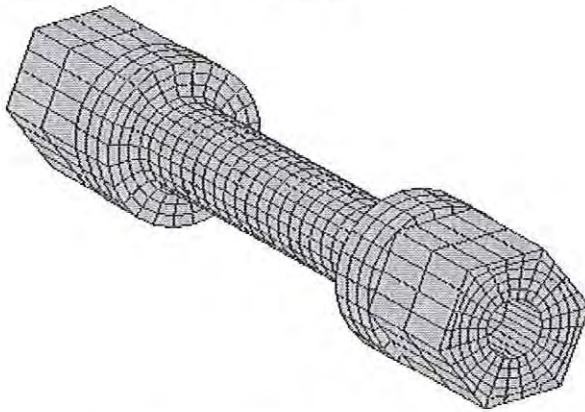


Abbildung 4.3/2: Mit Hilfe des Preprozessors ABAPRE erstelltes Netz einer Hohltorsionsprobe.

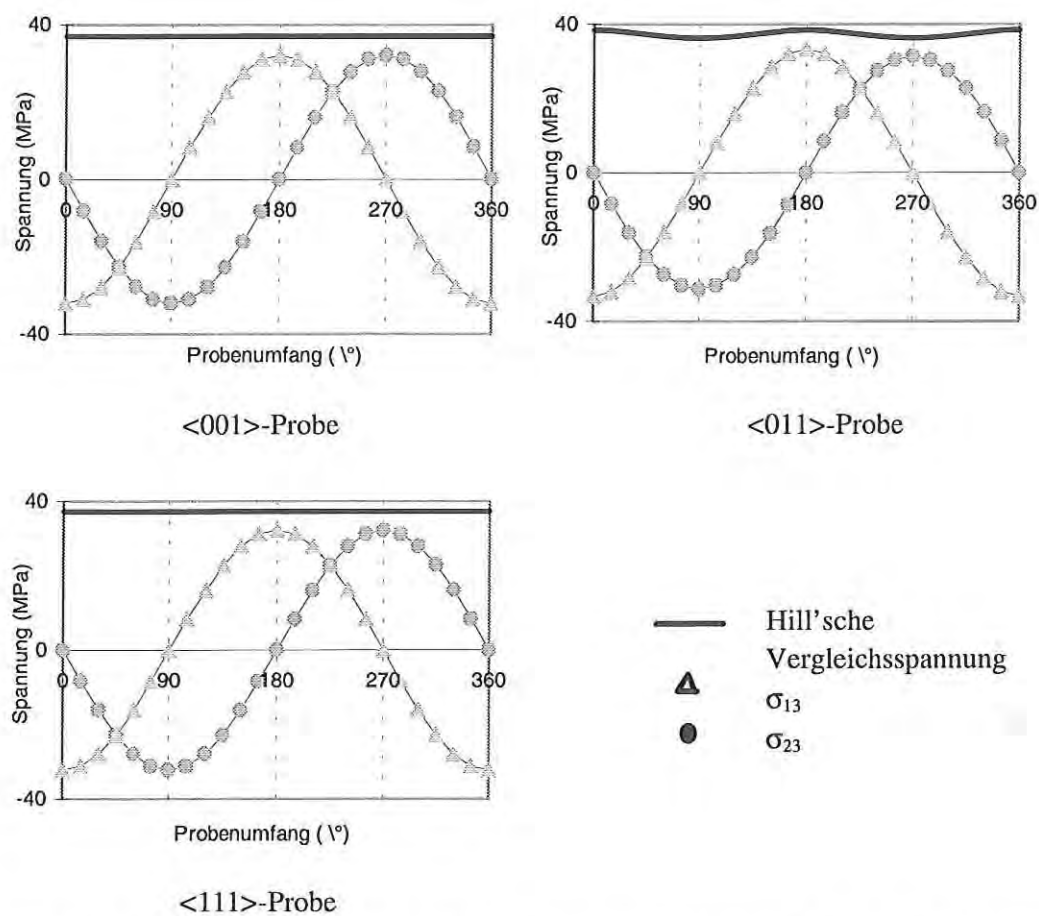


Abbildung 4.3/3: Verlauf der Hill'schen Vergleichsspannung und der Schubspannungen entlang des Umfangs einer tordierten Probe. Finite-Element-Analyse an <001>-, <011> und <111>-orientierten Proben.

Hierbei ist bemerkenswert, daß die kubische Hill'sche Formulierung ein homogenes Verformungsverhalten entlang des Probenumfangs für $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben voraussagt. Dies ist für eine $\langle 011 \rangle$ -orientierte Probe nicht mehr der Fall. Der Spannungstensor in Bezug auf das Maschinen-Koordinatensystem läßt sich wie folgt darstellen:

$$\sigma_{ij}^{(m)} = \sigma_{ij}^{*(m)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\sin(\theta)\tau \\ 0 & 0 & \cos(\theta)\tau \\ -\sin(\theta)\tau & \cos(\theta)\tau & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 33})$$

mit θ, r : zylindrische Koordinaten in Bezug auf die Torsionsprobe

Die Schubspannung τ hängt vom aufgebrachten Drehmoment ab und ist axial-symmetrisch.

Wie schon oben angedeutet, ist das Hill'sche Potential bezüglich der Vorhersage anisotroper Eigenschaften eingeschränkt, kann aber als spezieller Fall im Rahmen der Invariantentheorie angesehen werden.

4.3.2.2 Kubische Invarianten

Unter einer einer Symmetriengruppe $\mathfrak{S}$ entsprechenden Spannungsinvariante ist eine skalare Funktion der Spannungskomponenten zu verstehen, die durch alle Spannungskoordinatentransformationen hindurch unverändert bleibt, deren Transformation der Symmetriegruppe $\mathfrak{S}$ angehört.

$$\Phi(\sigma_{ij}) = \Phi(P_{ij}\sigma_{jk}P_{kl}) = \text{Skalar} \quad \underline{\text{mit } P \in \mathfrak{S}} \quad (\text{Gl. 34})$$

Falls $\mathfrak{S}$ alle orthogonalen Symmetrien enthält, können alle möglichen entsprechenden Invarianten als Polynom von drei grundlegenden Invarianten ausgedrückt werden. Deshalb geht man davon aus, daß die drei Grund-Invarianten eine Basis für isotrope Invarianten bilden. Diese drei Invarianten I_i sind die Koeffizienten des charakteristischen Polynoms des Spannungstensors und dienen zur Aufstellung der von Mises'sche Vergleichsspannung:

$$I_1 = \sum \sigma_{ii} \quad I_2 = \sum \sigma_{22}\sigma_{33} - \sum \sigma_{23}^2 \quad I_3 = \sigma_{11}\sigma_{22}\sigma_{33} + 2\sigma_{12}\sigma_{13}\sigma_{23} - \sum \sigma_{11}\sigma_{23}^2$$

wobei Σ für die Summierung identischer Glieder steht.

$$\text{z. B. } \sum \sigma_{22}\sigma_{33} = \sigma_{22}\sigma_{33} + \sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}\sigma_{33}.$$

Diese drei Invarianten sind nicht dazu geeignet, anisotrope Eigenschaften zu beschreiben.

Falls $\mathcal{S}$ die Symmetrien der (m3m) Kristallklasse umfaßt, besteht die entsprechende kubische Invariantenbasis aus neun Invarianten, die wie folgt in [78] gegeben sind:

$$\begin{array}{lll} J_1 = \sum \sigma_{11} & J_2 = \sum \sigma_{11}^2 & J_3 = \sigma_{11} \sigma_{22} \sigma_{33} \\ J_4 = \sum \sigma_{23}^2 & J_5 = \sum (\sigma_{13} \sigma_{12})^2 & J_6 = (\sigma_{12} \sigma_{13} \sigma_{23})^2 \\ J_7 = \sum \sigma_{22} (\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2) & J_8 = \sum \sigma_{11} \sigma_{13}^2 \sigma_{12}^2 & J_9 = \sum \sigma_{23}^2 \sigma_{22} \sigma_{33} \end{array}$$

Allgemein betrachtet lassen sich alle kubischen Potentiale, die die Gleichung 33 erfüllen, als Funktion der neun Grund-Invarianten J_i ausdrücken:

$$\Phi = \Phi(J_1, J_2, J_3, \dots, J_9) \quad (\text{Gl. 35})$$

Das Hill'sche Potential läßt sich als lineare Funktion der zweiten und vierten kubischen Invarianten ausdrücken.

$$\Phi_{\text{Hill}} = \frac{1}{2} (J_2 + 2(1+m) \times J_4) \quad (\text{Gl. 36})$$

Um das Potential jetzt explizit auszudrücken, muß entschieden werden, welche kubische Invariante vernachlässigt werden soll. Um genauer zu verstehen, wie jede Invariante die Beschreibung der Anisotropie beeinflusst, werden die neun Grund-Invarianten nacheinander isoliert betrachtet. Zur Vereinfachung der Mathematik wird das Werkstoffverhalten als rein-plastisch angenommen. Die Vergleichsspannung bezüglich der i -ten Invarianten wird wie folgt bestimmt:

$$\sigma_v^i = (J_i)^{\frac{1}{n_i}} \quad (\text{Gl. 37})$$

mit n_i : Grad des Polynoms J_i

Plastisches Fließen erfolgt, wenn die Vergleichsspannung größer oder gleich der Fließgrenze des Werkstoffes, z. B. der 0,2 %-Dehngrenze, ist.

Die erste Methode, eine Fließfläche darzustellen, besteht darin, die Belastung an einer gegebenen Probe variieren zu lassen. Die entsprechende Fließfläche wird im Spannungsraum konstruiert. Wenn sich der Punkt, dessen Koordinaten durch die sechs Komponenten des Spannungstensors des mehrachsigen Belastungszustandes festgelegt werden, innerhalb des von der Fließfläche begrenzten Volumens befindet, findet kein Fließen statt. Wenn sich dieser Punkt auf der Fließfläche befindet, erfolgt das plastische Fließen. Eine zweite Methode ist die Variation der Probenorientierung bei einem gegebenen Belastungszustand. Die entsprechenden Fließflächen werden im euklidischen Raum dargestellt. Zwei Belastungsarten werden hier näher untersucht:

a) Einachsiger Spannungszustand an einer beliebig orientierten Probe

Angenommen eine beliebig $\langle hkl \rangle$ -orientierte Probe wird bei einer einachsigen Spannung von 1MPa beansprucht. Die entsprechende Fließfläche läßt sich im euklidischen Raum darstellen, wobei sich die Festigkeit einer $\langle hkl \rangle$ -orientierten Probe mit Hilfe des entsprechenden Ortsvektors beschreiben läßt. Die Richtung dieses Ortsvektors ist die Orientierung der untersuchten Probe, sein Betrag die berechnete Vergleichsspannung. Wenn der Betrag des Ortsvektors kleiner als die Streckgrenze ist, fließt der Werkstoff nicht. Wenn der Betrag größer oder gleich der Streckgrenze ist, findet das plastische Fließen statt.

Da die berechneten Fließflächen sich dreidimensional nicht anschaulich darstellen lassen, werden [001]-, [110]- und [111]-Schnitte im Anhang A dargestellt. Der [001]-Schnitt veranschaulicht z. B. die unterschiedlichen vorhersagten Festigkeiten von aus einer (001)-Platte entnommenen Proben. Aus dem Vergleich zwischen den Beträgen der Ortsvektoren zweier Proben mit unterschiedlicher Orientierung lassen sich anhand des Anhangs A folgende Schlußfolgerungen ziehen:

Da mit dem Deviator des Spannungstensors gearbeitet wird, bleibt die erste Invariante gleich null und ist deswegen nicht zu berücksichtigen. Die zweite Invariante sagt voraus, daß die $\langle 001 \rangle$ -Richtung schwächer als die $\langle 011 \rangle$ -Richtung ist. Das Gegenteil findet bei der vierten Invariante statt. Da der [111]-Schnitt bei der zweiten sowie der vierten Invarianten ein Kreis ist, sagt ein Kriterium, das lediglich die zweite und vierte Invariante berücksichtigt, voraus, daß alle aus einer (111)-Platte entnommenen Proben dieselbe Festigkeit aufweisen. Diese Schlußfolgerung gilt z. B. für das Hill'sche Potential (vgl. Gl.36). Hier bestätigt sich, daß das Hill'sche Potential das anisotrope Verhalten als transversal isotrop beschreibt. Um die Dreizähligkeit der $\langle 111 \rangle$ -Orientierung in Betracht zu ziehen, kann z. B. die siebte Invariante in den Ausdruck des Potentials eingeführt werden.

b) Torsionsbeanspruchung an einer $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe

Als zweite Belastungsart wird die Torsion betrachtet. Da Torsion einen zweidimensionalen Spannungszustand im Probenquerschnitt hervorruft, wird das vorausgesagte Verhalten entlang des Umfanges einer $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - oder $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe untersucht.

Hier kommt die ortsabhängige Darstellung /Gl. 33/ für den Spannungstensor zum Einsatz. Daher sind die Invarianten auch entlang des Probenumfangs ortsabhängig auszudrücken. Aus Anhang A ist ersichtlich, daß im Gegensatz zur zweiten Invariante, die gar keinen Einfluß auf das Verhalten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben hat, die vierte Invariante einen homogenen Verlauf der Verformung entlang des Probenumfangs voraussagt. Infolgedessen sagt das Hill'sche Potential einen homogenen Verlauf entlang des Umfanges einer tordierten, $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe voraus. Dies ist auch der Fall für die Vorhersage des Verhaltens von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben und bestätigt die Ergebnisse der Finite-Element-Analyse an Torsionsproben (vgl. 4.3.1.2). Die

Berücksichtigung der fünften Invarianten wird dazu z. B. keinen Beitrag leisten, diese Homogenität bei $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben zu ändern.

4.3.2.3 Potential nach Nouailhas

Es wurde experimentell beobachtet, daß die Dehnung einer tordierten, $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe einen inhomogenen Verlauf entlang des Umfanges zeigt. Eingesetzte Dehnungsmeßstreifen zeigen bei niedrigen Temperaturen, daß die $\langle 011 \rangle$ -Bereiche stärker als die $\langle 001 \rangle$ -Bereiche verformt werden. Aufgrund der thermischen Beständigkeit des „Klebstoffes“ für die Dehnungsmeßstreifen sind diese Messungen nur bis etwa 550 °C möglich. Das Schmidt'sche Gesetz bestätigt diese experimentelle Beobachtung. Die Hill'sche Theorie sagt aber ein homogenes Verformungsverhalten für jeden Punkt auf dem Umfang voraus. Nach Nouailhas ist diese fehlende Vorhersage auf den quadratischen Ausdruck des Hill'schen Potentials zurückzuführen und begründet den Einbau zusätzlicher kubischer Invarianten im Kriechpotential. Detaillierte Informationen sind [82-87] zu entnehmen. Zur Berechnung irreversibler Dehnungen wird folgender Ausdruck als Erweiterung des Hill'schen Potentials berücksichtigt:

$$\Phi = \left[\left(\frac{3}{2} (J_2 + 2(1+m)J_4)^2 - a_8 J_8 \right)^3 - (a_6 J_6)^4 \right]^{\frac{1}{12}} \quad (\text{Gl. 38})$$

Bei der Verwendung dieses Potentials im Zusammenhang mit der Norton'schen Fließregel gelingt die Ermittlung der stationären Kriechgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Belastung. Bei einem einachsigen Kriechversuch an einer $\langle hkl \rangle$ -orientierten Probe führt das Potential von Nouailhas zu einer der Gleichung 30 ähnelnden Gleichung, wobei der Norton'sche Koeffizient $k_{\langle hkl \rangle}$ wie folgt orientierungsabhängig ausgedrückt wird:

$$k_{\langle hkl \rangle} = k_{\langle 001 \rangle} \left\{ \left(\left(1 + 3m \left[(hk)^2 + (hl)^2 + (kl)^2 \right] \right)^2 - a_8 \left[(hk)^4 + (hl)^4 + (kl)^4 \right] \right)^3 - \left[a_6 (hkl)^2 \right]^4 \right\}^{\frac{n+1}{12}}$$

Daraus folgt:

$$k_{\langle 111 \rangle} = k_{\langle 001 \rangle} \left\{ \left[\left(1 + m \right)^2 - \frac{a_8}{27} \right]^3 - \left[\frac{a_6}{27} \right]^4 \right\}^{\frac{n+1}{12}} \quad (\text{Gl. 39a})$$

$$k_{\langle 011 \rangle} = k_{\langle 001 \rangle} \left\{ \left(1 + \frac{3m}{4} \right)^2 - \frac{a_8}{16} \right\}^{\frac{n+1}{4}} \quad (\text{Gl. 39b})$$

Es ist hier erwähnenswert, daß der besondere Fall ($a_6 = a_8 = 0$) der Hill'schen Formulierung entspricht. Im Gegensatz zum Hill'schen Potential können wegen der Einfügung des Parameters a_8 die Kriechbeständigkeiten von $\langle 001 \rangle$ -, $\langle 011 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben beliebig angeordnet werden. a_6 ist ein Parameter, der zur Festlegung des Verhaltens $\langle 111 \rangle$ -orientierter Proben dient. Die Berücksichtigung zusätzlicher Invarianten erhöht aber die Anzahl von Werkstoffkonstanten. Infolgedessen steigt die Flexibilität des anisotropen Stoffgesetzes, was genauere Vorhersagen ermöglicht, stellt jedoch die Frage der Ermittlung der Parameter.

4.3.2.4 Modellierung des Einflusses der Floßbildung auf das Kriechverhalten

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, findet das Zusammenwachsen von γ' -Teilchen in Turbinenschaufeln unter Betriebsbedingungen statt. Spezifische Werkstoffmerkmale (γ' -Volumenanteil, Gitterfehlpassung), Betriebs- bzw. Prüftemperaturen und mechanische Beanspruchungen bedingen die Vorgänge der Floßbildung. Das Bestreben, den γ' -Volumenanteil hinsichtlich verbesserter Werkstoffeigenschaften anzuheben und die Betriebstemperaturen zur Steigerung des Wirkungsgrades zu erhöhen, begünstigt das Phänomen der Floßbildung. Deshalb wird hier angestrebt, Stoffgesetze zu entwickeln, die den Einfluß der γ' -Flöße auf das Werkstoffverhalten bei gegebenen Lastbedingungen beschreiben.

Es wird davon ausgegangen, daß mit der Floßentwicklung die ursprünglichen kubischen Symmetrien des Werkstoffes verschwinden [68]. Die γ' -Teilchen wachsen zusammen und bilden platten- bzw. stabförmige γ' -Teilchen, die als Quader idealisiert werden. Die kontinuierliche Umgestaltung wird mit Hilfe des Vektors δ_i beschrieben, dessen drei Koordinaten der normalisierten Länge, Breite und Höhe eines Quaders entsprechen [Abb. 4.3/2].

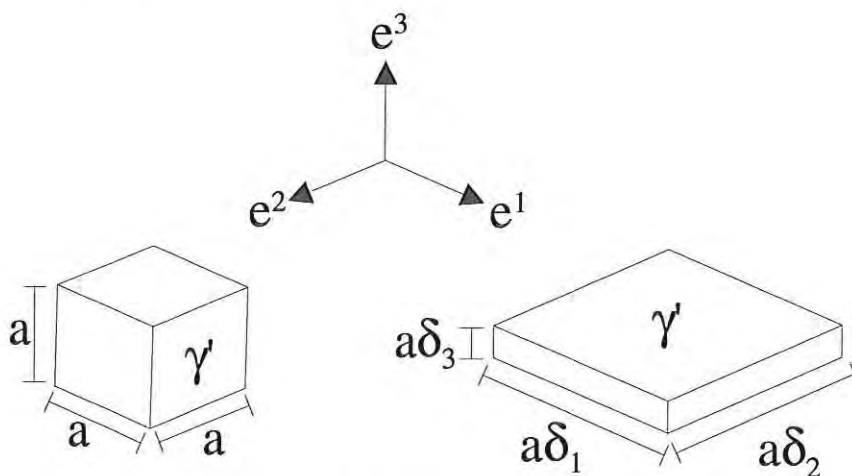


Abbildung 4.3/2: Idealisierte γ' -Teilchenmorphologie

Da die γ' -Teilchen sich den Kristallhaupttrichtungen folgend entwickeln, wird der Vektor δ_i im kristallographischen Koordinatensystem ausgedrückt. Wenn die drei Koordinaten gleich eins sind, findet die Floßbildung nicht statt, d. h. die γ' -Teilchen bleiben würfelförmig.

Mit der kontinuierlichen Entwicklung der Flöße wird angenommen, daß die makroskopischen anisotropen Eigenschaften des Werkstoffes dem Gefügestand entsprechend modifiziert werden. Für diesen Fall wird deshalb vorgeschlagen, ein Potential zu formulieren, das vom Spannungszustand σ_{ij} sowie von der durch den Vektor δ_i definierten Floßgeometrie abhängt:

$$\Phi = \Phi(\sigma_{ij}, \gamma' \text{- Teilchengeometrie}) \Rightarrow \Phi = \Phi(\sigma_{ij}, \delta_i) \quad (\text{Gl. 40})$$

Das Potential Φ wird gemäß Gleichung 34 als kubische Invariante bezüglich des Spannungstensors σ_{ij} und des γ' -Vektors δ_i ausgedrückt.

$$\Phi(\sigma_{ij}, \delta_i) = \Phi(P_{ij} \sigma_{jk} P_{kl}, P_{ij} \delta_j) \quad (\text{Gl. 41})$$

Zur Verdeutlichung dieser Annahme werden als Beispiel Kriechversuche an $\langle 001 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ und $\langle 100 \rangle$ -orientierten Proben betrachtet, deren Bedingungen (hohe Temperaturen, niedrige Spannung) zu Flößen senkrecht zur Spannungsachse führen. Die γ' -Platten haben in den drei Fällen eine Dicke d und eine Länge sowie eine Breite von L . Die den drei Versuchen entsprechenden Spannungstensoren sowie der Floßvektor sind wie folgt im kristallographischen Koordinatensystem auszudrücken:

$\sigma_{ij}^{\langle 001 \rangle} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{pmatrix}$
 $\delta_i^{\langle 001 \rangle} = \begin{pmatrix} L \\ L \\ d \end{pmatrix}$

$\sigma_{ij}^{\langle 010 \rangle} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
 $\delta_i^{\langle 010 \rangle} = \begin{pmatrix} L \\ d \\ L \end{pmatrix}$

$\sigma_{ij}^{\langle 100 \rangle} = \begin{pmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
 $\delta_i^{\langle 100 \rangle} = \begin{pmatrix} d \\ L \\ L \end{pmatrix}$

Abbildung 4.3/3: Beispiel zur Bildung des mikrostrukturabhängigen Potentials

Da die drei Versuche experimentell zur gleichen Kriechkurve führen, muß das Potential Φ in den drei Fällen denselben Wert haben /Gl. 42/.

$$\Phi(\sigma_{ij}^{<100>}, \delta_i^{<100>}) = \Phi(\sigma_{ij}^{<010>}, \delta_i^{<010>}) = \Phi(\sigma_{ij}^{<001>}, \delta_i^{<001>}) \quad (\text{Gl. 42})$$

Diese drei Gleichungen entsprechen einem besonderen Fall der Gleichung 41 mit:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{<100>}; \delta_i = \delta_i^{<100>} \text{ mit } P=M_1 \text{ und } P=M_2 \text{ /vgl. Tab. 4.1/1/}$$

Dieses Beispiel verdeutlicht die Annahme, daß das Potential Φ gemäß Gleichung 34 als kubische Invariante bezüglich des Spannungstensors σ_{ij} und des γ' -Vektors δ_i ausgedrückt wird. Dies setzt die kubische Symmetrie in Bezug auf den Spannungstensor allein nicht voraus.

Zum Aufbau des Potentials Φ werden folgende Invarianten H_i , die nach [79] die entsprechende Integritätsbasis bilden, eingesetzt:

$$\begin{aligned} H_1 &= \sum \sigma_{11} & H_2 &= \sum \sigma_{22} \sigma_{33} & H_3 &= \sigma_{11} \sigma_{22} \sigma_{33} & H_4 &= \sum \sigma_{23}^2 \\ H_5 &= \sum \sigma_{12}^2 \sigma_{13}^2 & H_6 &= \sigma_{12} \sigma_{13} \sigma_{23} & H_7 &= \sum \sigma_{11} \sigma_{23}^2 & H_8 &= \sum \sigma_{11} \sigma_{13}^2 \sigma_{12}^2 \\ H_9 &= \sum \sigma_{11} \sigma_{22} \sigma_{12}^2 & H_{10} &= \sum \delta_1^2 & H_{11} &= \sum \delta_1^2 \delta_2^2 & H_{12} &= (\delta_1 \delta_2 \delta_3)^2 \\ H_{13} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{23} & H_{14} &= \sum \delta_1^2 \sigma_{11} & H_{15} &= \sum \delta_1^2 \sigma_{23}^2 & H_{16} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{12} \sigma_{13} \\ H_{17} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{23} \sigma_{11} & H_{18} &= \sum \delta_1^2 \sigma_{33} \sigma_{22} & H_{19} &= \sum \delta_1 \delta_2 \sigma_{12}^2 & H_{20} &= \sum \delta_1^2 \sigma_{11} \sigma_{23}^2 \\ H_{22} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{23} \sigma_{22} \sigma_{33} & H_{23} &= \sum \delta_1^2 \sigma_{13}^2 \sigma_{12}^2 & H_{24} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{23}^2 \sigma_{11} \\ H_{25} &= \sum \delta_2 \delta_3 \sigma_{13} \sigma_{12} \sigma_{22} \sigma_{33} & H_{26} &= \delta_1 \delta_2 \delta_3 \sum \delta_1 \sigma_{23} & H_{27} &= \sum \delta_1^2 \delta_2^2 \sigma_{33} \\ H_{28} &= \delta_1 \delta_2 \delta_3 \sum \delta_1 \sigma_{13}^* \sigma_{12} & H_{29} &= \delta_1 \delta_2 \delta_3 \sum \delta_1 \sigma_{11} \sigma_{23} & H_{30} &= \sum \delta_1^3 \delta_2^3 \sigma_{12} \end{aligned}$$

Es wird folgender Ausdruck für das Potential Φ gewählt:

$$\Phi = \frac{1}{2} \left\{ -\frac{H_2 H_{10}}{3} - H_{18} + 2(1+m) \left[(1-a'-a'') H_4 + a' H_{15} + a'' H_{19} \right] \right\} \quad (\text{Gl. 43})$$

oder

$$\Phi = \frac{1}{2} \left\{ \sum \frac{\delta_1^2}{3} (\sigma_{22}^* - \sigma_{33}^*)^2 + 2(1+m) \sum (1+a'(\delta_3^2 - 1) + a''(\delta_1 \delta_2 - 1)) \sigma_{12}^{*2} \right\} \quad (\text{Gl. 44})$$

mit a', a'' : temperaturabhängige Werkstoffparameter.

Die Gleichung 44 für das viskoplastische Potential Φ ist identisch mit dem des orthotropen Hill'schen Potentials (vgl. Gl. 22a), dessen sechs Koeffizienten (F, G, H, K, L, M) mit den Koordinaten δ_i verknüpft werden. Falls die γ' -Teilchen würfelförmig bleiben, haben alle δ_i den Wert eins, und Φ wird identisch zur kubischen Formulierung des Hill'schen Potentials (vgl. Gl. 24). Falls sich FlöÙe bilden, führt die kontinuierliche Änderung der δ_i -Werte zur Modifikation des Potentials Φ . Infolgedessen wird das Werkstoffverhalten als orthotrop mit einer kontinuierlichen Änderung der anisotropen inelastischen Eigenschaften simuliert. Der entsprechende Anisotropietensor läÙt sich wie folgt darstellen:

$$A_{ijkl} = \begin{bmatrix} \frac{\delta_3^2 + \delta_2^2}{3} & -\frac{\delta_3^2}{3} & -\frac{\delta_2^2}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\delta_3^2}{3} & \frac{\delta_3^2 + \delta_1^2}{3} & -\frac{\delta_1^2}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{\delta_2^2}{3} & -\frac{\delta_1^2}{3} & \frac{\delta_2^2 + \delta_1^2}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{1212} & A_{1212} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{1212} & A_{1212} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1313} & A_{1313} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{1313} & A_{1313} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{2323} & A_{2323} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{2323} & A_{2323} \end{bmatrix} \quad (\text{Gl. 45})$$

mit:

$$A_{1212} = \frac{1+m}{2} (1 + a'(\delta_3^2 - 1) + a''(\delta_1\delta_2 - 1))$$

$$A_{1313} = \frac{1+m}{2} (1 + a'(\delta_2^2 - 1) + a''(\delta_1\delta_3 - 1))$$

$$A_{2323} = \frac{1+m}{2} (1 + a'(\delta_1^2 - 1) + a''(\delta_2\delta_3 - 1))$$

4.4 Das mikrostrukturabhängige Modell für einkristalline Superlegierungen

Das mikrostrukturabhängige Modell wurde am IWE 1 ursprünglich zur Beschreibung des inelastischen Verformungsverhaltens der polykristallinen Superlegierung IN738LC konzipiert. Die konstitutiven Gleichungen des Modells gehören zu der sogenannten Modellgruppe „Unified Formulation“, die sowohl plastische Vorgänge als auch

Kriechprozesse in ihre Formulierung einschließt [80]. 13 temperaturabhängige Werkstoffparameter wurden mit Hilfe von Kriech- und Warmzugversuchen bestimmt. Als Beitrag zur strukturellen Analyse polykristalliner Modellturbinenschaufeln wurde die optimierte Version via einer UMAT-Routine mit dem Finite-Element-Programm ABAQUS verknüpft [91]. Das Ziel des mikrostrukturabhängigen Modells besteht in der Abschätzung der bleibenden Verformung unter Berücksichtigung der Werkstoffgeschichte und der gegenwärtigen Beanspruchungen. Der Ausgangszustand für die Analyse entspricht dem Werkstoffzustand des vollständig gefertigten Bauteiles. Die Einstellung des Ausgangswerkstoffes erfolgt durch die notwendigen Fertigungsschritte des Bauteiles. Zur Beschreibung des Ausgangswerkstoffes werden folgende metallkundliche Merkmale explizit oder implizit in der Formulierung berücksichtigt:

- Versetzungsdichte in den γ -Kanälen
- mittlere γ' -Größe
- primärer Dendritenabstand
- Gitterfehlpassung

4.4.1 Die Grundgleichung

Die Gesamtdehnung setzt sich aus dem elastischen Anteil und der inelastischen Dehnung zusammen. Die thermische Dehnung wird mit Hilfe des Wärmeausdehnungskoeffizienten berechnet. Die Berechnung der elastischen Dehnung erfolgt durch das Hooke'sche Gesetz. Die inelastische Dehnung wird durch Integration der inelastischen Dehnrate über die Prüfdauer ermittelt:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{th} + \epsilon_{ij}^e + \int \dot{\epsilon}_{ij}^{in} dt \quad (Gl. 46)$$

$$\epsilon_{ij}^{th} = \delta_{ij} \alpha^w \Delta T \quad (Gl. 47)$$

Die thermische Dehnung eines kubischen Kristalls wird isotrop formuliert /Gl. 47/, obwohl orientierungsabhängige Wärmedehnungskoeffizienten gemessen werden /vgl. Tab. 5.2/1/

$$\epsilon_{ij}^e = S_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (Gl. 48)$$

Mit Hilfe einer viskoplastischen Fließregel [81,91] und des oben definierten mikrostrukturabhängigen Potentials /Gl. 44/ läßt sich die inelastische Dehnrate dreidimensional wie folgt tensoriell ausdrücken:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} K_{<001>} (\sigma_v^{eff*})^{N-1} A_{ijkl} \sigma_{kl}^{eff*} \quad (Gl. 49)$$

mit $K_{<001>}$, N: viskoplastische Werkstoffparameter
 A_{ijkl} : mikrostrukturabhängiger Anisotropietensor

Die Beziehung für die effektive Vergleichsspannung lautet:

$$\sigma_v^{eff} = \sqrt{\frac{3}{2} A_{ijkl} \sigma_{ij}^{eff*} \sigma_{kl}^{eff*}} \quad \text{mit } A_{ijkl} \text{ gemäß Gleichung 45} \quad (\text{Gl. 50})$$

Da inelastische Vorgänge unabhängig vom hydrostatischen Druck ablaufen, ist die inelastische Dehnrate unter Zuhilfenahme des Deviators des Spannungstensors zu berechnen. Um den Einfluß des Gefüges auf das Verformungsverhalten zu betrachten, wird angenommen, daß nur ein Teil der angelegten Spannung bleibende Verformungen bewirkt. Der effektive Spannungsanteil wird als Differenz zwischen äußerer Spannung und innerer Spannung ausgedrückt:

$$\sigma_{ij}^{eff} = \sigma_{ij} - \sigma_{ij}^i \quad (\text{Gl. 51})$$

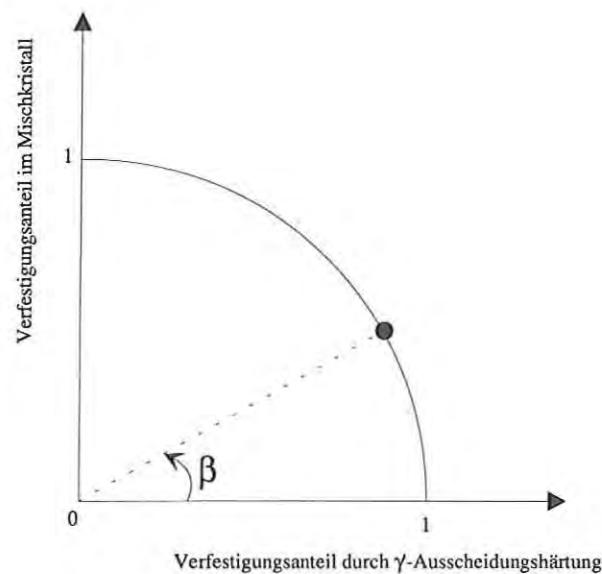
Die metallphysikalische Begründung der inneren Spannung σ^i ist der Widerstand der Mikrostruktur gegen die durch äußere Spannung hervorgerufene Verformung. Da die Bewegung von Versetzungen die inelastischen Verformungen bewirkt, stellt die innere Spannung die Wechselwirkung zwischen der Mikrostruktur und den beweglichen Versetzungen dar. Da Superlegierungen aus zwei Phasen bestehen, setzt sich die innere Spannung aus zwei Anteilen zusammen:

$$\sigma_{ij}^i = \sigma_{ij}^b + \sigma_{ij}^p \quad (\text{Gl.52})$$

Die Rückspannung (oder Back-stress) σ_{ij}^b stellt die Wechselwirkung der beweglichen Versetzungen mit der Versetzungsstruktur dar in den γ -Kanälen. σ_{ij}^p beschreibt die Wechselwirkung der Versetzungen mit den γ' -Teilchen.

4.4.2 Verfestigung nach γ' -Ausscheidung- bzw. Mischkristallhärtung

Je nach der Beanspruchung resultiert die gesamte bleibende Dehnung einkristalliner Superlegierungen aus Kriechvorgängen, die in der γ -Phase und in der γ' -Ausscheidung ablaufen. Zur Beschreibung des jeweiligen Anteils wird der Winkel β eingesetzt (äquivalent zu q_0 angewandt in der isotropen Formulierung des mikrostrukturabhängigen Modells). Zur Veranschaulichung des Winkels β dient die Darstellung 4.4/1.

Abbildung 4.4/1: Schematische Darstellung des Winkels β

Bei der Ableitung des Winkels β wird davon ausgegangen, daß bei niedrigen Spannungen bzw. niedrigen Dehnraten die Ausscheidungshärtung oder die Wechselwirkung zwischen den Versetzungen und den γ' -Teilchen entscheidend für die Verformungsmechanismen ist. Versetzungen haben unter diesen Bedingungen genug Zeit, sich ohne gegenseitige Behinderung zu bewegen, ohne in den γ -Kanälen miteinander in Wechselwirkung zu treten und sich gegenseitig zu stören. Sie können daher die γ/γ' -Grenzfläche erreichen, wo sie mit der γ' -Ausscheidung in Wechselwirkung treten. Bei hohen Spannungen bzw. hohen Verformungsraten ist die gegenseitige Behinderung der Versetzungen in den γ -Kanälen der entscheidende Verfestigungsmechanismus. Versetzungen blockieren sich gegenseitig und können deshalb nicht die nächste γ' -Teilchenoberfläche erreichen. Der Winkel β ergibt sich als Funktion der Vergleichsspannung σ_v :

$$\beta = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\sigma_v}{\sigma_y} \right)^p \quad (\text{Gl. 53})$$

mit p : temperaturabhängiger Werkstoffparameter
 σ_y : Fließgrenze in der $\langle 001 \rangle$ -Richtung

4.4.3 Die Entwicklungsgleichung für die Rückspannung

Die Rückspannung σ_{ij}^b beschreibt vorrangig die in der γ -Phase ablaufenden Kriechvorgänge. Mit zunehmenden hervorgerufenen Kriechdehnungen steigt die Versetzungsdichte an, was zur Erhöhung gegenseitiger Störungen zwischen beweglichen und ortsfesten Versetzungen (Verfestigung) führt. Gleichzeitig finden Erholungs-

vorgänge (Entfestigung) statt. Der Ablauf beider Mechanismen führt zu einem Bereich minimaler Dehnrate. Dementsprechend erreicht σ_{ij}^b einen Sättigungswert σ_{ij}^{bsat} . Die tensorielle Größe σ_{ij}^b entspricht der kinematischen Verfestigung und beschreibt das primäre Kriechen. Die Entwicklungsgleichung für die Rückspannung basiert auf der Proportionalität zwischen der Rückspannungsrate und der Differenz zwischen dem momentanen und dem Gleichgewichtswert. Es wird davon ausgegangen, daß der Proportionalitätsfaktor temperatur-, orientierungs- sowie dehnratenabhängig ist. Dieser Faktor ist von großer Bedeutung, da er die Zeit bis zum Erreichen der minimalen Dehnrate sowie die akkumulierte bleibende Dehnung im sekundären Bereich bestimmt. Unter der Annahme, daß der Ausgangswerkstoff nahezu versetzungsfrei ist, wird die Entwicklungsgleichung der Rückspannung wie folgt formuliert:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ij}^b &= \lambda \dot{\epsilon}_v^{in} V_{ijkl} (\sigma_{kl}^{bsat} - \sigma_{kl}^b) \\ \sigma_{ij}^b(t=0) &= 0 \end{aligned} \quad (Gl. 54)$$

mit λ : temperaturabhängiger Werkstoffparameter

Der Ausdruck des Gleichgewichtswertes /Gl. 55/, bei dem die minimale Kriechrate erreicht wird, kommt aus den ursprünglich entwickelten, isotropen Stoffgleichungen des mikrostrukturabhängigen Modells [81].

$$\sigma_{ij}^{bsat} = (\sin \beta)^2 \left(1 - \left[\frac{k_{<001>} \sigma_v^{n_0-N} e^{\alpha \sigma_v}}{K_{<001>}} \right]^{\frac{1}{N}} \right) \sigma_{ij} \quad (Gl. 55)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } \sigma_v &= \sqrt{\frac{3}{2} A_{ijkl}^0 \sigma_{ij}^* \sigma_{kl}^*} & \text{wenn } \sqrt{\frac{3}{2} A_{ijkl}^0 \sigma_{ij}^* \sigma_{kl}^*} < \sigma_Y \\ \sigma_v &= \sigma_Y & \text{wenn } \sqrt{\frac{3}{2} A_{ijkl}^0 \sigma_{ij}^* \sigma_{kl}^*} \geq \sigma_Y \end{aligned} \quad (Gl. 56)$$

$k_{<001>}$, n_0 , α : temperaturabhängige Kriechparameter des Werkstoffes

Zur Berechnung der Vergleichsspannung σ_v wird der Anisotropietensor A_{ijkl}^0 laut Gleichung 23 benötigt, dessen Darstellung den kubischen Symmetrien des Ausgangswerkstoffes entspricht.

Es wird angenommen, daß die Orientierungsabhängigkeit der Verfestigungsgeschwindigkeit von kubischem Charakter ist und sich mit Hilfe folgender Matrix darstellen läßt:

$$V_{ijkl} = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{v}{2} & \frac{v}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 57})$$

mit v : temperaturabhängiger Werkstoffparameter

Die Dehnratenabhängigkeit läßt sich mit Hilfe der Vergleichsdehnrateschreiben:

$$\dot{\varepsilon}_v^{\text{in}} = K_{<001>} (\sigma_v^{\text{eff}})^N \quad (\text{Gl. 58})$$

Was die Versetzungsstrukturabhängigkeit angeht, hat sich erwiesen, daß die folgende Gleichung phänomenologisch am besten das Verhalten von CMSX-4 beschreibt:

$$\lambda = \lambda_0 (\cot \beta)^2 \quad \text{mit } \lambda_0: \text{ temperaturabhängiger Werkstoffparameter} \quad (\text{Gl. 59})$$

4.4.4 Modellierung der Ausscheidungshärtung

Zur Modellierung der Ausscheidungshärtung wird angenommen, daß die Größe und die Morphologie der γ' -Teilchen entscheidend sind. Da fast alle γ' -Teilchen nach der thermischen Behandlung dieselbe Größe besitzen und regelmäßig verteilt sind, wird die räumliche Verteilung nicht berücksichtigt. Nach [81] ergibt sich der Anteil der inneren Spannung σ_{ij}^p in tensorieller Form zu:

$$\sigma_{ij}^p = \left\{ 1 - \left[\frac{k_{<001>} \sigma_v^{n_0-N} e^{\alpha \sigma_v} f(a_i)}{K_{<001>}} \right]^{\frac{1}{N}} - (\sin \beta)^2 \left(1 - \left[\frac{k_{<001>} \sigma_v^{n_0-N} e^{\alpha \sigma_v}}{K_{<001>}} \right]^{\frac{1}{N}} \right) \right\} \sigma_{ij} \quad (\text{Gl. 60})$$

Die Teilchengröße a_i ist die Kantenlänge der γ' -Teilchen in Richtung e^i .

$$a_i = a \delta_i \quad (\text{Gl. 61})$$

Die Entwicklungsgleichung von a bezieht sich auf die LSW-Theorie /Gl. 3a/:

$$a = a_0 \left(1 + \frac{V_{\text{pkt}} t}{a_0^3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{Gl. 62})$$

Durch die Vergrößerung der γ' -Teilchen sowie die Morphologieänderung ändern sich die Wechselwirkungsmechanismen zwischen Versetzungen und γ' -Teilchen. Insbesondere wird das Schneiden von γ' -Ausscheidungen durch einzelne Versetzungen, das Schneiden von γ' -Ausscheidungen durch Versetzungspaare und das Umgehen der Teilchen mit Hilfe der Funktion f von der mittleren γ' -Teilchengröße a_i betrachtet [81].

$$\begin{aligned} f(a_i) &= \frac{a_0}{a_i} \quad \text{wenn } a_i \leq a_s \\ f(a_i) &= \frac{a_0 a_i}{a_s^2} \quad \text{wenn } a_i > a_s \end{aligned} \quad (\text{Gl. 63})$$

mit a_s : kritische Kantenlänge eines γ' -Teilchens

Die Überwindung eines γ' -Teilchens mit einer Kantenlänge, die kleiner als die kritische Kantenlänge a_s ist, erfolgt vorzugsweise durch Schneiden von Versetzungen. Die Wechselwirkung zwischen Versetzungen und γ' -Teilchen mit Kantenlängen größer als a_s erfolgt durch Umgehen. Falls die γ' -Teilchen als thermodynamisch stabil angenommen werden und die Ausgangskantenlänge kleiner als die kritische Kantenlänge ist, nimmt die Korrekturfunktion $f(a_i)$ den konstanten Wert 1 ein.

4.4.4.1 Modellierung der durch die Floßbildung induzierten Anisotropie

Es wird hier davon ausgegangen, daß die treibende Kraft der Floßbildung in dem unterschiedlichen Abbau der Kohärenzspannung der jeweils betrachteten γ' -Würfel­fläche besteht. Der Spannungsabbau erfolgt durch die Einlagerung von Versetzungen an der γ/γ' -Grenzfläche (vgl. 2.3.3). Lagern sich viele Versetzungen auf einer bestimmten γ' -Würfel­fläche ein, ist die Wechselwirkung der Versetzungen mit dem entsprechenden γ' -Teilchen auf dieser Würfel­fläche stark. Infolgedessen werden die Kohärenzspannungen auf der entsprechenden γ' -Würfel­fläche stark abgebaut.

Die Wechselwirkung zwischen den Versetzungen und einem γ' -Teilchen wird im Rahmen des mikrostrukturabhängigen Modells mit Hilfe des Anteils σ_{ij}^p des inneren Spannungstensors beschrieben. Die Wechselwirkung der Versetzungen mit einem γ' -Teilchen auf der senkrecht zu e^i stehenden Würfel­fläche läßt sich laut der Definition des Spannungstensors nach Multiplikation des Spannungstensors mit dem Vektor e^i berechnen. Da die Floßbildung diffusionsbedingte Transporte von γ' -bildenden

Elementen erfordert, ergibt sich die Entwicklungsgleichung der Änderung der γ' -Morphologie ebenfalls als Funktion der Zeit zu:

$$\chi_i = 1 - \eta \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \right] \frac{\sigma_{ij}^p e_j^i}{\sigma_v} \quad (\text{Gl. 64})$$

Unter der Annahme der Erhaltung des γ' -Volumenanteils lassen sich die normalisierten Kantenlängen der γ' -Teilchen aus den Zwischenvariablen χ_i wie folgt berechnen:

$$\delta_i = \frac{\chi_i}{(\chi_1 \chi_2 \chi_3)^{\frac{1}{3}}} \quad (\text{Gl. 65})$$

Der Werkstoffparameter η , dessen Vorzeichen gleich dem der γ/γ' -Gitterfehlpassung der untersuchten Legierung sein soll, bestimmt die bei unendlicher Belastungsdauer eingestellte Morphologie der Flöße. τ_f ist eine temperaturabhängige Zeitkonstante, die die Geschwindigkeit der Floßbildung wiedergibt.

Die Gleichungen 64 und 65 sind nach obigen Begründungen empirisch formuliert und erzeugen bei einem einachsigen Spannungszustand folgende Floßgeometrie /Tab. 4.4/1/ in Abhängigkeit vom Vorzeichen der Spannung und dem der Gitterfehlpassung (bzw. des Werkstoffparameters η) und von der Orientierung der Probe (vgl. 2.3.3.1).

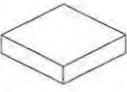
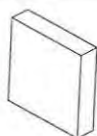
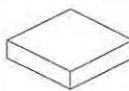
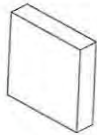
	<001>		<011>		<111>	
	Vorzeichen der Fehlpassung		Vorzeichen der Fehlpassung		Vorzeichen der Fehlpassung	
	+	-	+	-	+	-
Druck	 $\delta_1 > 1, \delta_2 > 1, \delta_3 < 1$	 $\delta_1 < 1, \delta_2 < 1, \delta_3 > 1$	 $\delta_1 > 1, \delta_2 < 1, \delta_3 < 1$	 $\delta_1 < 1, \delta_2 > 1, \delta_3 > 1$	 $\delta_1 = 1, \delta_2 = 1, \delta_3 = 1$	 $\delta_1 = 1, \delta_2 = 1, \delta_3 = 1$
Zug	 $\delta_1 < 1, \delta_2 < 1, \delta_3 > 1$	 $\delta_1 > 1, \delta_2 > 1, \delta_3 < 1$	 $\delta_1 < 1, \delta_2 > 1, \delta_3 > 1$	 $\delta_1 > 1, \delta_2 < 1, \delta_3 < 1$	 $\delta_1 = 1, \delta_2 = 1, \delta_3 = 1$	 $\delta_1 = 1, \delta_2 = 1, \delta_3 = 1$

Tabelle 4.4/1: Vorausgesagte γ' -Teilchenmorphologie nach den Gleichungen 64 und 65 in Abhängigkeit von der Probenorientierung, dem Vorzeichen der Gitterfehlpassung bzw. der einachsigen angelegten Spannung (Zug oder Druck).

5 Anpassung und Auswertung des mikrostrukturabhängigen Modells für die Legierung CMSX-4

5.1 Gewinnung von Meßdaten

Da sich die Anforderungen im Flugbetrieb von denen bei der Stromerzeugung unterscheiden, sind Laufschaufeln der ersten Reihe einer stationären Gasturbine größer als die von Flugtriebwerken (vgl. 2.2.1). Um eine Erhöhung der Gastemperatur zu ermöglichen, wird angestrebt, die im Flugbereich eingesetzte Einkristalltechnologie auch bei Laufschaufeln stationärer Gasturbinen anzuwenden. Aus diesem Grund werden spezielle Forschungsprogramme von der Gasturbinenindustrie gefördert. In Europa vereinen Gasturbinenbetreiber, Forschungsinstitute verschiedener Länder sowie die Europäische Gemeinschaft ihre Bemühungen unter anderem im Rahmen des COST 501-Programmes. Für die einkristallinen Bauteile wurde die Aktion WP14.2 „Advanced Single Crystal Components“ geschaffen.

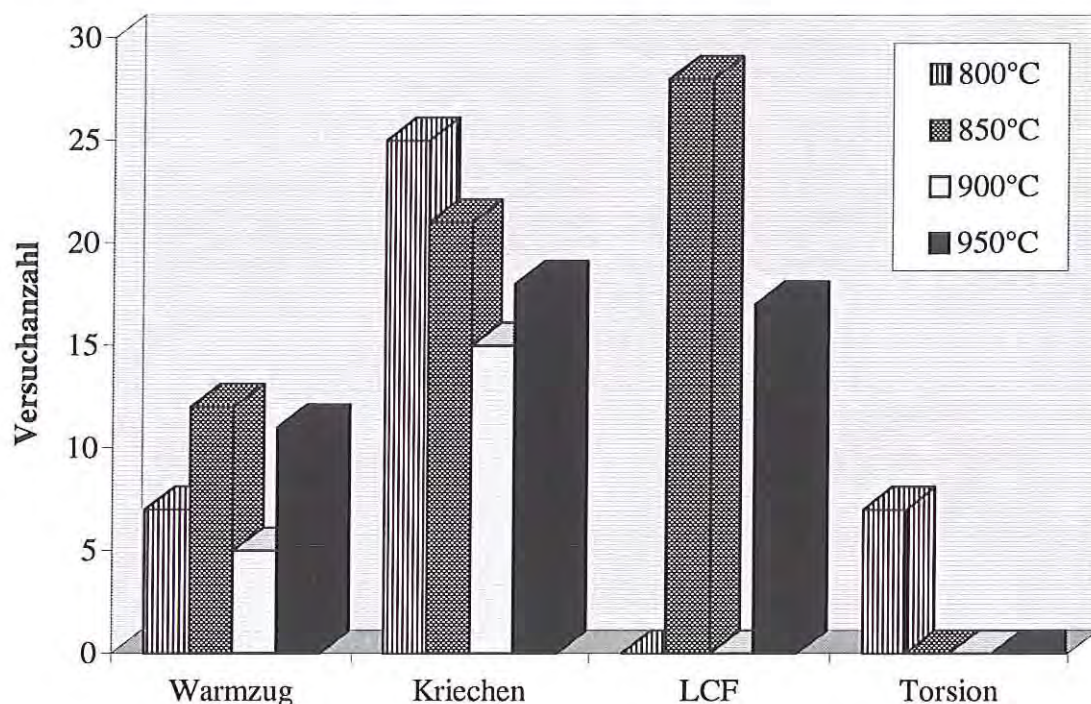


Abbildung 5.1/1: Durchgeführte Versuche im Rahmen des Programmes COST 501, WP 14.2

Aufgrund ihrer vielversprechenden thermomechanischen Eigenschaften wurde die amerikanische Superlegierung CMSX-4 zur Untersuchung ihres möglichen Einsatzes als Laufschaufelwerkstoff ausgewählt.

Eine europäische Legierungsvariante, nämlich die Legierung SMP14, wird dazu parallel entwickelt und im Vergleich mit CMSX-4 untersucht. Nach dem Bridgman - Verfahren werden Stäbe in den drei Kristallrichtungen ($\langle 001 \rangle$, $\langle 011 \rangle$, $\langle 111 \rangle$) mit einer tolerierten Orientierungsabweichung von 10° gerichtet erstarrt. Die von verschiedenen Forschungseinrichtungen durchgeführten thermomechanischen Versuche bei Temperaturen zwischen 800°C und 950°C sind in Abb. 5.1/1 zusammengefaßt.

Warmzugversuche ermöglichen es, Informationen über das Werkstoffverhalten bei hoher Dehnrate zu erhalten, d. h. sie tragen zur Beschreibung des nahezu reinplastischen Verhaltens bei. Das zeitabhängige irreversible Verformungsverhalten wird mit Hilfe von Zeitstandversuchen experimentell untersucht. Um das zyklische Verformungsverhalten hinsichtlich der Betriebszyklen Anfahrt/Abfahrt einer Gasturbine zu erfassen, werden LCF-Versuche (Low Cycle Fatigue) durchgeführt. Torsionsversuche sowie einachsige Versuche an Proben mit beliebiger Orientierung liefern weitere Informationen über die Anisotropie des inelastischen Verhaltens.

Im Rahmen dieses Programmes werden am Institut eigene Versuche im Zusammenhang mit dem entwickelten Modell durchgeführt. Die eigenen Versuche sind in Anhang B zusammengefaßt und dienen dazu, erstens eine Korrelation zwischen Mikrostruktur und makroskopischen Eigenschaften zu finden und zweitens mit Hilfe von gezielten Belastungsbedingungen Lücken zur Bestimmung der Modellparameter zu schließen.

Bevor die Validierung des Modells und seine Auswertung erörtert werden, muß hinterfragt werden, welcher Genauigkeit die zur Verfügung stehenden Daten unterliegen und welche Daten für die Anpassung in Betracht gezogen werden sollen.

Als Beispiel für die experimentelle Streuung sind sechs Kriechkurven bei denselben Belastungsbedingungen (982°C , 248 MPa) bezüglich derselben Orientierung ($\langle 001 \rangle$) dargestellt /Abb. 5.1/2/. Der relative Fehler liegt nach 100 Stunden bei etwa 100 %. Aufgrund der extremen Streuung werden diese Daten nicht zur Anpassung des Modells benutzt. Da in der Praxis die mehrfache Überprüfung von Versuchsergebnissen nur selten stattfindet, sollen diese Daten nicht als „schlecht“ charakterisiert und deswegen verworfen werden, denn sie zeigen, mit welchen Problemen bezüglich der Genauigkeit die Anpassung eines Modells an das Verformungsverhalten eines technischen Werkstoffes verbunden ist. Die Qualitätssicherung der Versuchsergebnisse wird durch die Reproduzierbarkeit folgender Faktoren gewährleistet:

- Werkstoff (Schmelze, Standardwärmebehandlung)
- Probe (Fertigung, Geometrie, Orientierung)
- Versuch (Prüfmaschine, Meßsystem, Datenerfassung, Temperaturregelung)

Um den damit zusammenhängenden Fehler zu vermindern, werden zur Anpassung des Modells lediglich Daten verwendet, die im Rahmen des COST-Programmes ermittelt werden.

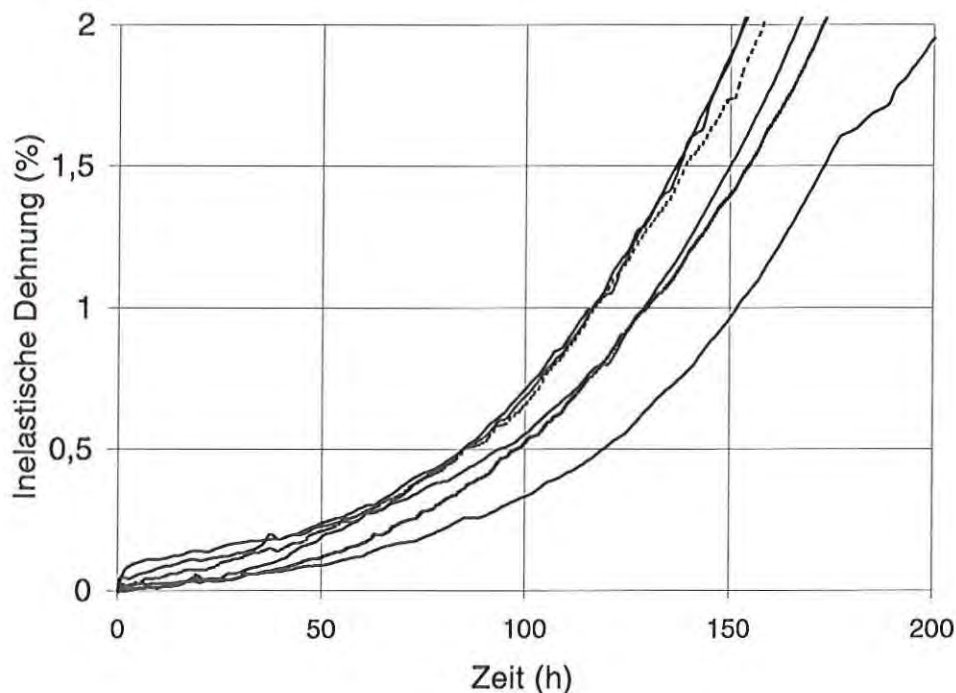


Abbildung 5.1/2: Streuung des experimentell ermittelten Kriechverhaltens von CMSX-4. Alle Kriechkurven wurden bei 982°C, 248 MPa und an <001>-orientierten Proben ermittelt.

5.2 Ermittlung der Werkstoffparameter

Da die Beschreibung von Eigenschaften in mehreren Kristallrichtungen erfolgt, erfordert die Modellierung anisotroper Eigenschaften einen größeren experimentellen Aufwand als bei isotropen Eigenschaften. Aufgrund der vorliegenden Versuchsdaten kann der Einfluß der Reifung der γ' -Ausscheidungen auf das Zeitstandverhalten nicht ausreichend überprüft werden. Die Reifungsrate V_{pkt} der γ' -Teilchen wird daher gleich null gesetzt, was die Anzahl der Werkstoffparameter auf 12 vermindert. Die temperaturabhängigen Werkstoffparameter des Modells lassen sich in vier unterschiedlichen Gruppen klassifizieren.

Thermische Ausdehnungskoeffizienten sowie elastische Konstanten werden der Literatur entnommen [69].

Das mikrostrukturabhängige Modell ist ein viskoplastischer Ansatz, der lediglich das primäre und sekundäre mehrachsige Kriechen beschreibt. Das bedeutet, daß das mikrostrukturabhängige Modell keine innere Variable zur Beschreibung der Schädigung enthält. Deshalb ist es zunächst wichtig zu wissen, wie das Modell die minimale Kriechrate in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für unterschiedliche Probenorientierungen beschreibt. Aus den Gleichungen 49 und 51 ist offensichtlich, daß die minimale Kriechrate erreicht wird, wenn die innere Spannung maximal wird. Dieses Maximum entspricht der Summe des Sättigungswertes der Rückspannung σ^{bsat} und der

Ausscheidungsspannung σ_p : Aus der tensoriellen Formulierung ergibt sich die minimale Kriechrate von $\langle 001 \rangle$ - bzw. $\langle 111 \rangle$ -orientierten Kriechproben in Abhängigkeit von der angelegten Spannung σ zu:

$$\dot{\epsilon}_{\langle 001 \rangle}^{\min} = k_{\langle 001 \rangle} \left(\frac{1}{\sqrt{\delta_3}} \right)^{N+1} \sigma^{n_0} e^{\alpha \sigma} \quad (\text{Gl. 66})$$

$$\dot{\epsilon}_{\langle 111 \rangle}^{\min} = k_{\langle 001 \rangle} (1+m)^{\frac{n_0+1}{2}} \sigma^{n_0} e^{\sqrt{1+m} \alpha \sigma} \quad (\text{Gl. 67})$$

Der Einfluß der gebildeten floßartigen γ' -Struktur auf die minimale Kriechrate ist unmittelbar aus der Gleichung 66 zu ersehen, wobei δ_3 die Dicke der γ' -Platten ist. Da bei $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben keine Floßbildung stattfindet (vgl. Tab. 4.4/1), hängt die minimale Dehnrates einer $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe nicht von δ_i ab.

Um die Parameter zur Beschreibung der anisotropen minimalen Kriechrate zu bestimmen, werden zunächst Versuche bei niedrigen Temperaturen betrachtet, bei denen keine Floßbildung stattfindet. Nach Differenzierung der Gleichung 66 (mit $\delta_3=1$) lassen sich die Werkstoffparameter theoretisch wie folgt ermitteln:

$$\alpha = \frac{\partial n}{\partial \sigma} \quad n_0 = n|_{\sigma \rightarrow 0} \quad k_{\langle 001 \rangle} = \left. \frac{\dot{\epsilon}_{\langle 001 \rangle}^{\min}}{e^{\alpha}} \right|_{\sigma \rightarrow 1} \quad (\text{Gl. 68})$$

$$\text{mit } n = \frac{\partial \ln(\dot{\epsilon}_{\langle 001 \rangle}^{\min})}{\partial \ln(\sigma)} : n: \text{Norton'scher Exponent}$$

Aus den Gleichungen 68 wird deutlich, daß der Werkstoffparameter α eine Spannungsabhängigkeit des Norton'schen Exponenten ausdrückt, die zur Beschreibung des Kriechverhaltens von Superlegierungen benötigt wird. n_0 ist der Grenzwert des Norton'schen Exponenten bei der Spannung null.

In der Praxis werden zunächst die Dehnrates mit Hilfe der sogenannten „Sieben-Punkte-Methode“ [92] anhand der gemessenen Dehnungen ermittelt. Dann werden die an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben gemessenen Werte der minimalen Kriechrate in Abhängigkeit von der wahren Spannung aufgetragen. Die Auftragung der wahren Spannung anstelle der Ausgangsspannung ist hier von großer Bedeutung, da erstens die Kriechversuche mit konstanter Last gefahren werden und es sich zweitens erwiesen hat, daß einkristalline Superlegierungen im sekundären Kriechbereich Dehnungen von einigen Prozent erreichen können. Mit Hilfe eines Tabellenkalkulationsprogrammes

werden die drei Werte (α , n_0 , $k_{\langle 001 \rangle}$), die die beste Anpassung liefern, ermittelt. Ähnlich wird der Parameter m durch Anpassung der Gleichung 67 an die experimentell gemessenen Kriechraten von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben bestimmt.

Für Versuchsdaten, die bei hohen Temperaturen ermittelt werden, findet die Floßbildung eventuell statt. Zwei weitere Parameter a' und a'' des Werkstoffensors A_{ijkl} /Gl. 45/ werden verwendet, um den Einfluß der floßartigen γ' -Struktur auf das Kriechverhalten zu beschreiben. Da beim einachsigen Spannungszustand in einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe keine Schubspannung im kristallographischen Raum vorliegt, gehen diese Konstanten nicht in die entsprechenden Gleichungen ein und werden deshalb zunächst gleich null gesetzt. Ihre Bestimmung wäre z. B. durch die quantitative Messung des Einflusses von γ' -Platten auf das Torsionsverhalten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben zugänglich.

Die Entwicklung der FlöÙe selbst erfordert die Bestimmung der zwei Konstanten gemäß Gleichung 64, die durch die Plattendicke δ_3 in die Gleichung 66 eingehen. Es werden hierbei zunächst alle Kriechversuche an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben und Kriechdaten von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben, die bei relativ hoher Spannung ermittelt werden, berücksichtigt. Lediglich anhand dieser Kriechdaten, die nicht von der Floßbildung beeinflußt wurden, werden die Parameter des Kriechverhaltens $k_{\langle 001 \rangle}$, n_0 , α und m wie zuvor beschrieben, bestimmt. Durch Anpassung der Gleichung 66 an die minimalen Kriechraten $\langle 001 \rangle$ -orientierter Proben, die bei niedrigen Spannungen beansprucht werden, gelingt die Bestimmung von δ_3 , und anschließend die der Parameter τ_f und η .

Die Fließgrenze σ_y /Gl. 53/ wird zur Beschreibung des rein-plastischen Verhaltens der Legierung benötigt und als Mittelwert der 0,2%-Dehngrenze und der Zugfestigkeit berechnet. Die Streckgrenze sowie die Zugfestigkeit werden anhand von Warmzugversuchen mit höchstmöglicher Dehnrates gewonnen, wobei angenommen wird, daß sich der Werkstoff rein-plastisch verformt.

Zur Beschreibung der Übergangsphase bis zum sekundären Kriechbereich werden vier weitere Parameter $K_{\langle 001 \rangle}$, N , λ_0 und v benötigt. Die Parameter $K_{\langle 001 \rangle}$ und N werden durch zusätzliche Zwangsbedingungen bestimmt, die in einer bei der Anpassung der isotropen Formulierung des Modells für die Legierung IN738LC entwickelten Routine enthalten und automatisch berechnet werden [81]. Der Parameter λ_0 wird durch Anpassung der erreichten bleibenden Dehnung im sekundären Kriechbereich an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben ermittelt. Dasselbe gilt für die Bestimmung des Parameters v an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben. Dadurch kann die Zeit bis zum Erreichen der minimalen Dehnrates an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben und an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben unterschiedlich simuliert werden. Die Übergangsphase wird in Hinblick auf die

Dehnung und nicht auf die Kriechrate modelliert. Es wurde z. B. experimentell beobachtet, daß in Abhängigkeit von der Beanspruchung einige Kriechkurven zwei Minima bezüglich der Kriechrate aufweisen. Da das erste Minimum bei sehr niedrigen Dehnungen auftritt, wird es vernachlässigt und nicht berücksichtigt.

Ein zweiter Punkt einer Kriechkurve, nämlich die anfängliche Kriechrate, wird zur Bestimmung des Parameters p benötigt, der in Gleichung 53 eingeht. Aus der Gleichung 49 läßt sich die anfängliche Kriechrate berechnen:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{init}} = \frac{3}{2} K_{\langle 001 \rangle} (\sigma_v)^{N-1} \left(1 - \cos^2 \beta \left(1 - \left(\frac{k_{\langle 001 \rangle} \sigma_v^{n_0-N} e^{\alpha \sigma_v}}{K_{\langle 001 \rangle}} \right)^{\frac{1}{N}} \right) \right)^N A_{ijkl} \sigma_{kl}^* \quad (\text{Gl. 69})$$

Da alle in der Gleichung 69 erscheinenden Werkstoffparameter außer β bekannt sind, kann der Verlauf von β als Funktion der angelegten Spannung und der entsprechenden anfänglichen Kriechrate ermittelt werden. Der Parameter p wird mit Hilfe der Anpassung der Gleichung 53 an den gefundenen Wert für β ermittelt. Aus der Gleichung 69 sind zwei Grenzfälle für β abzuleiten:

$$\text{wenn } \beta=0 \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{init}} = \frac{3}{2} k_{\langle 001 \rangle} \sigma_v^{n_0-1} e^{\alpha \sigma_v} A_{ijkl} \sigma_{kl}^* = \dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{min}} \quad (\text{Gl. 70})$$

$$\text{wenn } \beta = \pi/2 \quad \dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{init}} = \frac{3}{2} K_{\langle 001 \rangle} \sigma_v^{N-1} A_{ijkl} \sigma_{kl}^* \quad (\text{Gl. 71})$$

Die Gleichung 70 entspricht Belastungsbedingungen mit niedrigen Spannungen bzw. niedrigen Verformungsgeschwindigkeiten. Im primären Kriechbereich findet keine Verfestigung statt. Die Ausscheidungshärtung ist der einzige wirksame Mechanismus. Der zweite Grenzfall /Gl. 71/ gilt bei hohen Spannungen bzw. Dehnraten. Durch die gegenseitigen Störungen der Versetzungen in den γ -Kanälen verfestigt sich der Werkstoff erheblich.

Die oben beschriebene Methode zur Ermittlung aller Parameter bei den vier Temperaturen 800°C, 850°C, 900°C und 950°C wird anhand von Warmzugversuchen an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben sowie Kriechversuchen an $\langle 001 \rangle$ - sowie $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben eingesetzt. Alle zwölf von dem mikrostrukturabhängigen Modell verlangten Werkstoffparameter und die elastischen Konstanten sind in Tabelle 5.2/1-5 gegeben.

Temperatur °C	$\alpha_{<001>}^W$ 10^{-6} K^{-1}	$\alpha_{<011>}^W$ 10^{-6} K^{-1}	$\alpha_{<111>}^W$ 10^{-6} K^{-1}
800	13,71	13,30	13,20
850	13,86	13,56	13,46
900	14,00	13,83	13,73
950	14,14	14,10	14,00

Tabelle 5.2/1: Ausdehnungskoeffizienten nach [69]

Temperatur °C	S_{11} 10^{-6} MPa^{-1}	S_{12} 10^{-6} MPa^{-1}	S_{44} 10^{-6} MPa^{-1}
800	10,58	-3,99	9,48
850	10,88	-4,12	9,66
900	11,20	-4,27	9,88
950	11,59	-4,44	10,10

Tabelle 5.2/2: Werkstoffparameter zur Beschreibung des elastischen Verhaltens [69]

Temperatur °C	$k_{<001>}$ h^{-1}	n_0 -	α MPa^{-1}
800	3,89E-25	6,28	0,77E-02
850	8,02E-25	6,42	0,99E-02
900	1,05E-24	6,61	1,15E-02
950	1,39E-24	6,86	1,24E-02

Tabelle 5.2/3: Auf die <001>-Richtung bezogene Werkstoffparameter zur Beschreibung der minimalen Kriechrate

Temperatur °C	$K_{<001>}$ h	N -	σ_Y MPa	λ_o -	p -
800	2,48E-24	7,92	1098	100	2,06
850	5,49E-24	8,72	1194	240	1,80
900	7,46E-24	8,97	1034	320	0,80
950	1,01E-23	9,34	996	490	0,55

Tabelle 5.2/4: Auf die <001>-Richtung bezogene Werkstoffparameter des mikrostrukturabhängigen Modells

Temperatur °C	m -	v -	τ_f h	η -
800	0,335	0,62	∞	0
850	0,241	0,10	∞	0
900	0,305	1,45	700	0,95
950	0,622	53	350	1,45

Tabelle 5.2/5: Werkstoffparameter zur Beschreibung der Anisotropie

5.3 Auswertung des mikrostrukturabhängigen Modells

5.3.1 Einachsige Kriechversuche an unterschiedlich orientierten Proben

5.3.1.1 Wiedergabe der minimalen Kriechrate in Abhängigkeit von der Probenorientierung

Die Anpassung der Gleichungen 66 und 67 an Meßwerte bezüglich der $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Orientierungen ist in Abbildung 5.3/2 zu sehen.

Bei 800°C und allen untersuchten Spannungen findet keine Floßbildung statt ($\tau_f = \infty$; $\eta=0$). $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben weisen höhere minimale Kriechraten als $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben auf. Dies ist durch das Modell gut beschrieben.

Bei 950°C findet die Floßbildung ausschließlich in $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben statt, die bei niedrigen Spannungen beansprucht werden. Dies führt zu einem Wechsel der Anisotropie bezüglich der minimalen Kriechbeständigkeiten von $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben /Abb. 5.3/1/. Bei hohen Spannungen ist die Einordnung ähnlich wie bei 800°C, da $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben schneller kriechen als $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben. Mit abnehmenden Spannungen vermindert die Floßbildung die Kriechbeständigkeit von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben, die unterhalb einer bestimmten Spannung schneller kriechen als $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben. Dieser Wechsel der Anisotropie wird ebenfalls vom mikrostrukturabhängigen Modell exakt wiedergegeben.

Die Validierung des kubischen Hill'schen Formalismus bei niedrigen Temperaturen verlangt Meßwerte bezüglich einer dritten kristallographischen Richtung. Aus diesem Grund werden zunächst die Linien gleicher Kriechbeständigkeit nach der Gleichung 31 für die Superlegierung CMSX-4 bei 800°C im stereographischen Dreieck dargestellt /Abb. 5.3/1/. Daraus geht hervor, daß ein Anisotropiefaktor von ca. 5 zwischen den $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtungen vorliegt. Im Vergleich zum elastischen Verhalten mit einem Anisotropiefaktor von ca. 2,4 /Abb.4.2/1/ ist die Anisotropie der Kriecheigenschaften ausgeprägter.

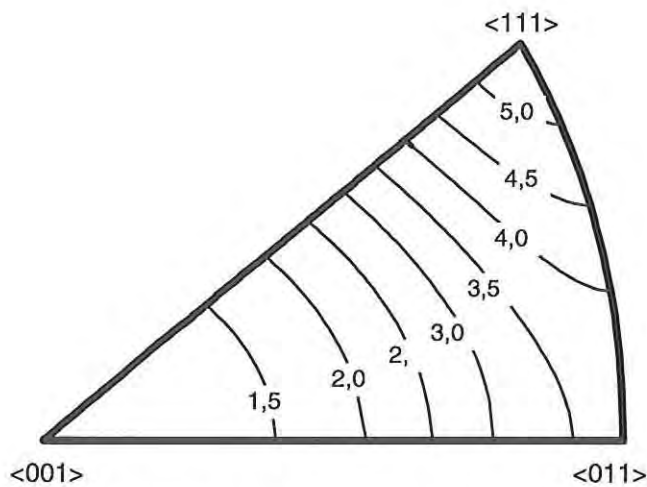


Abb. 5.3/1: Hill'sche Voraussage der minimalen Kriechrate in Abhängigkeit von der Probenorientierung nach Anpassung von Kriechergebnissen bei 800°C von <001>- und <111>-orientierten Proben aus CMSX-4. Die Linien gleicher Kriechbeständigkeit $k_{\langle hkl \rangle}$ sind nach der Gleichung 31 berechnet.

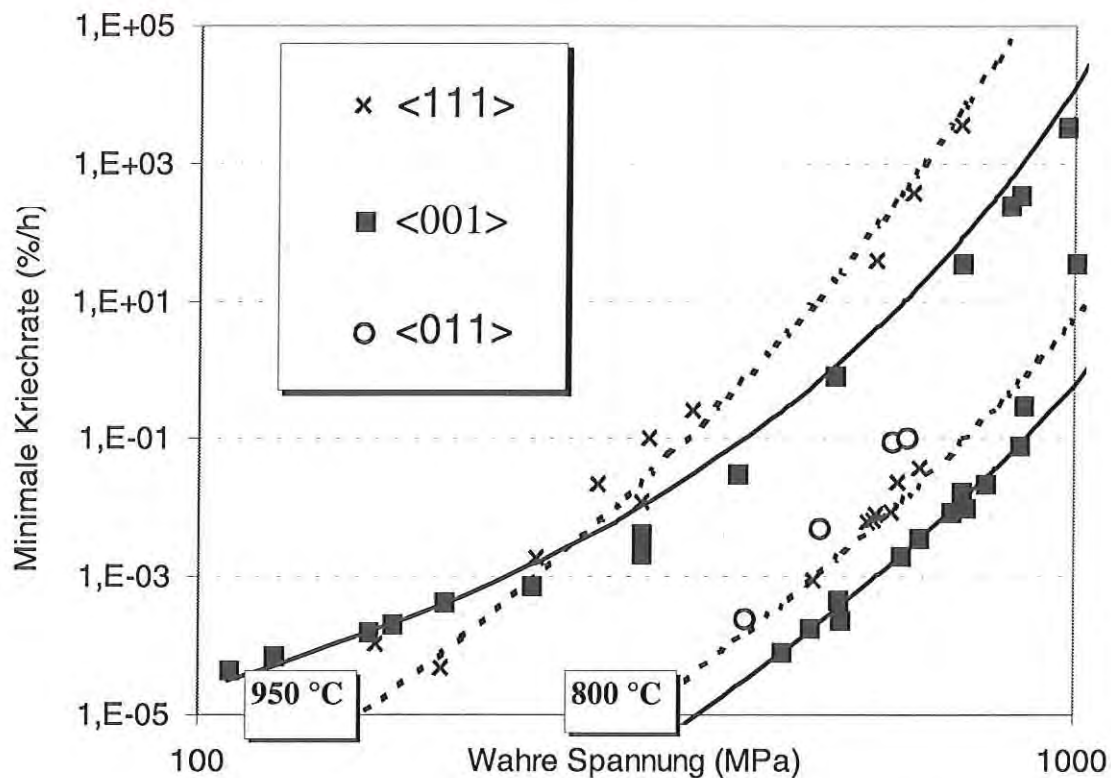


Abbildung 5.3/2: Minimale Kriechrate in Abhängigkeit von der wahren Spannung und der Probenorientierung bei 800 °C und 950 °C. Die Punkte sind Meßwerte, die Linien werden von dem mikrostrukturabhängigen Modell vorausgesagt.

Aus Abb.5.3/1 oder in Bezug auf die Gleichung 32 ist offensichtlich, daß sich nach dem Hill'schen Potential die Kriechbeständigkeiten von $\langle 011 \rangle$ -orientierten Proben zwischen denen von $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben einordnen lassen sollten, was jedoch nicht experimentell bei 800°C bestätigt wird /Abb. 5.3/2/, [67]. Infolgedessen überschätzt das Hill'sche Potential die Kriechbeständigkeit von $\langle 011 \rangle$ -orientierten Proben etwa um eine Zehnerpotenz.

5.3.1.2 Wiedergabe der primären und sekundären Kriechbereiche

Zur numerischen Lösung der Stoffgleichungen des mikrostrukturabhängigen Modells mit den oben gegebenen Parametern wurde ein in Visual Basic geschriebenes Programm verwendet. Seine Benutzung ermöglicht folgende Ergebnisse im Vergleich mit experimentellen Meßwerten.

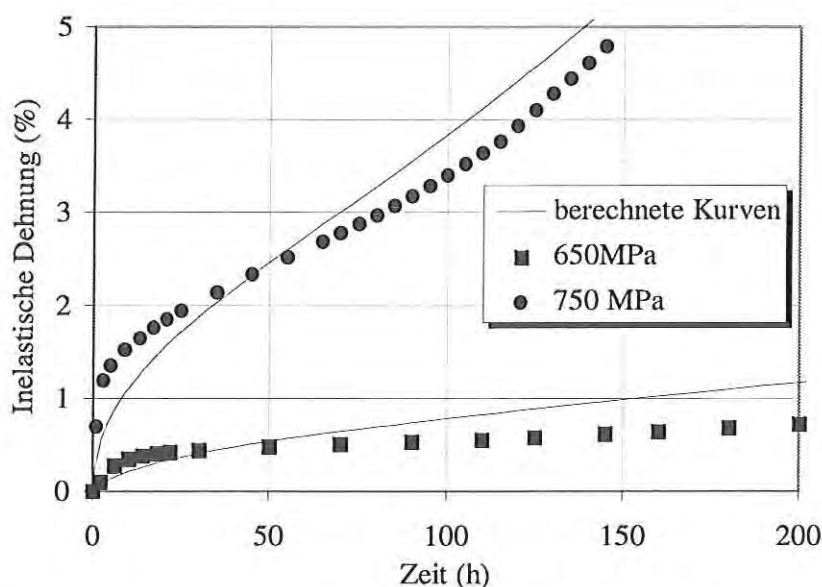


Abbildung 5.3/3: Vergleich zwischen der nach dem mikrostrukturabhängigen Modell vorhergesagten und der experimentellen Kriechkurven; bei 800°C, hoher Spannung und $\langle 001 \rangle$ -Orientierung.

Die Anpassung der Stoffgleichungen bei 800 °C zeigt eine gute Übereinstimmung der berechneten Kriechkurven mit den Meßwerten. Dies gilt für $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben und ein breites Spektrum von Spannungen /Abb. 5.3/3-5/. Jedoch nimmt bei steigenden Verformungsgeschwindigkeiten die Genauigkeit der Vorhersage ab. Dies wird z. B. deutlich bei der Simulation der Spannungs-Dehnungs-Kurven der Legierung bei 850°C. Hier werden die dehnratenabhängigen Spannungsniveaus qualitativ und quantitativ gut wiedergegeben /Abb. 5.3/6/, aber die Übergangsphase, in der die Spannung zunächst ein Maximum erreicht, wird vom Modell nicht richtig beschrieben.

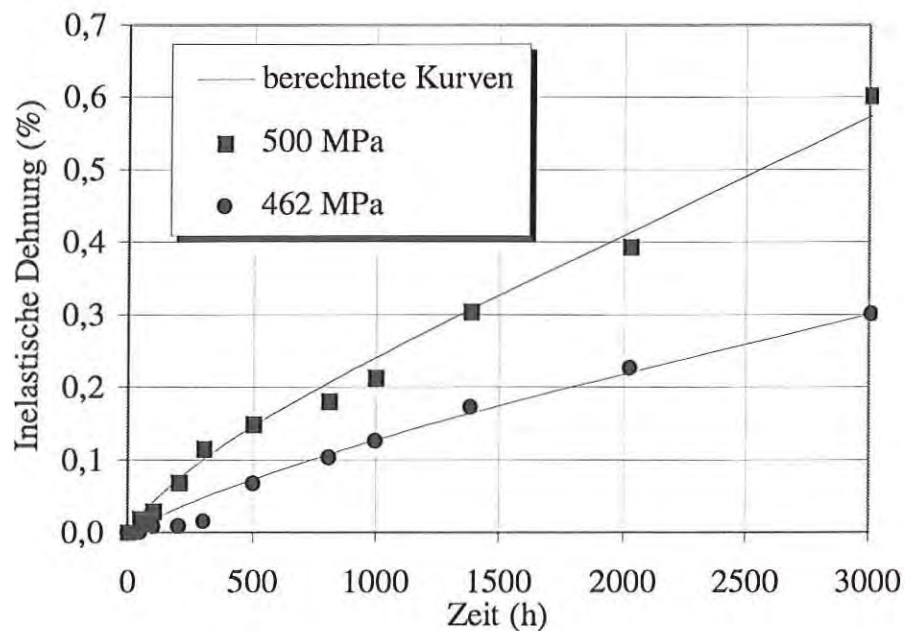


Abbildung 5.3/4: Vergleich zwischen der nach dem mikrostrukturabhängigen Modell vorhergesagten und der experimentellen Kriechkurven; bei 800°C, niedriger Spannung und <001>-Orientierung.

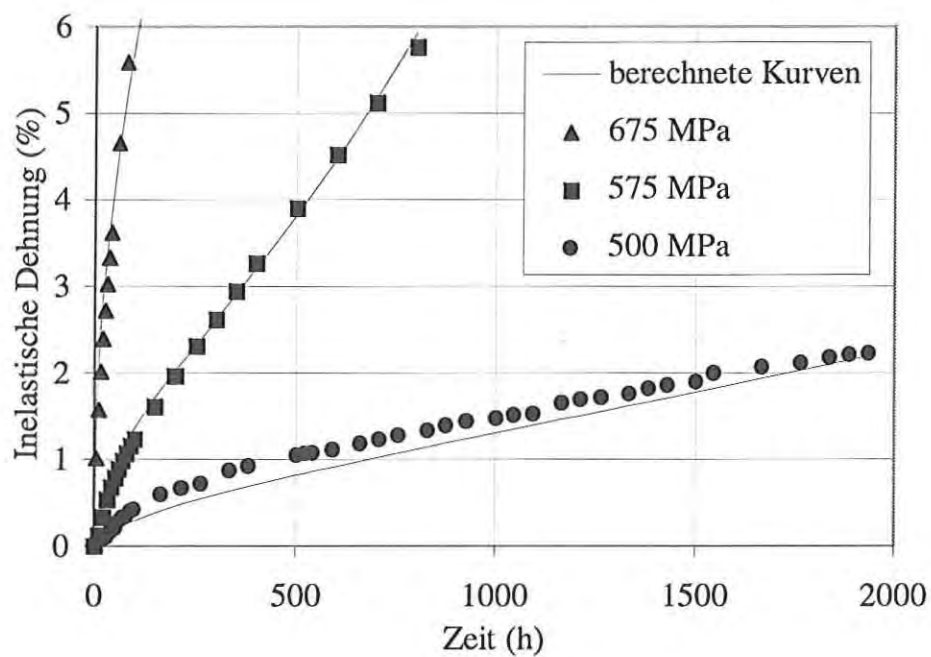


Abbildung 5.3/5: Vergleich zwischen der nach dem mikrostrukturabhängigen Modell vorhergesagten und der experimentellen Kriechkurven; bei 800°C und <111>-Orientierung.

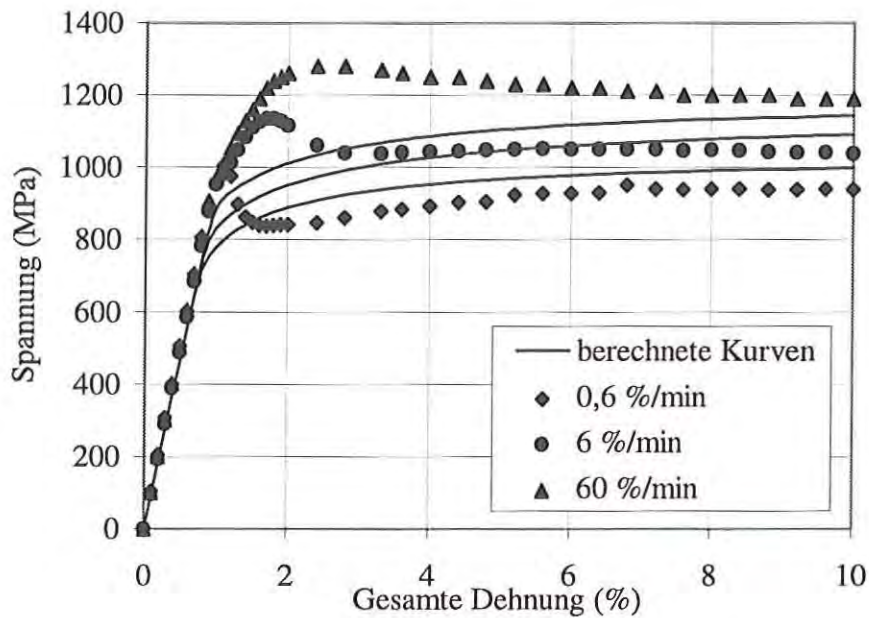


Abbildung 5.3/6: Simulation von Warmzugversuchen an $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben aus CMSX-4. Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Kurven bei hohen Dehnraten und 850 °C.

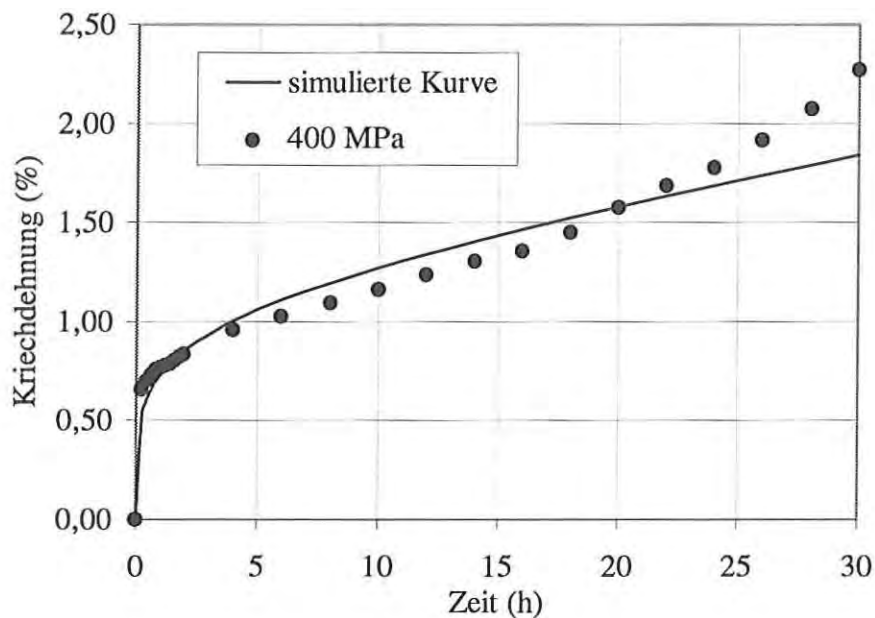


Abbildung 5.3/7: Vergleich zwischen der nach dem mikrostrukturabhängigen Modell vorhergesagten und der experimentellen Kriechkurven; bei 950 °C, hoher Spannung und $\langle 001 \rangle$ -Orientierung.

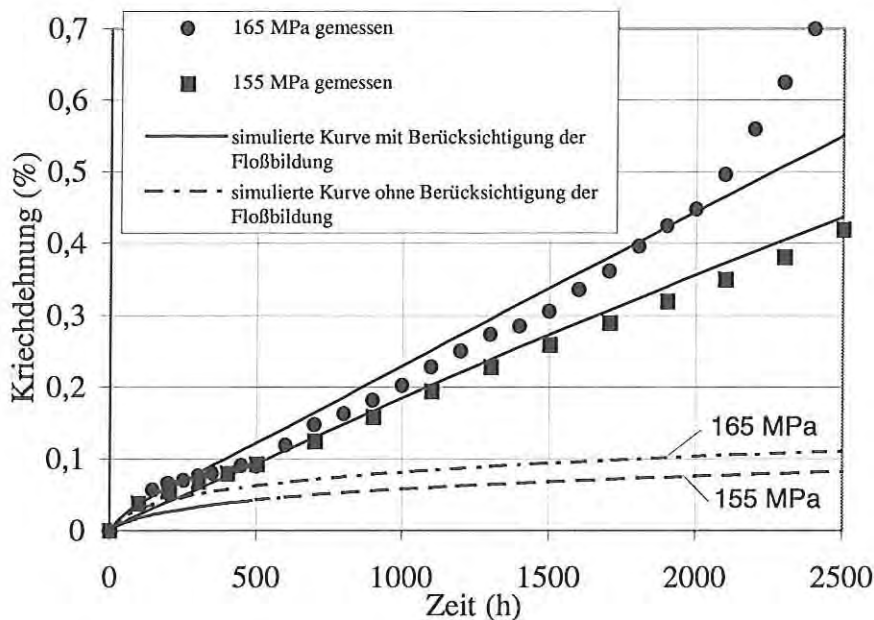


Abbildung 5.3/8: Vergleich zwischen der nach dem mikrostrukturabhängigen Modell vorhergesagten und der experimentellen Kriechkurven; bei 950°C, niedriger Spannung und $\langle 001 \rangle$ -Orientierung.

Bei hohen Temperaturen kann das mikrostrukturabhängige Modell die primären und sekundären Kriechbereiche in einem breiten Spektrum von Lebensdauern wiedergeben /Abb. 5.3/7,8/. Bei niedriger Spannung /Abb. 5.3/8/ ist nach dem mikrostrukturabhängigen Modell der Effekt der Flöze auf das Kriechverhalten von großer Bedeutung. Bei 165 MPa und 950 °C beträgt die inelastische Dehnung einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe nach 1500 Stunden 0,3 %. Das mikrostrukturabhängige Modell gibt diesen Wert unter Berücksichtigung der gebildeten γ' -Flöze gut wieder. Bei Vernachlässigung dieses Effektes sagt das Modell eine bleibende Dehnung von 0,1 % vorher. Dies bestätigt die Bedeutung der Flöze für das Verformungsverhalten einkristalliner Superlegierungen.

5.3.2 Torsionsversuche an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Vollproben

Vier $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben sowie zwei $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben wurden mit konstantem Drehmoment bei 800 °C beansprucht. Die Proben sind zylindrisch, voll, haben einen äußeren Radius von 2,5 mm und eine Länge von 45 mm. Bei konstantem Drehmoment wurden die Drehwinkel während der Versuchsdauer kontinuierlich erfaßt. In Abhängigkeit von der Probenlänge l_0 sowie dem gemessenen Drehwinkel φ kann die hervorgerufene Scherung berechnet werden:

$$\gamma = \frac{r}{l_0} \varphi \quad (\text{Gl. 72})$$

mit r: Radius der Probe

Als Kriechkurve wird der Verlauf der inelastischen Scherung über der Zeit /Abb. 5.3/9/ gezeigt. Alle Versuche wurden vor dem Bruch unterbrochen. Ähnlich wie bei einem einachsigen Versuch weisen die Kriechkurven einen Bereich abnehmender Dehnrates auf (primäres Kriechen), bevor die Dehnrates einen minimalen Wert erreicht. Bei gleicher Belastung (8,6 Nm) weist die $\langle 111 \rangle$ -orientierte Probe einen ausgeprägteren primären Kriechbereich als die $\langle 001 \rangle$ -orientierte Probe auf. Die minimale Kriechrate der $\langle 111 \rangle$ -orientierten Probe ist aber niedriger als die der $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe.

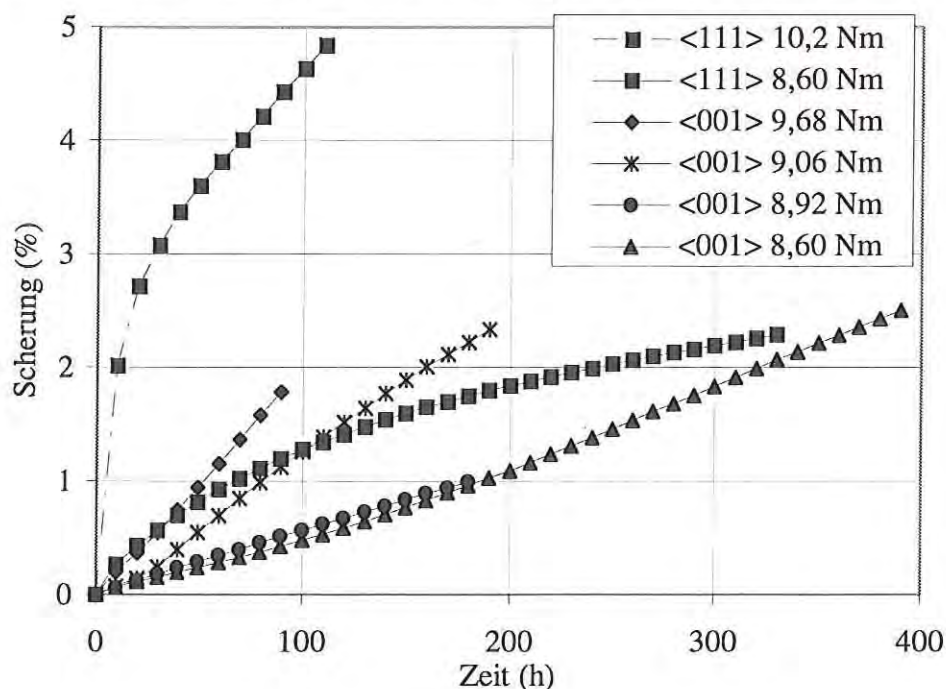


Abbildung 5.3/9: Kriechkurven bei Torsionsbelastung an $\langle 001 \rangle$ - sowie $\langle 111 \rangle$ -orientierten Vollproben. Das Drehmoment bleibt während des Versuches konstant; die Prüftemperatur beträgt 800°C .

5.3.2.1 Auswertung von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben

Ausgehend von Gleichung 72 nimmt die Scherung bzw. die Scherrates proportional zur Entfernung vom Probenzentrum zum Probenrand zu. Die Abbildung 5.3/10 zeigt den Verlauf der gemessenen minimalen inelastischen Schergeschwindigkeit über den Probenradius.

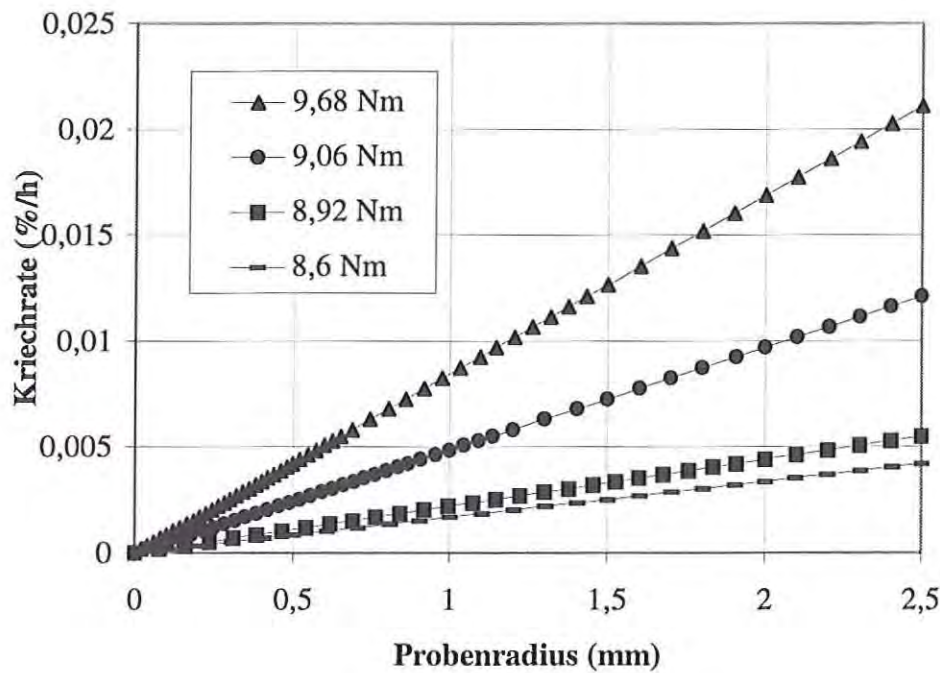


Abbildung 5.3/10: Linearer Verlauf der minimalen Kriechrate über den Probenradius

Im Falle reiner Torsionsbelastung einer $\langle 001 \rangle$ -orientierten Probe wird davon ausgegangen, daß ein axialsymmetrischer Spannungszustand auftritt, der sich durch eine ortsabhängige tangentielle Schubspannung τ beschreiben läßt. Der Spannungstensor an einem Punkt $M(\theta, r)$ wird gemäß Gleichung 33 ausgedrückt. Da die Scherung γ linear mit dem Radius r zunimmt, wird die Schubspannung τ im Zusammenhang mit dem angewandten Stoffgesetz auch als Funktion des Radius r beschrieben. Falls das Werkstoffverhalten als elastisch angenommen wird, nimmt die Schubspannung auch proportional zum Radius r zu. Aus dem Ansatz des mikrostrukturabhängigen Modells bei 800°C folgt:

$$\sigma_v = \sqrt{3(1+m)}\tau \quad (\text{Gl. 73})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} k_{\langle 001 \rangle} \left(\sqrt{3(1+m)} \right)^{n-1} \tau^{n-1} \exp(\alpha \sqrt{3(1+m)}\tau) (m+1) \sigma_{ij} \quad (\text{Gl. 74})$$

$$\dot{\gamma} = 2 \sqrt{\dot{\epsilon}_{13}^2 + \dot{\epsilon}_{23}^2} \quad (\text{Gl. 75})$$

$$\dot{\gamma} = k_{\langle 001 \rangle} \sqrt{3(m+1)}^{n+1} e^{\alpha \sqrt{3(1+m)}\tau} \tau^n \quad (\text{Gl. 76})$$

Daher wird laut Gleichung 76 die inelastische minimale Scherrate als ein modifiziertes Norton'sches Stoffgesetz formuliert. Hierbei ist erwähnenswert, daß - da die Schubspannung entlang des Probenumfangs identisch bleibt - die Vorhersage (Gl. 76) zu einem homogenen Verformungszustand entlang des Probenumfangs führt. Dies ist auf den quadratischen Charakter des Hill'schen Potentials zurückzuführen und bestätigt die Ergebnisse der Finite-Element-Analyse an tordierten Rohrproben (vgl. 4.3.2.1.2). Der Verlauf der Schubspannung über einen Probenradius läßt sich mit Hilfe der Gleichung 76 für die vier durchgeführten Torsionsversuche berechnen /Abb. 5.3/11/.

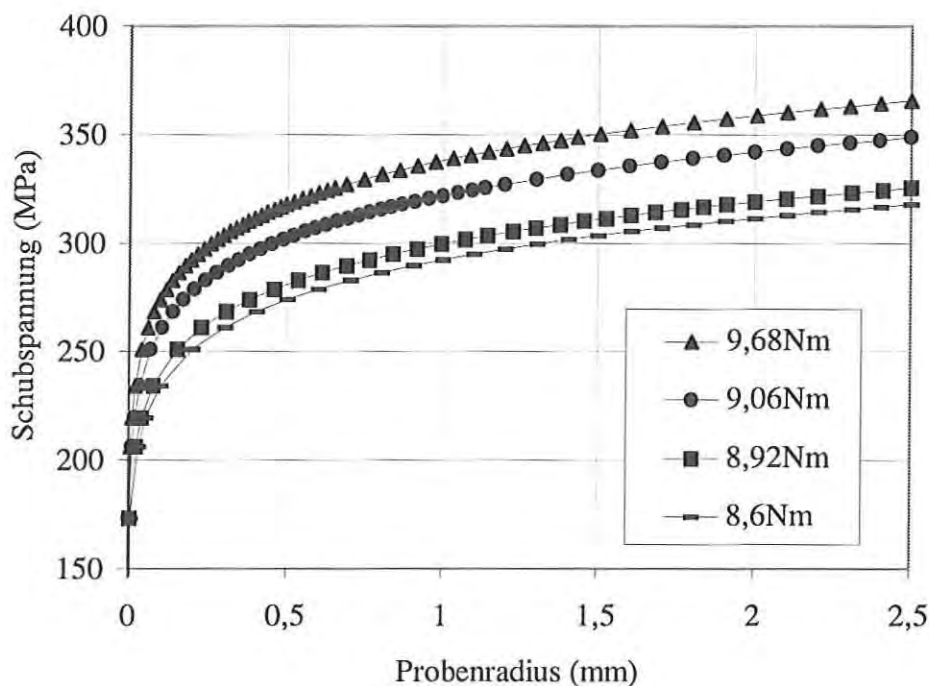


Abbildung 5.3.11: Berechneter Verlauf der Schubspannung über den Probenradius bei unterschiedlichem Drehmoment.

Das aufgebrachte Drehmoment kann anhand der Verteilung der Schubspannung wie folgt berechnet werden:

$$M_t = \iint_s \tau(r) r \, ds \quad \text{oder} \quad M_t = 2\pi \int_0^R \tau(r) r^2 \, dr \quad (\text{Gl. 77})$$

Die Abbildung 5.3/12 zeigt den Vergleich der berechneten mit den tatsächlich aufgebrachten Drehmomenten für die vier durchgeführten Versuche.

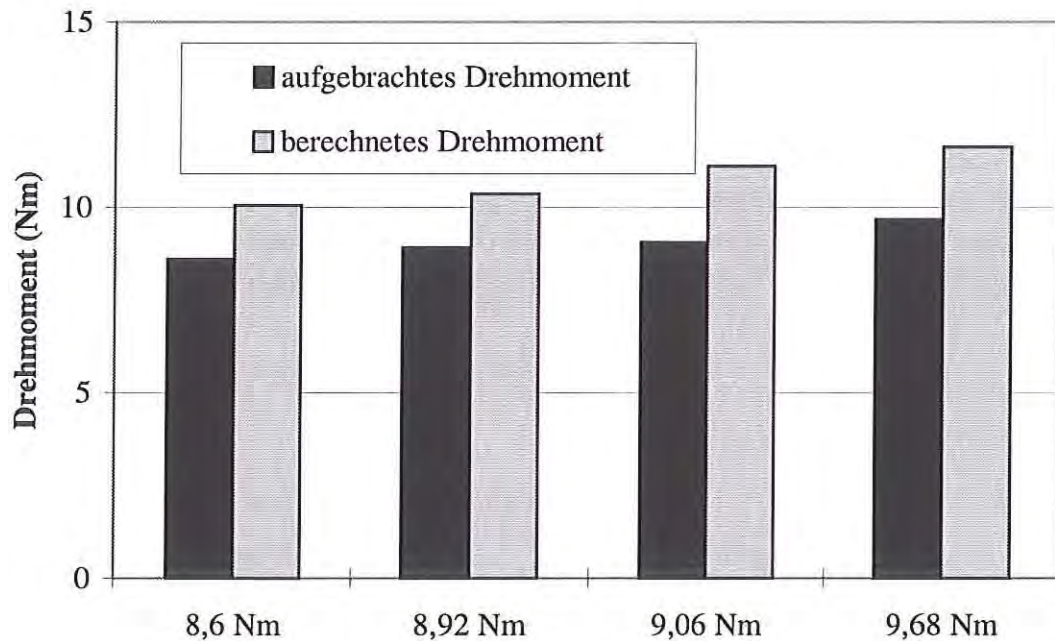


Abbildung 5.3/12: Überprüfung des Hill'schen Ansatzes zur Voraussage des Torsionsverhaltens $\langle 001 \rangle$ -orientierter Proben.

Der Hill'sche Ansatz sagt ein homogenes Verformungsverhalten entlang des Probenumfangs voraus, ohne zu berücksichtigen, daß die $\langle 011 \rangle$ -nahen Bereiche stärker verformt werden als die $\langle 001 \rangle$ -nahen Bereiche. Dieser fehlende Aspekt führt zu einer Überschätzung der Kriechbeständigkeit von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben, die unter Torsion belastet werden. Die abgeschätzten Drehmomente liegen etwa 20 % höher als die tatsächlich aufgebrachten Drehmomente.

5.3.2.2 Auswertung von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben

Bei Torsion an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben läßt sich die minimale Scherrate in Abhängigkeit von der Schubspannung mit Hilfe des Hill'schen Modells wie folgt ausdrücken:

$$\sigma_v = \sqrt{3+m} \tau \quad (\text{Gl. 78})$$

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} k_{\langle 001 \rangle} \left(\sqrt{3+m} \right)^{n-1} \tau^{n-1} \exp(\alpha \sqrt{3+m} \tau) \left(\frac{m}{3} + 1 \right) \sigma_{ij} \quad (\text{Gl. 79})$$

$$\dot{\gamma} = 2 \sqrt{\dot{\epsilon}_{13}^2 + \dot{\epsilon}_{23}^2} \quad (\text{Gl. 80})$$

$$\dot{\gamma} = k_{\langle 001 \rangle} (\sqrt{3+m})^{n+1} e^{\alpha \sqrt{3+m} \tau} \tau^n \quad (\text{Gl. 81})$$

Ähnlich wie bei $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben führen die Gleichungen 77 und 81 zu berechneten Drehmomenten, die etwa 20 % höher sind als die tatsächlich aufgebrachten. Es ist zumindest erwähnenswert, daß die Hill'sche Theorie die richtige Einordnung zwischen $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben voraussagt. In Bezug auf minimale Kriechraten sind einachsrig belastete, $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben kriechbeständiger als $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben. Im Gegensatz dazu sind tordierte $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben fester als $\langle 001 \rangle$ -orientierte. Die Gleichungen 76 und 81 bestätigen diese experimentelle Beobachtung. Nach den Gleichungen 76 und 81 sind Drehmomente berechnet worden, die bei 800°C zu den entsprechenden Verdrehraten an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben führen /Abb. 5.3/13/. Dies gilt für Vollproben mit einem Radius von 2,5 mm und einer Länge von 45 mm.

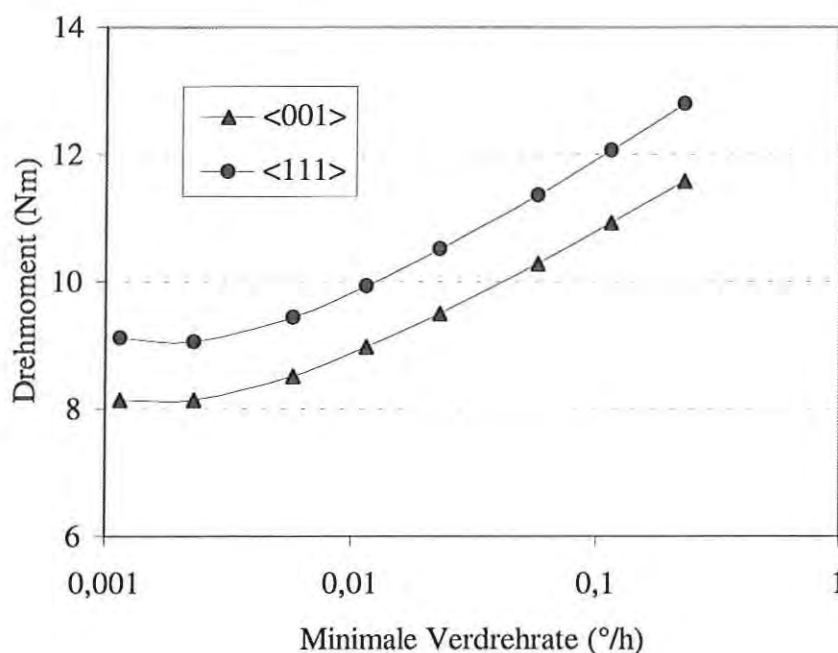


Abbildung 5.3/13: Vergleich der Kriechbeständigkeiten von $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben, die bei Torsion beansprucht werden. Vorhersage nach Hill bei 800°C für Vollproben mit einem Radius von 2,5 mm und einer Länge von 45 mm.

5.3.3 Lebensdauervorhersage für Modellschaufeln

Die Dehnung wird an der Hinterkante der Schaufel mit einem Extensometer gemessen. Die Dehnschwingbreite beträgt 1,5 mm. Da die Temperatur an der Hinterkante der Schaufel niedrig ist, zeigt der Extensometer keine bleibende Dehnung.

Die Beanspruchung der Modellschaufel besteht aus einem kontinuierlichen Anteil, nämlich der angelegten konstanten Zuglast und einem zyklischen Anteil, nämlich den Temperaturzyklen. Beide Belastungsarten werden zunächst an der Vorderkante, wo sich der Riß entwickelt hat, isoliert betrachtet.

5.3.3.1 Kontinuierliche Verformungen durch Kriechen

Mit Hilfe des mikrostrukturabhängigen Modells wird die inelastische Dehnung bei den Belastungsbedingungen der Vorderkante (926 °C, 230 MPa) nach 1000 Stunden, d. h. die Summe aller Haltezeiten, vorausgesagt /Abb. 5.3/14/. Es stellt sich eine bleibende Dehnung von ca. 0,5 %. Aus der Larson-Miller-Darstellung /Abb. 2.2/4/ läßt sich für 230 MPa ein Larson-Miller-Parameter von 27,95 ablesen. Dies entspricht einer Bruchzeit von ca. 2050 Stunden bei der Temperatur von 926 °C. Infolgedessen beträgt die durch die kontinuierliche Kriechbelastung hervorgerufene Erschöpfung der Modellschaufel einen Wert von ca. 50 %.

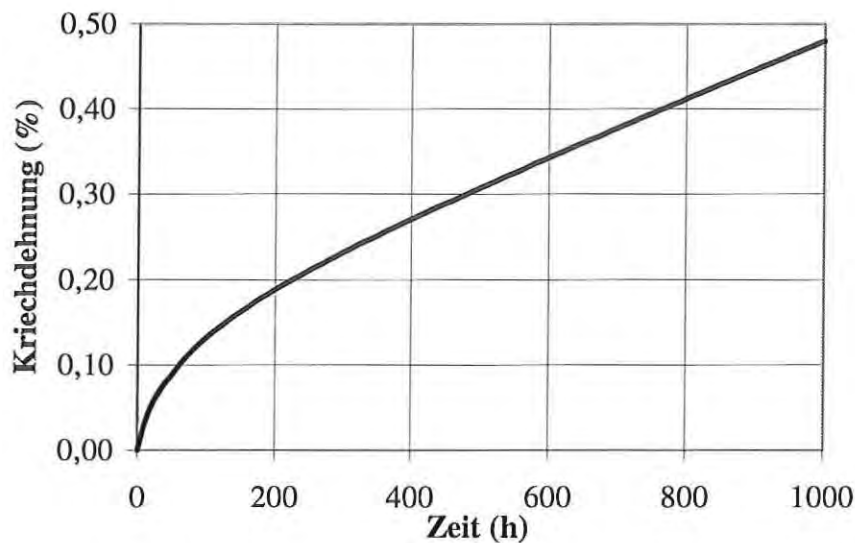


Abbildung 5.3/14: Vorhersage der Kriechdehnung an der Vorderkante der Modellschaufel; bei 926 °C und 230 MPa.

5.3.3.2 Thermische Ermüdung

Da die elastischen Konstanten temperaturabhängig sind, bewirken die Temperaturdifferenzen unterschiedliche elastische Dehnungen während eines Zyklus. In Abbildung 5.3/15 werden die entsprechenden elastischen Dehnschwingbreiten bzw. mittleren Dehnungen auf dem mittleren Querschnitt der Modellschaufel dargestellt. Trotz der inhomogenen Temperaturfelder bleiben die elastischen Dehnschwingbreiten und die mittleren elastischen Dehnungen im Profil beinahe konstant. Daraus kann nicht geklärt werden, warum der Riß an der Anströmkante entstanden ist.

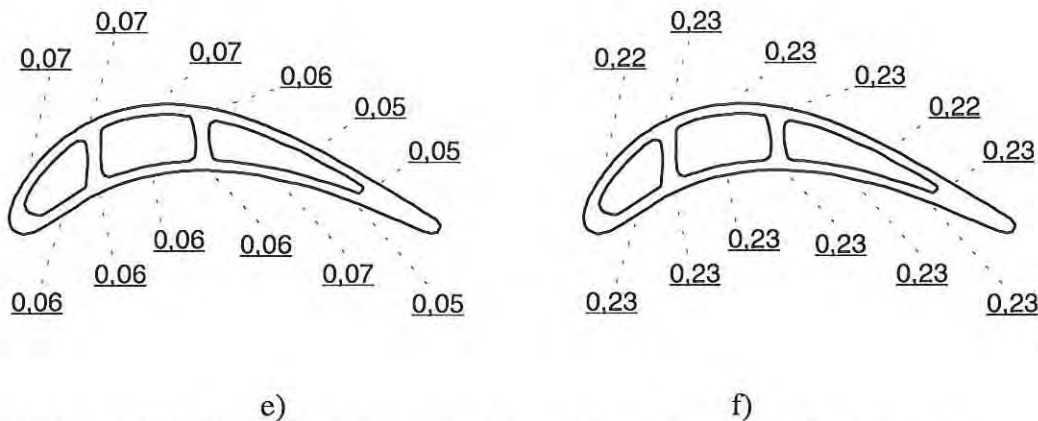


Abbildung 5.3/15: Elastische Dehnung in % im mittleren Querschnitt der Schaufel
e) Dehnschwingbreite; f) Mittlere Dehnung

Ein erheblicher Einfluß der zyklischen Belastung auf das Versagen der Schaufel findet durch die thermische Ausdehnung statt. In Abbildung 5.3/16 werden die anhand der temperaturabhängigen thermischen Ausdehnungskoeffizienten /Tab. 5.2/1/ und der Temperaturdifferenzen /Abb. 3.3/5/ ermittelten entsprechenden Dehnschwingbreiten sowie mittleren Dehnungen im Schaufelquerschnitt gezeigt. Aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden Ergebnisse bezüglich LCF-Versuche kann die aufgrund der Ermüdung hervorgerufene Erschöpfung der Modellschaufel nicht abgeschätzt werden. Hier wird jedoch deutlich, daß sich die resultierenden Dehnschwingbreiten bzw. Dehnungen ungleichartig auf den Schaufelquerschnitt verteilen. Dies gilt insbesondere für die Dehnschwingbreite, die bei der Vorderkante etwa 50 % höher liegt als bei der Hinterkante. Dadurch ist offensichtlich, warum der Riß sich an der Vorderkante entwickelt hat. Die minimalen Werkstofftemperaturen, die aus der Effektivität der Abkühlung resultieren, sind von großer Bedeutung für die Dehnschwingbreite und infolgedessen für die Lebensdauer der Modellschaufel.

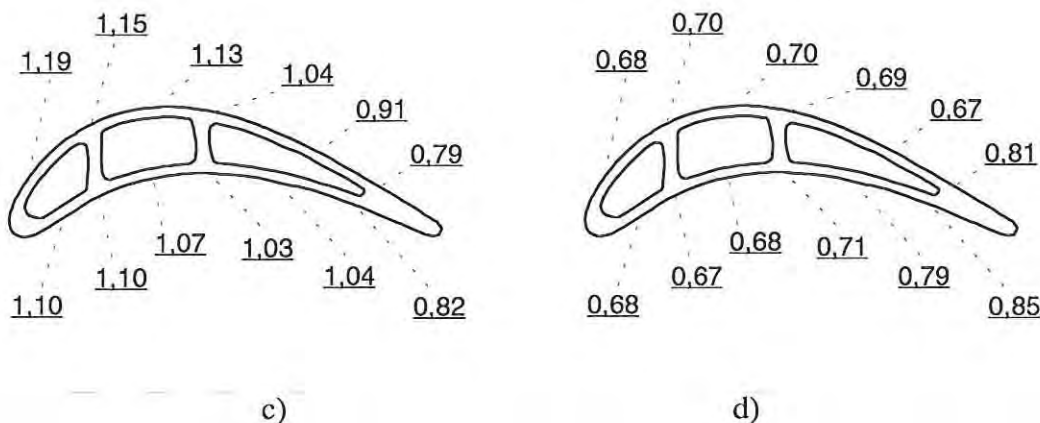


Abbildung 5.3/16: Thermische Dehnung in % im mittleren Querschnitt der Schaufel
c) Dehnschwingbreite; d) Mittlere Dehnung

6 Zusammenfassung

Laufschaufeln der ersten Reihe sind kritische Komponenten einer Gasturbine, weil sie extrem hohen Beanspruchungen unterliegen. Zur Erhöhung des Wirkungsgrades werden jüngst entwickelte stationäre Gasturbinen mit gerichtet erstarrten Laufschaufeln ausgelegt. Im Vergleich zum polykristallinen Werkstoff IN738LC hat die einkristalline Superlegierung CMSX-4 in der $\langle 001 \rangle$ -Orientierung dieselbe Zeitstandfestigkeit, dies jedoch bei einer um 80 °C höheren Temperatur. Einkristalline Laufschaufeln weisen eine starke Anisotropie in Bezug auf ihre mechanischen Eigenschaften auf und unterliegen, insbesondere durch komplexe Kühlsysteme, mehrachsigen Beanspruchungen. Infolgedessen erfordert die Abschätzung der Lebensdauer des Bauteiles mehrachsig formulierte Stoffgleichungen. Die Instabilität des Gefüges während der Betriebszeit modifiziert das Verformungsverhalten des Bauteiles und muß deshalb bei der Auslegung mit bedacht werden. Außerdem ermöglicht ein besseres Verständnis des Einflusses der Mikrostruktur auf das Werkstoffverhalten die Optimierung des aus den Fertigungsstufen resultierenden Ausgangsgefüges.

Ausgehend von der Mikrostruktur und ihrem Verhältnis zu den „makroskopischen“ Eigenschaften trägt die vorliegende Arbeit zur Entwicklung anisotroper konstitutiver Stoffgleichungen zur Vorhersage des Verformungsverhaltens einkristalliner Bauteile aus Superlegierungen bei. Die experimentellen Untersuchungen sind weitgehend auf die Superlegierung CMSX-4 konzentriert.

Bei der Untersuchung der mikrostrukturellen Entwicklung unter Beanspruchungen hat es sich erwiesen, daß im Gegensatz zu physikalisch reinen Einkristallen technische einkristalline Superlegierungen ortsabhängige Gefügemerkmale besitzen. In bei 950 °C kriechebeanspruchten $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben wachsen die γ' -Teilchen im Dendriten schneller zusammen als im Restschmelzgebiet. Dies wird röntgenographisch durch Messung der Ortsabhängigkeit der Triebkraft der Floßbildung, nämlich der Gitterfehlpassung, metallphysikalisch bestätigt. Auch die Ortsabhängigkeit der Floßbildung wird in einer innengekühlten Modellschaufel nach thermomechanischen Beanspruchungen beobachtet.

Die Reifung der γ' -Teilchen wird nach Auslagerung von einkristallinen Scheiben bei 1000°C untersucht. Obwohl die LSW-Theorie auf Annahmen beruht, die nicht bei Legierungen mit hohem γ' -Volumenanteil erfüllt werden, läßt sich die experimentell ermittelte Wachstumsgeschwindigkeit mit Hilfe der theoretischen Reifungskinetik beschreiben.

Der Vergleich der Rundheiten von Rohrproben mit und ohne durch vorausgegangenen Kriechvorgang eingestellter floßartiger γ' -Struktur zeigt, daß nach Torsionsbeanspruchungen die mit γ' -Flößen versehene Probe eine ausgeprägtere Elliptizität aufweist als die aus würfelförmigen γ' -Teilchen bestehende Rohrprobe. Deshalb wird davon ausgegangen, daß die Flöße einen Einfluß auf die Anisotropie der Werkstoffeigenschaften ausüben. Zudem wird eine Übersicht der in der Literatur vermerkten Einflüsse der Floßbildung auf die Kriecheigenschaften gegeben.

Das elastische Verhalten einkristalliner Superlegierungen läßt sich gut durch das anisotrope Hooke'sche Gesetz beschreiben. Die zwei einkristallinen Superlegierungen CMSX-4 und PWA1480 mit ihren unterschiedlichen Zusammensetzungen weisen ähnliche elastische Eigenschaften auf.

Es wurde experimentell festgestellt, daß die Anisotropie bezüglich der inelastischen Eigenschaften ausgeprägter ist als die der elastischen Eigenschaften, was die Notwendigkeit bestätigt, anisotrope viskoplastische Stoffgesetze zu entwickeln. Dazu werden im Rahmen des mikrostrukturabhängigen Modells zwei Fälle unterschieden:

- die γ' -Teilchen bleiben würfelförmig

Das kubische Hill'sche Potential wird als Erweiterung der Theorie nach von Mises oder als Spezialfall im Rahmen der Invariantentheorie erörtert. Ausgehend vom tensoriellen Formalismus werden skalare Stoffgleichungen für tatsächlich angewandte Belastungsarten hergeleitet. Besondere Beachtung wird folgenden Fällen geschenkt:

- Vorhersage bezüglich eines einachsigen Spannungszustandes an einer beliebig $\langle hkl \rangle$ -orientierten Probe
- Vorhersage bezüglich Torsionsbelastungen an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben.

Nach Anpassung bieten die formulierten Stoffgleichungen eine gute Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Kriechkurven an $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben. Hier wird experimentell festgestellt und mit Erfolg simuliert, daß die $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben eine bessere Kriechbeständigkeit als $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben aufweisen. Da zur Beschreibung der Anisotropie ein einziger Parameter im kubischen Hill'schen Potential verwendet wird, ordnet die Hill'sche Theorie zwangsläufig die Kriechbeständigkeit von $\langle 011 \rangle$ -orientierten Proben zwischen die von $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben ein. Dies wurde experimentell nicht bestätigt und führt zu einer deutlichen Überschätzung der Kriechbeständigkeit $\langle 011 \rangle$ -orientierter Kriechproben. Es wurde experimentell festgestellt, daß $\langle 111 \rangle$ -Torsionsproben niedrigere minimale Verdrehraten aufweisen als $\langle 001 \rangle$ -orientierte Proben. Dies wird von dem Hill'schen Potential qualitativ exakt beschrieben, jedoch überschätzt es quantitativ die Torsionsbeständigkeit für $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierte Proben.

Zur Klärung der fehlerhaften Hill'schen Vorhersagen wird das Potential im Rahmen der Invariantentheorie für kubische Symmetrien erörtert. Genauere und flexiblere

Vorhersagen lassen sich qualitativ durch den Einbau zusätzlicher kubischer Grund-Invarianten im inelastischen Potential erzielen. Hier wird insbesondere der Einfluß einzelner kubischer Grund-Invarianten auf die anisotrope Vorhersage vorgestellt.

- die γ' -Teilchen wachsen zusammen

Da die Floßbildung bei der Legierung CMSX-4 bei Temperaturen oberhalb von etwa 850 °C auftritt, ist die Modellierung ihres Einflusses auf das Verformungsverhalten von großer Bedeutung für die Auslegung. Ausgehend von den mikrostrukturellen Untersuchungen wird ein viskoplastisches Potential in Abhängigkeit von der Floßgeometrie gebildet. Dieses Potential ähnelt dem orthotropen Hill'schen Potential, dessen Anisotropiekoeffizienten mit den Kantenlängen der gebildeten γ' -Flöße verknüpft werden. Infolgedessen ändern sich mit ablaufender Floßbildung die inelastischen Eigenschaften kontinuierlich. Die Flöße verringern die Kriechbeständigkeit von $\langle 001 \rangle$ -orientierten Proben, bilden sich aber bei Kriechbelastung an $\langle 111 \rangle$ -orientierten Proben nicht aus. Damit wird der bei hohen Temperaturen experimentell festgestellte Anisotropiewechsel zwischen $\langle 001 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -orientierten Kriechproben erfolgreich simuliert.

Das mikrostrukturabhängige Modell zeichnet sich durch seine Flexibilität aus. Mit zunehmenden zur Verfügung stehenden experimentellen Daten können zusätzliche Verformungsmechanismen in Betracht gezogen werden. Ausgehend vom tensoriellen mathematischen Formalismus, der im Rahmen der auf Kontinuumsmechanik basierenden Potentialtheorie anzuwenden ist, zeigt die vorliegende Arbeit, daß für spezielle Belastungsfälle einfache skalare Stoffgleichungen aufgestellt werden können. Diese sind sehr hilfreich zur Abschätzung des Kriteriums und zeigen deutlich, inwiefern die Vorhersagen des Kriteriums mit den experimentellen Meßdaten übereinstimmen.

Bei thermomechanischen Beanspruchungen einer einkristallinen Modellschaufel führen Kriechen sowie thermische Ermüdung zum Versagen des Bauteiles. Die kontinuierlichen Kriechbeanspruchungen sind für etwa 50 % der Erschöpfung der Modellschaufel verantwortlich. Die Modellschaufel versagt an der Vorderkante, wo die thermische Dehnschwingbreite am höchsten ist. Hier ist erwähnenswert, daß nicht nur die maximalen Temperaturen, sondern auch die durch die Effektivität des Kühlsystems eingestellten minimalen Temperaturen von großer Bedeutung für die Lebensdauer des Bauteiles sind.

Da zudem die Floßbildung ortsabhängig in der Modellschaufel stattfindet, erfordert ihre Lebensdauervorhersage eine sowohl strukturmechanische als auch mikrostrukturelle Analyse. Die anisotropen konstitutiven Stoffgleichungen des mikrostrukturabhängigen Modells sind durch ihre Implementierung in einem Finite-Element-Programm dazu geeignet, beide Aspekte bei der Analyse in Betracht zu ziehen.

Literaturverzeichnis

- [1] SFB 370 Integrative Werkstoffmodellierung
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
Arbeits- und Ergebnisbericht 1994/1995/1996
- [2] Schubert F.
COST 501, Third Round
Adv. Mater., 6, 12, 901-904, (1994)
- [3] Internet Server
http://gatorpwr.che.ufl.edu/cogen/images/cdrom1_pic/image0042
- [4] Böhm H.
Fossilbefeuerte Kraftwerke, Stand, Anforderungen, Entwicklungstendenzen
VGB Kraftwerkstechnik 74, Heft 3, (1994)
- [5] Schulenberg T.
Die Schlüsseltechnologie für die Fortschritte bei Gasturbinen
Power Journal, Siemens, 2/95
- [6] Lienhard H., Keppel W.
Zeitgemäße, umweltfreundliche Kraftwerkstechnik mit Gasturbinen
VGB Kraftwerkstechnik 72, Heft 3, (1994)
- [7] Goldschmidt D.
Single-Crystal Blades
Materials for Advanced Power Engineering, Kluwer Academic Publishers. Part I, 661-674 (1994)
- [8] Fullagar K.P.L., Broomfield R.W., Hulands M., Harris K., Erickson G.L., Sikkenga S.L.
Aero Engine Test Experience with CMSX-4 Alloy Single Crystal Turbine Blades
39th ASME/IGTI, The Hague NL, (June 1994)
- [9] Harris K., Erickson G.L., Sikkenga S.L., Brendtnall W.D., Aurrecochea J.M.,
Development of Two Rhenium-Containing Superalloys for Single-Crystal Blade and Directionally Solidified Vane Applications in Advanced Turbine Engines
Journal of Materials Engineering and Performance, 2 (4), 481-487 (1993)
- [10] Frasier D.J., Whestone J.R., Harris K., Erickson G.L., Schwer R.E.
Process and Alloy Optimisation for CMSX-4 Superalloy Single Crystal Airfoils
Proceedings of the COST 501/505 Conference on "High Temperature Materials for Power Engineering" held in Liège (September 1990)
- [11] Schubert F.
Mechanische Eigenschaften von Superlegierungen und ihren Verbunden
VDI Berichte, 600.4, 85-135 (1987)
- [12] Lall C., Chin S., Pope D.P.
The Orientation and Temperature Dependence of the Yield Stress of Ni₃(Al,Nb) Single Crystals
Metallurgical Transactions A, 10A, 1323-1332 (1979)

- [13] Lonschien B., Penkalla H.J., Schubert F., Nickel H.
Erarbeitung einer gefügeabhängigen Beschreibung des Hochtemperatur Verformungsverhaltens des Turbinenschaufelwerkstoffes IN738LC
Berichte des Forschungszentrum Jülich, Jül-2466 (1991)
- [14] Bungardt K., von den Steinen A., Schubert F.
Hochwarmfeste Nickellegierung
Zeitung für Werkstofftechnik, 4, 176-183 (1972)
- [15] Kurz W., Sahm P.R.
Gerichtet erstarrte eutektische Werkstoffe
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York (1975)
- [16] Ma D., Sahm P.R.
Einkristallerstarrung der Ni-Basis-Superlegierung SRR99
Zeitschrift für Metallkunde, 82, 869-873 (1991)
- [17] Sims C.T.
Superalloys: Genesis and Character
Superalloys II, Ed. C.T. Sims, John Wiley & Sons, New-York, 3-26 (1987)
- [18] Sonderforschungsbereich 339: Schaufeln und Scheiben in Gasturbinen
Schuler W., Bearbeitungseigenstressungen in Nickelbasis-Superlegierungen und ihre Auswirkung auf Hochtemperaturbeanspruchung
DFG- Abschlußbericht, Dez. 96
- [19] Böhm H.
Einführung in die Metallkunde
B.I.-Hochschultaschenbuch, Band 196
- [20] Cottrell A. H.
Dislocations and Plastic Flow in Crystals
Oxford University Press, Oxford (1953)
- [21] Glatzel U.
Microstructure and Internal Strains of Undeformed and Creep Deformed Samples of a Nickel-Base Superalloy
Aufl.-Berlin, Verlag Köster (1994)
- [22] Steller I., Penkalla H.J., Schubert F., Nickel H.
Mikrostruktur und Verformungsmechanismen in einkristallinen Nickelbasis-Superlegierungen nach Zug- und Torsionsbelastung bei 1000°C
Berichte des Forschungszentrum Jülich, Jül-3245, (1996)
- [23] Scheunemann-Frenker G., Gabrisch H., Feller-Kniepmeier M.
Dislocation microstructure in a single-crystal nickel-based superalloy after tensile testing at 823 K in the [001] direction
Phil. Mag. A, 65, N°6, 1353-1368 (1991)
- [24] Völkl R., Feller-Kniepmeier M.
Einfluß der Grenzflächenversetzungen in der Nickelbasis Superlegierung CMSX-4 auf das Kriechverhalten unter $\langle 111 \rangle$ -Last
Diplomarbeit (1994)

- [25] Müller L., Glatzel U., Feller-Kniepmeier M.
Modelling Thermal Misfit Stresses in Nickel-Base Superalloys Containing High Volume Fraction of γ' Phase
Acta metall. Mater., 40, N° 6, 1321-1327 (1992)
- [26] Martin J.W.
Micromechanics in particle-hardened alloys
Cambridge University Press (1980)
- [27] Lin T.L., Wen M.
The Deformation Mechanism of a γ' Precipitation-hardened Nickel-Base Superalloy
Materials Science and Engineering, A128, 23-31 (1990)
- [28] Caron P., Ohta Y., Nakagawa Y. G., Khan T.
Creep deformation anisotropy in single crystal superalloys
Superalloys 1988, Publisher: the Metallurgical Society, 215-224
- [29] Khan T., Caron P.
The Anisotropy of Mechanical Behaviour in Nickel-Base Single Crystal Superalloys for Turbine Blades
Proceedings Euromat 1989, 451-456 (1990)
- [30] Wagner C.
Theorie der Alterung von Niederschlägen durch Umlösen
Zeitschrift für Elektrochemie, 65, N° 7/8, 581-590 (1961)
- [31] Lifshitz I.M. and Slyozov V. V.
J.Phys. Solids, 19, 35 (1961)
- [32] DeHoff R.T.
A geometrically general Theory of Diffusion Controlled Coarsening
Acta Metall. Mater., 39, N° 10, 2349-2360 (1991)
- [33] Davies C. K. L., Nash P., Stevens R.N.
The effect of Volume Fraction of Precipitate on Ostwald Ripening
Acta Metallurgica, 28, 179-189 (1980)
- [34] Brailsford A. D., Wynblatt P.
The Dependence of Ostwald Ripening Kinetics on Particle Volume Fraction
Acta Metallurgica, 27, 489-497 (1979)
- [35] Ardell A. J.
The effect of Volume Fraction on Particle Coarsening: Theoretical considerations
Acta Metallurgica, 20, 60-72 (1972)
- [36] Voohees P. W.
The Theory of Ostwald Ripening
Journal of Statistical Physics, 38, N° 1/2, 231-252 (1985)
- [37] Ardell A.J., Nicholson R. B.
The coarsening of γ' in Ni-Al Alloys
J. Phys. Chem. Solids, 27, 1793-1804 (1966)

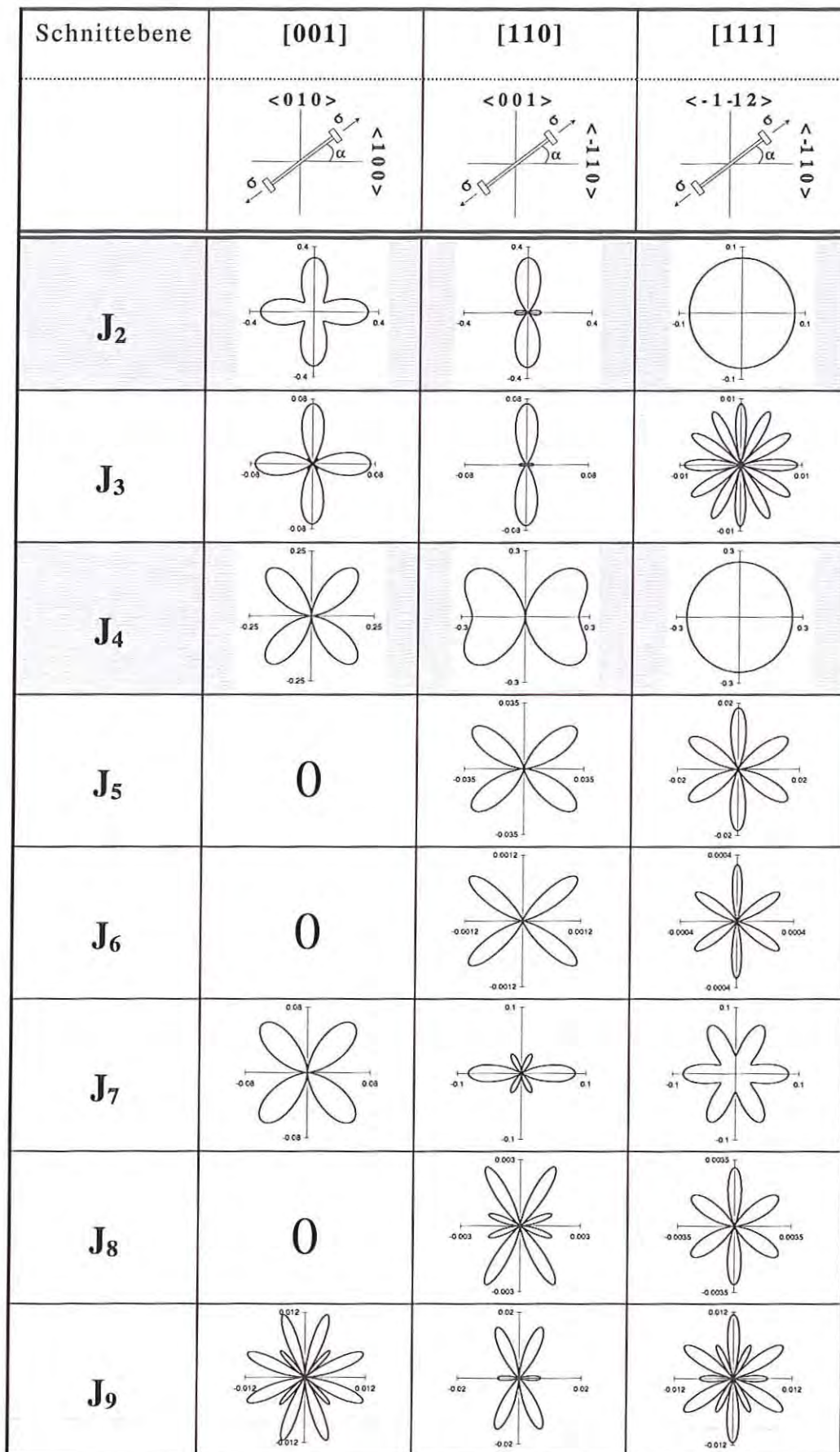
- [38] Sengupta A., Putatunda S.K.
Kinetics of γ' Precipitation and its influence on Fatigue Crack Growth Behavior of a New Single-Crystal Nickel-Based Superalloy (CMSX-4G) at Room Temperature
Journal of Materials Engineering and Performance, 2 (1), 57-68 (1993)
- [39] Müller L., Glatzel U., Feller-Kniepmeier M.
Calculation of Internal Stresses and Strains in the Microstructure of a Single Crystal Nickel-Base Superalloy During Creep
Acta metall. mater., 41, N°12, 3401-3411 (1993)
- [40] Feng H., Biermann H., Mughrabi H.
Microstructure-based 3D Finite Element Modelling of Lattice Misfit and Long-range Internal Stresses in Creep-deformed Nickel-base Superalloy Single Crystals
Materials Science and Engineering, A214, 1-16 (1994)
- [41] Tien J.K., Copley S.M.
The Effect of Orientation and Sense of Applied Uniaxial Stress on the Morphology of Coherent Gamma Prime Precipitates in Stress Annealed Nickel-Base Superalloy Crystals
Metallurgical Transactions, 2, 543-553 (1971)
- [42] Pineau A.
Influence of Uniaxial Stress on the Morphology of Coherent Precipitates during Coarsening- Elastic Energy Considerations, Acta Metallurgica, 24, 559-564 (1976)
- [43] Chang J.C., Allen S.M.
Elastic Energy Changes Accompanying gamma-prime Rafting in Nickel-Base Superalloys
J. Mater. Res., 6, N° 9, 1843-1855 (1991)
- [44] Bressers J., Arrell D.J., Ostoloza K., Vallès J.L.
Effect of an Aluminide Coating on Precipitate Rafting in Superalloys
Workshop „Hochwarmfeste Werkstoffe“, Aachen (1997)
- [45] Portella P.D., Bertram A., Fahlbusch E., Frenz H., Kinder J.
Cyclic Deformation of the Single Crystal Superalloy SRR99 at 980°
Proc. of Fatigue 96, 6-10 May 96, Berlin, eds. G. Lütjering and H. Novwack, Oxford: Elsevier Science Ltd (1996)
- [46] Mishin Y., Alyoshin G., Noat P.
Model of Diffusion Coarsening of the Raft Structure in Single-Crystals of nickel-base Superalloys
Materials Science and Engineering, A171, 163-168 (1993)
- [47] Arrell D.J., Vallés J.L.
Interfacial Dislocations Based Criterion for the Prediction of Rafting Behavior in Superalloys
Scripta Metallurgica et Materialia, 30, 149-153 (1994)
- [48] Buffiere J.Y., Ignat M.
A Dislocation Based Criterion for the Raft Formation in Nickel-Based Superalloys Single Crystals
Acta metall. Mater., 43, N° 5, 1791-1797 (1995)

- [49] Veron M., Louchet F., Brechet Y.
Strain Induced Directional Coarsening in Ni Based Superalloys
Scripta Materialia, 34, N°12, 1883-1886 (1996)
- [50] Arrell D.J., Vallés J.L.
Rafting Prediction Criterion for Superalloys under a Multiaxial Stress
Scripta Materialia, 6, 727-732 (1996)
- [51] Vallés J.L., Arrell D.J.
Monte Carlo Simulation of Anisotropic Coarsening in Nickel-Base Superalloys
Acta metall. mater., 42, N°9, 2999-30008 (1994)
- [52] Gayda J., Srolovitz D.J.
A Monte Carlo-Finite Element Model for Strain Energy Controlled Microstructural Evolution: „Rafting“ in Superalloys
Acta metall., 37, N° 2, 641-650 (1989)
- [53] Draper S., Hull D., Dreshfield R.
Observations of Directional Gamma Prime Coarsening during Engine Operation
Metal. Trans. A, 20A, 683-688 (1989)
- [54] Nathal M.V., MacKAY R.A., Miner R.V.
Influence of Precipitate Morphology on Intermediate Temperature Creep Properties of a Nickel-Base Superalloy Single Crystal
Metallurgical Transactions A, 20A, 133-141 (1989)
- [55] Pearson D.D., Lemkey F.D., Kear B.H.
Stress Coarsening of γ' and its Influence on Creep Properties of a Single Crystal Superalloy
Proceedings of the 4th International Symposium on Superalloys, edited by J.K. Tien et al., ASDM Metal Park, OH (1980)
- [56] Lupinc V., Maldini M., Onofrio G.
Is Lamellar γ/γ' -Microstructure Formed During High Temperature Service Beneficial for Single Crystal Blades?
Proceedings of an Int. Symp. On Materials Ageing and Component Life Extension edited by EMAS, 1, 103-112, Milan (1995)
- [57] Ai S.H., Lupinc V., Onofrio G.
Influence of Precipitate Morphology on High Temperature Fatigue Crack Growth of a Single Crystal Nickel Base Superalloy
Scripta Metallurgica et Materialia, 29, 1385-1390 (1990)
- [58] Hammer J., Mughrabi H.
High-Temperature Creep and Microstructure of the monocrystalline Nickel-Base Superalloy SRR99, Proceedings of the First European Conference on Advanced Materials and Processes Euromat 89, 1, 445-451, (1989)
- [59] Caron P., Henderson P.J., Khan T., McLean M.
On the Effects of Heat Treatments on the Creep Behaviour of a Single Crystal Superalloy.
Scripta metallurgica, 20, 875-880 (1986)

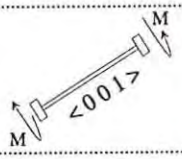
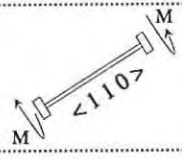
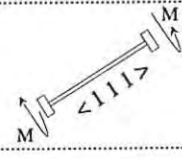
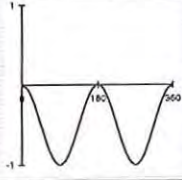
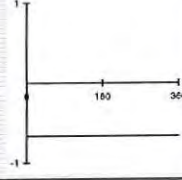
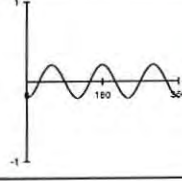
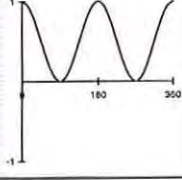
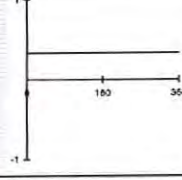
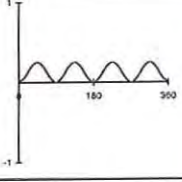
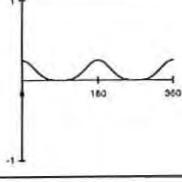
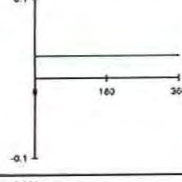
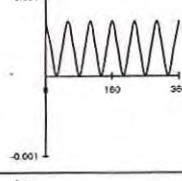
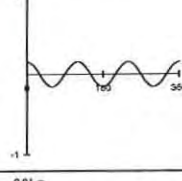
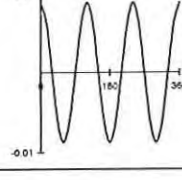
- [60] Mughrabi H.
 γ/γ' Rafting and its effect on the creep and Fatigue Behaviour of Monocrystalline Superalloys
Proceedings of the TMS-Meeting, Johannes Weertman Symposium, Anaheim, CA, edited by R.J. Arsenault (1996)
- [61] Feller-Kniepmeier M., Link T.
Correlation of Microstructure and Creep Stages in the <100> Oriented Superalloy SRR 99 at 1253°C
Metal. Trans. A, 20A, 1233-1238 (1989)
- [62] Peng Z., Glatzel U., Link T., Feller-Kniepmeier M.
Change of Phase Morphologies during Creep of CMSX-4 at 1253°C
Scripta Materialia, 34, N°2, 221-226 (1996)
- [63] Olschewski J.
Das elastische Materialverhalten einkristalliner Körper
BAM-1.31-92/2 (1992)
- [64] Breitbach G., Stübgen U., Castro D., Schubert F.
Elastische Analysen von kubischen Einkristallstrukturen mit der FE-Methode
Forschungszentrum Jülich GmbH, IRW-TN-118/89 (1989)
- [65] Fleury G., Schubert F., Nickel H.
Adjustment of the „Microstructure Dependent Model“ for the Viscoplastic Behaviour of the Single Crystal Superalloy CMSX-4, Proceedings of the 5th international Workshop on „Computational Modelling of the Mechanical Behaviour of Materials“ (1995) Aachen, Comp. Mat. Sci. (1996)
- [66] Fleury G., Schubert F., Nickel H.
Microstructure Dependent Modelling of Hollow Specimens Made of Single Crystal Superalloys and Loaded under Torsion., Proceedings of the 6th international Workshop on „Computational Mechanics of Materials“ (1996) Technical University Hamburg-Harburg, Comp. Mat. Sci. (1997)
- [67] Fleury G., Schubert F.
Anisotropic Creep Behaviour of Single Crystal CMSX-4 and its Modelling
Proceedings of the 5th European Conference on Advanced Materials and Processes (Euromat) held in Maastricht, 1, 499-502, (1997)
- [68] Fleury G., Schubert F.
Progress Report COST 501/ III Round/ WP 14
- [69] COST 501/ WP 14.2
Unveröffentlichte Ergebnisse
- [70] Jordan E. H., Walker K. P.
A viscoplastic Model for Single Crystals
Journal of Engineering Materials and Technology, 114, 19-26, (1992)
- [71] Walker K.P., Nissley D.M., Meyer T.G.
Life Prediction and Constitutive Models for Engine Hot Section Anisotropic Materials
Nasa Contactor Report 189223, (1992)

- [72] Svoboda J., Lukas P.
Acta Materialia, 44, 2557 (1996)
- [73] Svoboda J., Lukas P.
persönliche Mitteilung
- [74] Choi S. H., Krempl E.
Viscoplasticity theory based on overstress applied to the modelling of cubic single crystals
European Journal of Mechanics, A/Solids, 8, N° 3, 219-233, (1989)
- [75] Chaboche J.L., Lemaitre J.
Mécanique des matériaux solides
Press Syndicate of the University of Cambridge, New York
Dunod, Paris 1985 and Bordas.
- [76] Bertram A.
Three-dimensional Creep Modelling of Single Crystal Superalloys
Seminar: Mechanical Behaviour of Superalloys, Tü Berlin, 5 Okt. 1995
- [77] Betten J.
Zur Verallgemeinerung der Invariantentheorie in der Kriechmechanik
Rheol. Acta, 14, 715-720 (1975)
- [78] Smith G.F., Rivlin R. S.
The Strain-Energy Function for Anisotropic Elastic Materials
Trans. Am. Math. Soc., 88, 175-193 (1956)
- [79] Smith G.F., Smith M. M., Rivlin R. S.
Integrity Bases for a Symmetric Tensor and a Vector - The Crystal Classes
Arch. Rational Mech. Anal., 12, 92-133 (1962)
- [80] White P.S., Goodman A.M.
Constitutive Equations for Creep
Journal of Strain Analysis, 29, N°3, 167-175 (1994)
- [81] Beckmöller S., Penkalla H.J., Breitbach G., Schubert F., Nickel H.
Inelastische Analyse des Verformungsverhaltens einer innengekühlten Gasturbinenschaufel aus dem Werkstoff IN738LC unter Verwendung des strukturabhängigen Werkstoffmodells.
Berichte des Forschungszentrum Jülich, Jül-2924, (1994)
- [82] Nouailhas D., Culié J. P., Cailletaud G., Méric L.
Finite element analysis of the stress-strain behavior of single-crystal tubes
European Journal of Mechanics, A/Solids, 14, N° 1, 137-154, (1995)
- [83] Nouailhas D., Cailletaud G.
Comparaison de divers critères anisotropes pour monocristaux cubiques à face centrée (CFC)
C. R. Acad. Sci. Paris, 315, Série II, 1573-1579 (1992)
- [84] Nouailhas D.
Un modèle de viscoplasticité cyclique pour matériaux anisotropes à symétrie cubique
C. R. Acad. Sci. Paris, t. 310, Série II, p. 887-890 (1990)

- [85] Nouailhas D., Cailletaud G.
Finite Element Analysis of the Mechanical Behavior of Two-phase Single-Crystal Superalloys
Scripta Materialia, 34, N° 4, 565-571 (1996)
- [86] Nouailhas D., Freed A.D.
A Viscoplastic Theory for Anisotropic Materials
Journal of Engineering Materials and Technology, 114, 97-104, (1992)
- [87] Nouailhas D., Pacou D., Cailletaud G., Hanriot F., Rémy L.
Experimental Study of the Anisotropic Behavior of the CMSX-2 Single-Crystal Superalloy under Tension-Torsion Loadings
Advances in Multiaxial Fatigue, Mc Dowell/Ellis, editors, ASTM Sept. 1993, 244-258
- [88] Hill R.
The Mathematical Theory of Plasticity, Clarendon Press, Oxford (1950)
- [89] Dame L.T., Stouffer D.C.
A Crystallographic Model for Nickel Base Single Crystal Alloys
Journal of applied mechanics, 55, 325-331 (1988)
- [90] Sengupta A., Putakunda S.K., Bartosiewicz L., Hangan J., Nailos P.J.
Tensile Behavior of a New Single-Crystal Nickel-Based Superalloy (CMSX-4) at Room and Elevated Temperatures
Journal of Materials Engineering and Performances, 3(1), 73-81 (1994)
- [91] Wolters J., Betten J., Penkalla H.J.
Implementierung eines strukturabhängigen Werkstoffmodells für die Superlegierung IN738LC in das Finite Element Programm ABAQUS
Berichte des Forschungszentrum Jülich, Jül-2907 (1994)
- [92] Penkalla H.J., Offerman M.
Glättung von Meßkurven für Auswertungssysteme der EG-HTR-Werkstoffdatenbank
Technische Notiz KFA-Jülich, IRW, TN 124/86 (1986)



[001]-, [011]- und [111]-Schnitte der Fließfläche bei einachsiger Belastung an einer $\langle hkl \rangle$ -orientierten Probe. Jede Invariante J_i wird isoliert betrachtet.

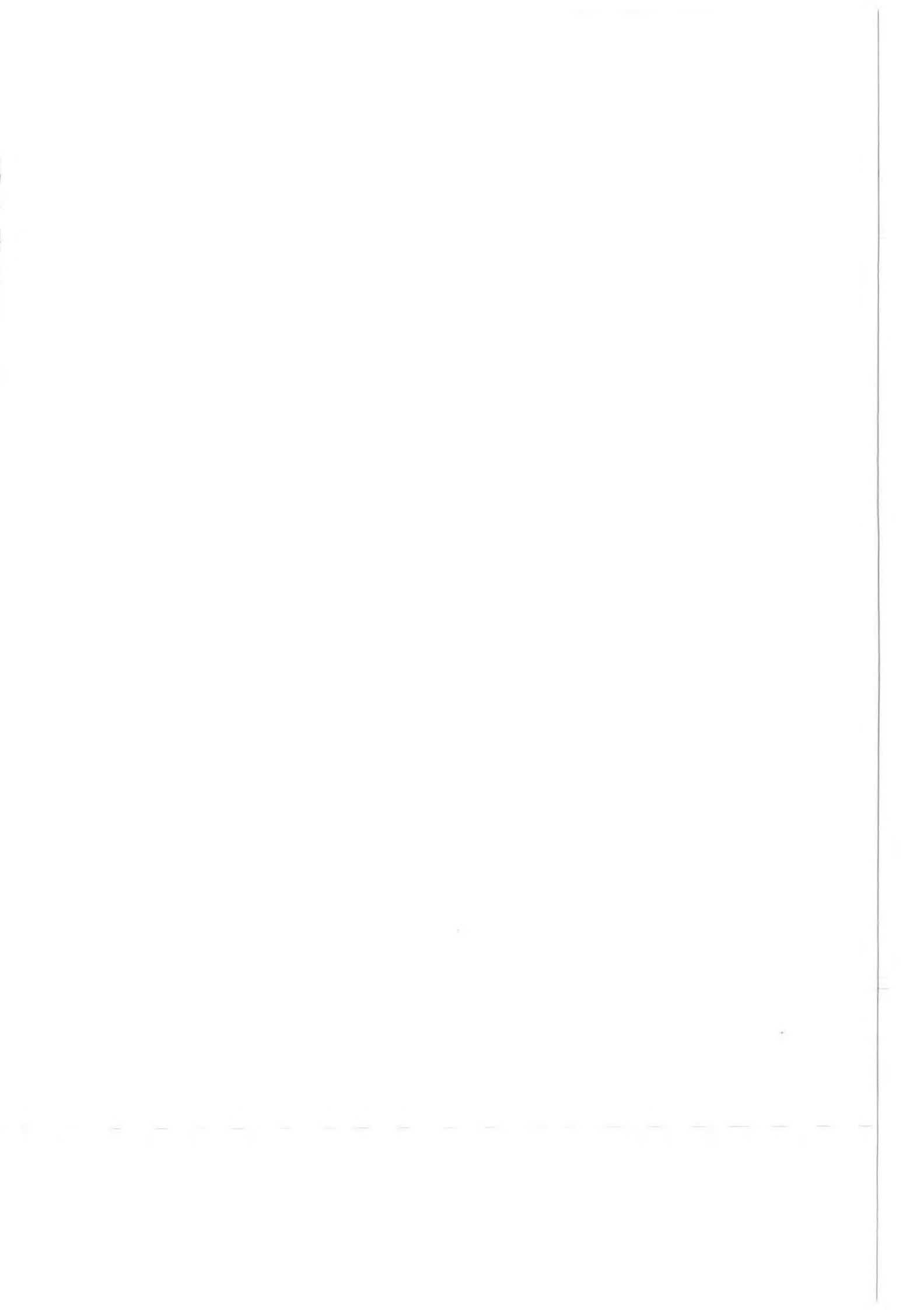
Orientierung der Probe	$\langle 001 \rangle$	$\langle 110 \rangle$	$\langle 111 \rangle$
			
Ref. im Querschnitt	$\langle 100 \rangle$	$\langle -110 \rangle$	$\langle -110 \rangle$
J_2	0		
J_3	0	0	
J_4			
J_5			
J_6	0	0	
J_7	0	0	
J_8	0	0	
J_9	0	0	0

Qualitativer Verlauf der Vergleichsspannung entlang des Umfanges einer tordierten Probe. Jede Invariante J_i wird isoliert betrachtet.

Werkstoff	Probe	Orientierung			zusätzliche thermische Behandlung	Test Temp. °C	Last -
		<hkl>	θ °	ρ °			
Technische Kriechversuche (konstante Last)							Spannung (MPa)
CMSX-4	iwe1	<1 1 2>	36,3	38,9	-	982	300
	iwe2	<2 6 9>	35,6	17,4	-	982	300
	iwe3	<5 8 8>	49,1	31,7	-	800	700
	iwe4	<0 1 2>	27,2	11,2	-	800	550
	iwe5	<001>	9,9	19,2	-	1000	250
	iwe6	<001>	8,9	19,1	-	1000	250
	iwe7	<001>	6,0	13,2	-	1000	250
	iwe8	<001>	5,1	1,9	-	1000	250
	iwe11	<001>	3,6	12,5	1140°C/16h	800	720
	iwe12	<001>	5,5	11,5	1140°C/4h	800	720
	iwe13	<111>	51,5	41,1	-	950	350
	iwe141	<111>	49,2	41,4	-	950	245
	iwe142	<111>	49,2	41,4	-	950	280
	iwe143	<111>	49,2	41,4	-	950	300
	iwe15	<001>	5,1	?	-	950	400
	iwe15	<001>	5,1	?	-	950	475
	iwe161	<011>	43,9	12,5	-	800	420
	iwe161	<011>	43,9	12,5	-	800	420
	iwe162	<011>	43,9	12,5	-	800	510
	iwe17	<111>	51,9	38,1	-	900	490
Warmzugversuche (dehnrategesteuert)							Dehnrate (s ⁻¹)
CMSX-4	iwe9	<001>	9,1	28,6	-	1000	10 ⁻²
	iwe10	<001>	9,1	7,4	-	950	10 ⁻²
Torsionsversuche (konstantes Drehmoment)							Drehmo- ment Nm
CMSX-4	iwe11t	<001>	3,6	12,5	-	800	9,68
	iwe11t	<001>	3,6	12,5	-	800	8,92
	iwe12t	<001>	5,5	11,5	-	800	8,60
	iwe12t	<001>	5,5	11,5	-	800	9,06
	iwe13t	<111>	51,5	41,1	-	800	8,60
	iwe14t	<111>	49,2	41,4	-	800	10,20
CMSX-2	O	<421>	29	45	-	1000	40
	A	<001>	14,5	6,6	20Nm/140 h	1000	40
	B	<001>	13,4	12,8	-	1000	40

(c):	kristallographischer Raum	
(m):	Maschinen-Raum	
	$\{e^1, e^2, e^3\} = \{<100>, <010>, <001>\}$:	Vektorenbasis in Bezug auf den Kristall
A^c :	Darstellung des Tensors A bezüglich des kristallographischen Koordinatensystems	
A^m :	Darstellung des Tensors A bezüglich des Maschinen-Koordinatensystems	
$a_\gamma, a_{\gamma'}$:	Gitterkonstanten der γ - bzw γ' -Phase	[m]
δ :	γ/γ' -Gitterfehlpassung (misfit)	[-]
ρ :	Grenzflächenversetzungsdichte	[m ⁻¹]
t:	Zeit	[h]
T:	Temperatur	[°C]
Mt:	Drehmoment	[kg m ² s ⁻²]
$\dot{X}$:	Ableitung der Größe X nach der Zeit t	
P_{ij} :	Transformationsmatrize von (m) nach (c)	
δ_{ij} :	Kronecker Symbol	
$\langle hkl \rangle$:	Miller'sche Indizes	[-]
ϵ_{ij} :	Gesamtdehnungstensor	[-]
$^e\epsilon_{ij}$:	elastischer Dehnungstensor	[-]
$^{th}\epsilon_{ij}$:	thermischer Dehnungstensor	[-]
$^{in}\epsilon_{ij}$:	inelastischer Dehnungstensor	[-]
σ_{ij} :	Causchy'scher Spannungstensor	[MPa]
σ^*_{ij} :	Deviator des Spannungstensors	[MPa]
σ^{eff}_{ij} :	effektiver Spannungstensor	[MPa]
σ^i_{ij} :	innerer Spannungstensor	[MPa]
σ^b_{ij} :	Wechselwirkung Versetzungen/Versetzungen	[MPa]
σ^γ_{ij} :	Wechselwirkung Versetzungen/ γ' -Teilchen	[MPa]
C_{ij}, C_{ijkl} :	Steifigkeitstensor	[MPa]
S_{ij}, S_{ijkl} :	Nachgiebigkeitstensor	[MPa ⁻¹]
$E_{\langle hkl \rangle}$:	Elastizitätsmodul in der Orientierung $\langle hkl \rangle$	[MPa]
$G_{\langle hkl \rangle}$:	Schubmodul in der Orientierung $\langle hkl \rangle$	[MPa]
α^w :	Wärmeausdehnungskoeffizient	[K ⁻¹]

Φ :	inelastisches Potential	
A_{ijkl}^H :	orthotroper Hill'scher Anisotropie Tensor	
A_{ijkl}^0 :	kubischer Hill'scher Anisotropie Tensor	
A_{ijkl} :	mikrostrukturabhängiger Anisotropie Tensor	
m_{ij}^s :	Orientierungstensor des Gleitsystems s	[-]
σ_v :	Vergleichsspannung nach Hill	[MPa]
τ^s :	Schmid'sche Schubspannung bezüglich des Gleitsystems s	[MPa]
γ^s :	vom Gleitsystem s hervorgerufene Gleitung	[-]
I_i :	isotrope Spannungsinvariante	
J_i :	kubische Spannungsinvariante	
H_i :	kubische Invariante für einen Vektor und einen Tensor zweiter Stufe	
m:	Anisotropie-Faktor im kubischen Hill'schen Potential	[-]
$k_{\langle hkl \rangle}$:	Norton'scher Vorfaktor der Orientierung $\langle hkl \rangle$	[MPa ⁻ⁿ h ⁻¹]
n:	Norton'scher Exponent	[-]
n_0 :	Norton'scher Exponent bei nuller Spannung	[-]
α :	Werkstoffparameter zur Beschreibung der Empfindlichkeit des Norton'schen Exponenten mit der angelegten Spannung	[MPa ⁻¹]
a:	mittlere Kantenlänge der würfelförmigen γ' -Teilchen	[m]
a_0 :	Ausgangsgröße der γ' -Teilchen	[m]
a_s :	kritische Kantenlänge eines γ' -Teilchens	[m]
V_{pkt} :	Wachstumsrate eines γ' -Teilchens nach Ostwald-Reifung	[m ³ h ⁻¹]
δ_i :	Streckungsgrad eines Floßes in der Richtung e^i	[-]
$K_{\langle 001 \rangle}$:	viskoplastischer Vorfaktor	[MPa ^{-N} h ⁻¹]
N:	viskoplastischer Exponent	[-]
β :	Verhältnis Teilchenaushärtung / Mischkristall-Aushärtung	[rad]
p:	Werkstoffparameter für β	[-]
σ_y :	Streckgrenze in der $\langle 001 \rangle$ -Orientierung	[MPa]
V_{ijkl} :	Verfestigungstensor	[-]
λ_0 :	Werkstoffparameter zur Beschreibung der $\langle 001 \rangle$ -Verfestigungsrate	[-]
v:	Werkstoffparameter zur Beschreibung der $\langle 111 \rangle$ -Verfestigungsrate	[-]
τ_f :	Werkstoffparameter zur Beschreibung der Floßkinetik	[h]
η :	Werkstoffparameter zur Beschreibung der Floßgeometrie	[m]



Forschungszentrum Jülich



Jül-3436
September 1997
ISSN 0944-2952