Mathias Münch

Zur Bestimmung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich

Schriftenreihe des Lehrstuhls
für Werkstoffsysteme für den Fahrzeugleichtbau
im Institut für Werkstofftechnik

Herausgeber: Prof. Dr. rer nat. Robert Brandt

Band 5

Dissertation, Universität Siegen, 2024

© 2024 Mathias Münch

"Zur Bestimmung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich" in *Schriftenreihe des Lehrstuhls für Werkstoffsysteme für den Fahrzeugleichtbau im Institut für Werkstofftechnik*
1. Auflage, 5. Band

Herausgeber:
Prof. Dr. rer. nat. Robert Brandt
Universität Siegen, Fakultät IV: Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät, Department Maschinenbau, Lehrstuhl für Werkstoffsysteme für den Fahrzeugleichtbau, Am Eichenhang 50, 57076 Siegen, Deutschland

Autor:
Mathias Münch

Umschlaggestaltung, Druck und buchbinderische Verarbeitung:
UniPrint, Universität Siegen
Hölderlinstraße 3, 57076 Siegen, Deutschland

ISSN: 2700-7529

Gedruckt auf alterungsbeständigem holz- und säurefreiem Papier.

Universität Siegen

Fakultät IV
Lehrstuhl für Werkstoffsysteme
für den Fahrzeugleichtbau
Prof. Dr. Robert Brandt

Zur Bestimmung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Ingenieurwissenschaften

vorgelegt von
M.Sc. Mathias Münch

eingereicht bei der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Siegen
Siegen 2024

Stand: Juni 2024

Betreuer und erster Gutachter
Prof. Dr. rer. nat. Robert Brandt
Universität Siegen

Zweiter Gutachter
Prof. Dr.-Ing. Ulf Kletzin
Technische Universität Ilmenau

Tag der mündlichen Prüfung
05.05.2025

Vorwort und Danksagung

Im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Werkstoffsysteme für den Fahrzeugleichtbau der Universität Siegen erhielt ich die Möglichkeit diese Dissertation anzufertigen.

Mein besonderer Dank gilt vor allem meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Robert Brandt für die vielseitige Unterstützung in Form von immerwährender Diskussionsbereitschaft, Anregungen und Motivation während meines gesamten Promotionsvorhabens. Ebenfalls möchte ich mich bei meinem Zweitgutachter Herrn Prof. Dr. Ulf Kletzin bedanken.

Nicht versäumen möchte ich, mich bei meinen Kolleginnen und Kollegen während meiner Zeit am Lehrstuhl zu bedanken. Diese haben mich mit viel Engagement, guten Ideen und unermüdlichen Einsatz unterstützt. Insbesondere die konstruktiven Gespräche mit Herrn Dr. Nagarjuna Remalli sind an dieser Stelle hervorzuheben. Des Weiteren danke ich den Studenten Herrn Gereon Hacker und Herrn Kay Kläukens für die Unterstützung im Rahmen studentischer Tätigkeiten bzw. Abschlussarbeiten.

Ferner gilt mein Dank der Geschäftseinheit der Ventilfedern der Mubea Motorkomponenten GmbH unter der Leitung von Herrn Michael Dückers für die Bereitstellung der Proben und der Möglichkeit sämtliche Untersuchungen durchführen zu können. Ein besonderes Wort des Dankes sei an Herrn Markus Holländer gerichtet. Durch die fachlichen Dialoge konnte ich wichtige Erfahrungen und Erkenntnisse für zukünftige Herausforderungen sammeln.

Schließlich möchte ich meinen Dank meiner Familie und meinen Freunden aussprechen, die mir während der Fertigstellung dieser Dissertation den notwendigen Rückhalt gegeben haben.

Kurzfassung

Ein weltweiter Transformationsprozess, dessen wesentlicher Bestandteil der Umstieg von konventionellen Antrieben, wie z.B. dem Verbrennungsmotor, zu elektrischen Fahrzeugen ist, zwingt die Automobil- und Automobilzulieferindustrie zu einem großen Wandel. Die CO_2-Ziele für 2030 können jedoch nicht allein durch den Ausbau der Elektromobilität erreicht werden. Dies bedarf zusätzlich einer Optimierung der vorhandenen Komponenten. Die Verringerung der CO_2-Emissionen kann u.a. durch den Abbau der Reibverluste im Ventiltrieb geleistet werden. Die darin vorliegenden thermischen Belastungen bis zu 423 K verlangen den höchstfesten Federstählen ein hohes Maß an Kriech- bzw. Relaxationsfestigkeit im Ventiltrieb ab.

Im Rahmen der Dissertation sollen zwei in der Literatur vorliegende Theorien zur Beschreibung des Kriechverhaltens von Federstählen im Niedrigtemperaturbereich verifiziert und der Kriechraten-kontrollierende Mechanismus des Versetzungsgleitens überprüft werden. Dazu werden Kriechversuche mit Ventilfederdrähten unter Zug- und Torsionsbelastung sowie inkrementelle Kriechtests, d.h. Spannungs-Stufen bzw. Temperatur-Stufen-Tests, durchgeführt.

Schließlich wird die Übertragbarkeit des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle unter uniaxialer Belastung auf das Kriechverhalten von Ventilfederdrähten unter biaxialer Belastung diskutiert. Mit Hilfe numerischer Methoden kann so der Grundstein für das zukünftige Voraussagen des Kriechverhaltens von Schraubendruck- bzw. Ventilfedern gelegt werden.

Abstract

The global transformation process, which consists of the transition from conventional drives, i.e. internal combustion engine, to battery electric vehicles, is forcing the automotive and automotive supply industries to undergo a significant change. However, the CO_2 targets for 2030 cannot be achieved solely by expanding electromobility. This also requires an optimization of existing components. The reduction of CO_2 emissions can be attained by reducing friction losses in the valve train. The thermal loads up to 423 K within these valve trains demand a high level of creep or relaxation resistance from the high-strength spring steels.

Within the scope of this dissertation, the two existing theories for describing the creep behavior of spring steels in the low-temperature range will be verified and the creep rate-controlling mechanism of dislocation glide will be examined. For this purpose, creep tests with valve spring wires under tensile and torsional loading as well as incremental creep tests, i.e. stress-step or temperature-step tests, will be conducted.

Finally, it will be reviewed whether the creep behavior of valve spring wires under biaxial loading can be predicted by the knowledge about the creep behavior of martensitic spring steels under uniaxial loading. This will be done by means of numerical methods, which enables the prediction of the creep behavior of helical compression or valve springs in future.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort und Danksagung i

Kurzfassung ii

Abstract iii

1 Einleitung 1

2 Stand der Technik 3

2.1 Grundlagen der Ventilfeder 3

2.2 Anforderungen an Federstähle 13

2.3 Herstellungsprozess 15

3 Stand der Forschung 21

3.1 Thermisch aktivierte Mechanismen des Niedrigtemperaturkriechens 21

3.2 Mechanismenbasierte Theorien des Niedrigtemperaturkriechens 24

3.2.1 Verfestigungstheorie 25

3.2.2 Erschöpfungstheorie 31

3.3 Niedrigtemperaturkriechen unter uniaxialer Belastung 33

3.4 Niedrigtemperaturkriechen unter biaxialer Belastung 41

4 Aufgabenstellung 44

5 Experimentelle und numerische Methoden 46

5.1 Experimentelle Untersuchungen der Ventilfederdrähte 46

5.1.1 Materialcharakterisierung der Ventilfederdrähte 46

5.1.2 Bestimmung der mechanischen Eigenschaften der Ventilfederdrähte 48

5.1.3 Niedrigtemperatur-Kriechtests der Ventilfederdrähte 51

5.1.4 Inkrementelle Kriechtests 55

5.2 Numerische Methodik 58

5.2.1 Pre-Processing 58

5.2.2 Solution 61
5.2.3 Post-Processing 63
6 Ergebnisse 66
6.1 Materialanalysen der Ventilfederdrähte 66
6.2 Mechanische Eigenschaften der Ventilfederdrähte 68
6.3 Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung 72
6.3.1 Kriechversuche im Niedrigtemperaturbereich 73
6.3.2 Temperatur-Stufen-Tests 80
6.3.3 Spannungs-Stufen-Tests 82
6.3.4 Zusammenfassung der Kriechversuche unter Zugbelastung 84
6.4 Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung 85
7 Diskussion 89
7.1 Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften des Ventilfederdrahts 89
7.1.1 Strength Differential Effect 90
7.1.2 Drucker-Prager Fließkriterium 91
7.2 Verifizierung der Theorien des Niedrigtemperaturkriechens 93
7.2.1 Verifizierung der Verfestigungstheorie 93
7.2.2 Verifizierung der Erschöpfungstheorie 96
7.2.3 Zusammenfassung der Verifizierung 100
7.3 Numerische Simulation des Niedrigtemperaturkriechens 101
7.3.1 Implementierung des Drucker-Prager Fließkriteriums 102
7.3.2 Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung 104
7.3.3 Simulation des Kriechverhaltens unter Torsionsbelastung 105
7.4 Bestimmung des Mechanismus im Niedrigtemperaturbereich 108
7.4.1 Bestimmung des Mechanismus mit Hilfe des Aktivierungsvolumens 108

7.4.2 Bestimmung des Mechanismus mit Hilfe der Nettoaktivierungsenergie 111
7.4.3 Einfluss der Technologie auf dem Mechanismus 114
7.5 Zusammenfassende Diskussion 122
8 Zusammenfassung & Ausblick 125
9 Literaturverzeichnis 129
Anhang 136

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Einsatz einer zylindrischen Ventilfeder im Zylinderkopf 3
Abbildung 2: Typische Verläufe von Federkennlinien 4
Abbildung 3: Schraubendruckfeder mit Belastungs- und Federdiagramm 7
Abbildung 4: Spannungs-Dehnungs-Diagramm 8
Abbildung 5: Goodman-Diagramm 9
Abbildung 6: Haigh-Diagramm 10
Abbildung 7: (a) Schematische Darstellung eines Kriechvorganges mit konstanter Belastung, (b) Kriechkurve einer Schraubendruckfeder 11
Abbildung 8: Schematische Darstellung eines Relaxationsversuches 12
Abbildung 9: Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls 15
Abbildung 10: Prozessroute des Walzdrahtes der Kobe Steel Ltd. 16
Abbildung 11: Prozessschritte einer Ventilfederdrahtherstellung 17
Abbildung 12: Verschiedene Verfahren der Ventilfederherstellung 18
Abbildung 13: Relaxation einer Schraubendruckfeder in Abhängigkeit von der Anlasstemperatur und der Vorsetzspannung 19
Abbildung 14: Schematische Darstellung der Zusammenhänge des Niedrigtemperaturkriechens 21
Abbildung 15: Verformungs-Mechanismen-Diagramm von reinem Eisen mit einer Korngröße von 100 µm 22
Abbildung 16: Spannungsfelder der Short- bzw. Long-Range Hindernisse 24
Abbildung 17: Schematisches Spannungs-Dehnungs-Diagramm basierend auf der Verfestigungstheorie 25
Abbildung 18: Temperatur-Stufen-Test 27
Abbildung 19: Temperaturabhängigkeit der Nettoaktivierungsenergie 28
Abbildung 20: Schematische Darstellung eines Short-Range Hindernis 29
Abbildung 21: Spannungs-Stufen-Test 30
Abbildung 22: (a) Kriechdehnung in axialer Belastungsrichtung und (b) Volumenumwandlung des Einsatzstahls 1.5919 34

Abbildung 23: Zeitlich abhängige Kriechdehnungen bei verschiedenen Belastungsraten 36
Abbildung 24: Vergleich der betragsmäßigen Kriechdehnungen von Bainit und Martensit bei 348 K 39
Abbildung 25: (a) Versetzungsdichte der martensitischen und austenitischen Phase, (b) Volumenanteil von Restaustenit vor und nach dem Niedrigtemperaturkriechen 41
Abbildung 26: Prüfstand für die quasistatischen Zugversuche und die Kriechversuche unter Zugbelastung 49
Abbildung 27: Probengeometrie für die quasistatischen Zugversuche und die Kriechversuche unter Zugbelastung 49
Abbildung 28: Prüfaufbau für quasistatische Torsionsversuche 51
Abbildung 29: Prüfstand für die Kriechversuche unter Torsionsbelastung 54
Abbildung 30: Probenform für die Temperatur-Stufen-Tests 56
Abbildung 31: Beispielhafter Prüfaufbau der Gleeble 3500 57
Abbildung 32: Teilungen des Umfangs und des Radius 59
Abbildung 33: Simulierte Zugspannung im Ventilfederdraht 63
Abbildung 34: Spannungsverteilung über dem Querschnitt bei Torsion 64
Abbildung 35: Mikrostruktur der Ventilfederdrähte von a) 61SiMn8, b) 64SiCrV6 und c) 58SiCrNiV8 67
Abbildung 36: 2-Theta-Scans des 61SiMn8 mit (a) unterschiedlichen Anlasstemperaturen im Ofen und (b) unterschiedlichen Anlasstemperaturen beim induktiven Prozess 68
Abbildung 37: Temperaturabhängigkeit der mechanischen Eigenschaften der komplett induktiv vergüteten Federstähle 70
Abbildung 38: Schubspannung-Schiebungs-Diagramm der verschiedenen Federstähle bei Raumtemperatur 71
Abbildung 39: Abhängigkeit der (a) Zugfestigkeit bzw. der (b) 0,2% Dehngrenze von der Anlasstemperatur unter Berücksichtigung des Ofen- (FHT) bzw. induktiven Anlassprozesses (IHT) 72

Abbildung 40: Zeitabhängige Kriechdehnung unter uniaxialer Belastung bei unterschiedlichen Temperaturen 73
Abbildung 41: Zeitabhängige Kriechdehnung unter uniaxialer Belastung für unterschiedliche Spannungen 75
Abbildung 42: Kriechrate vs. Kriechdehnung 77
Abbildung 43: Kriechdehnung des 61SiMn8 unter Zugbelastung bei (a) und (c) der IHT- sowie (b) und (d) der FHT-Wärmebehandlung 79
Abbildung 44: Temperatur-Stufen-Tests unter uniaxialer Belastung 81
Abbildung 45: Spannungs-Stufen-Tests unter uniaxialer Belastung 82
Abbildung 46: Zeitabhängiger Kriechverdrehwinkel bei vier verschiedenen Torsionsmomenten 86
Abbildung 47: Kriechrate vs. Kriechverdrehwinkel unter Torsionsbelastung 87
Abbildung 48: Vergleichsspannungen vs. Erste Invariante 92
Abbildung 49: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von α^{VT} 94
Abbildung 50: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von γ^{VT} 95
Abbildung 51: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von α^{ET} 96
Abbildung 52: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von β^{ET} 97
Abbildung 53: Temperatur- & Spannungsabhängigkeiten von α^{E} und f_1^*/f_0^* 99
Abbildung 54: Best-Fitting-Spannungsabhängigkeiten von α^{VT} und γ^{VT} 102
Abbildung 55: Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung 105
Abbildung 56: Auswirkungen des experimentell ermittelten Drucker-Prager Parameters auf die Simulation des Kriechverhaltens unter Torsionsbelastung 106
Abbildung 57: Behinderung der Versetzung durch die Peierls Spannung 110
Abbildung 58: Bildung von Doppelkinken in einer Versetzungslinie 112
Abbildung 59: Modifiziertes Williamson-Hall-Diagramm für den 61SiMn8 118
Abbildung 60: Spannungs-Dehnungs-Diagramme 136
Abbildung 61: Streuung der Kriechversuchen unter Zugbelastung 137
Abbildung 62: Streuung der Kriechversuchen unter Torsionsbelastung 137

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Chemische Zusammensetzung der Ventilfederdrähte 46
Tabelle 2: Variation der Temperatur bei uniaxialen Kriechversuchen 52
Tabelle 3: Variation der Spannung bei uniaxialen Kriechversuchen 52
Tabelle 4: Variation der WB bei uniaxialen Kriechversuchen 53
Tabelle 5: Versuchsparameter der biaxialen Kriechversuche 54
Tabelle 6: Versuchsparameter der Spannungs-Stufen-Tests 56
Tabelle 7: Versuchsparameter der Temperatur-Stufen-Tests 58
Tabelle 8: Charakterisierung der komplett induktiv vergüteten Ventilfederdrähte bei Raumtemperatur 69
Tabelle 9: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 61SiMn8 74
Tabelle 10: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 64SiCrV6 74
Tabelle 11: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 58SiCrNiV8 75
Tabelle 12: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 61SiMn8 76
Tabelle 13: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 64SiCrV6 76
Tabelle 14: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 58SiCrNiV8 77
Tabelle 15: Nettoaktivierungsenergien der Federstähle 81
Tabelle 16: Aktivierungsvolumen der verschiedenen Federstähle 83
Tabelle 17: Aktivierungsvolumen des Federstahls 64SiCrV6 83
Tabelle 18: Drucker-Prager Parameter der Federstähle bei Raumtemperatur 93
Tabelle 19: Parameter der modif. Erschöpfungstheorie des 61SiMn8 98
Tabelle 20: Werkstoffspezifische Konstanten $\alpha_{Zug,1}$, $\alpha_{Zug,2}$, $\alpha_{Zug,3}$ 103
Tabelle 21: Werkstoffspezifische Konstanten $\gamma_{Zug,1}$, $\gamma_{Zug,2}$, $\gamma_{Zug,3}$ 104
Tabelle 22: Peierls Nabarro Spannungen und Gleitebenenabstände 111

Tabelle 23: Materialkonstanten $a_{WH,1}$, $b_{WH,1}$, $c_{WH,1}$ und $d_{WH,1}$ für C_{h00} im Fall von Schraubenversetzungen im kubisch raumzentrierten Kristall 116
Tabelle 24: Halbwertsbreiten der jeweiligen Netzebenen....117
Tabelle 25: Versetzungsdichte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungen ...118
Tabelle 26: Chemische Zusammensetzung des Stahls 300-M....120

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Erläuterung
a	nm	Atomabstand
a^{DP}	—	Drucker-Prager Parameter
a_{GL}	—	Durchschnittlicher Betrag des Gleitens einer Versetzung
$a_{WH,1}$	—	1. Materialkonstante nach Williamson-Hall
$a_{WH,2}$	—	5. Materialkonstante nach Williamson-Hall
A	$1/s^B$	1. Kriechparameter des Potenzgesetzes
A_{c1}	K	Umwandlungstemperatur von Ferrit zu Austenit (Beginn)
A_{c3}	K	Umwandlungstemperatur von Ferrit zu Austenit (Ende)
A_i	—	Elastischer Anisotropiefaktor
b	nm	Burgers Vektor
$b_{WH,1}$	—	2. Materialkonstante nach Williamson-Hall
$b_{WH,2}$	—	6. Materialkonstante nach Williamson-Hall
B	—	2. Kriechparameter des Potenzgesetzes
c_{11}	—	1. Elastische Konstante
c_{12}	—	2. Elastische Konstante
c_{44}	—	3. Elastische Konstante
$c_{WH,1}$	—	3. Materialkonstante nach Williamson-Hall
$c_{WH,2}$	—	7. Materialkonstante nach Williamson-Hall
C	—	Materialspezifische Konstante
$\bar{C}$	—	Durchschnittlicher Kontrastfaktor
$\bar{C}_{h00}$	—	3. Williamson-Hall Parameter

c_τ	$1/(s^k \cdot Pa^{m+1})$	2. Materialspezifischer Kriechparameter des Norton Bailey Gesetzes
d	mm	Drahtdurchmesser
d_{GL}	nm	Abstand benachbarter Gleitebenen
d^*	nm	Größe eines Hindernisses
$d_{WH,1}$	—	4. Materialkonstante nach Williamson-Hall
$d_{WH,2}$	—	8. Materialkonstante nach Williamson-Hall
D_m	mm	Mittlerer Windungsdurchmesser
D_{WH}	nm	Durchschnittliche Kristallitgröße
E	N/mm^2	Elastizitätsmodul
f_{DP}	N/mm^2	Assoziatives Fließkriterium nach Drucker-Prager
f_e	$1/s$	Eigenfrequenz der Ventilfeder
f_{th}	$1/s$	Frequenz thermischer Spannungsschwankungen
f_0	$1/s$	Vibrationsfrequenz mit der eine Versetzung versucht ein Hindernis zu überwinden
f_1^*/f_0^*	—	3. Kriechparameter der modifizierten Erschöpfungstheorie
F	N	Federkraft
F_{Relax}	N	Relaxationsverlust
F_1	N	Kraft der Feder bei Einbaulänge L_1
F_2	N	Kraft der Feder bei Einbaulänge L_2
G	N/mm^2	Schubmodul
G^*	Nm	Gibbs´sche freie Energie
ΔG	Nm	Nettoaktivierungsenergie
ΔG_{SD}	Nm	Nettoaktivierungsenergie für Selbstdiffusion
h	—	1. Miller´sche Index
h_{PS}	nm	Distanz benachbarter Peierlstäler
h_{VK}	N/mm^2	Verfestigungskoeffizient
H^2	—	5. Williamson-Hall Parameter
I_1	N/mm^2	1. Invariante des Spannungstensors

I_2	N/mm²	2. Invariante des Spannungstensors
k	—	2. Miller´sche Index
k_B	Nm/K	Boltzmann Konstante
k^{DP}	N/mm²	Positive Konstante des Drucker Prager Fließkriteriums
k_{NB}	—	1. Materialspezifischer Kriechparameter des Norton Bailey Gesetzes
k_s	—	Spannungskorrekturfaktor
K	nm^{-1}	1. Williamson-Hall Parameter
ΔK	nm^{-1}	2. Williamson-Hall Parameter
l	—	3. Miller´sche Index
l^*	nm	Aktivierte Länge eines Versetzungssegmentes
L	mm	Probenlänge
$L_{c,max}$	mm	Maximal zulässige Blocklänge der Ventilfeder
L_{Kriech}	mm	Kriechverlust einer Schraubendruckfeder
L_1	mm	Einbaulänge der Ventilfeder bei geschlossenem Ventil
L_2	mm	Einbaulänge der Ventilfeder bei geöffnetem Ventil
L_0	mm	Anfangsmesslänge / Ausgangslänge
m	—	3. Materialspezifischer Kriechparameter des Norton Bailey Gesetzes
m_f	g	Federnde Masse
M	—	Taylorfaktor
M_t	Nm	Torsionsmoment
M_{WH}	—	Versetzungsverteilungsparameter
$n(T)$	—	2. Kriechparameter der modifizierten Erschöpfungstheorie
n_f	—	Anzahl der federnden Windungen
n_t	—	Anzahl der totalen Windungen
N_a	mol^{-1}	Avogadro Konstante
N_H	—	Anzahl an Hindernisse, die beim Kriechen überwunden wird

q_{WH}	—	4. Williamson-Hall Parameter
r	mm	Radius
R	—	Spannungsverhältnis zwischen Unter- und Oberspannung
R^2	—	Bestimmtheitsmaß
R_e	N/mm²	Streckgrenze
R_F	N/mm	Federrate
R_m	N/mm²	Zugfestigkeit
$R_{p0,2}^D$	N/mm²	0,2 % - Dehngrenze unter Druckbelastung
$R_{p0,2}^Z$	N/mm²	0,2 % - Dehngrenze unter Zugbelastung
s	mm	Federweg
s_{cr}	mm	Kriechweg der Feder
S_{ij}	N/mm²	Komponente des Spannungsdeviators
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_m	K	Schmelztemperatur
v	m³	Aktivierungsvolumen
v_g	nm/s	Versetzungsgeschwindigkeit
ν_Q	—	Querkontraktionszahl
w	—	Wickelverhältnis
W	Nm	Federarbeit
W_t	mm³	Polares Widerstandsmoment

Griechische Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Erläuterung
α^E	—	1. Kriechparameter der modifizierten Erschöpfungstheorie
α^{ET}	—	1. Kriechparameter der Erschöpfungstheorie
α^{VT}	—	1. Kriechparameter der Verfestigungstheorie
α_1^{ET}	1/(Nm·K)	Kriechparameter der Erschöpfungstheorie
α_S	°	Steigungswinkel
$\alpha_{Zug,1}$	—	1. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α
$\alpha_{Zug,2}$	1/MPa	2. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α
$\alpha_{Zug,3}$	1/MPa	3. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α
β^{ET}	1/s	2. Kriechparameter des logarithmischen Gesetzes
β^{VT}	1/s	2. Kriechparameter der Verfestigungstheorie
ε	—	Totale Dehnung
$\dot{\varepsilon}$	1/s	Dehnrate
ε_{cr}	—	Kriechdehnung unter Zugbelastung
$\Delta\varepsilon_{cr}$	—	Inkrementelle Kriechdehnung unter Zugbelastung
$\dot{\varepsilon}_{cr}$	1/s	Kriechrate unter Zugbelastung
ε_0	—	Initiale Dehnung nach Belastung
γ^{VT}	1/s	3. Kriechparameter der Verfestigungstheorie
$\gamma_{Zug,1}$	—	1. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ
$\gamma_{Zug,2}$	1/MPa	2. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ

$\gamma_{Zug,3}$	1/MPa	3. Materialkonstante der manuellen Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ
λ	nm	Wellenlänge der jeweiligen Röntgenröhre
λ_E	1/s	Parameter der Erschöpfungstheorie
φ	rad	Verdrehwinkel
φ_{cr}	rad	Kriechverdrehwinkel
$\dot{\varphi}_{cr}$	rad/s	Kriechrate unter Torsionsbelastung
$\phi(\Delta G)$	—	Verteilungsfunktion der Hindernisse
$\phi_0(\Delta G)$	—	Verteilungsfunktion der Hindernisse zu Beginn des Kriechens
ρ	m^{-2}	Versetzungsdichte
ρ_m	m^{-2}	Mobile Versetzungsdichte
ρ_m^a	m^{-2}	Aktivierte mobile Versetzungsdichte
σ	N/mm²	Zug bzw. Druckspannung (Normalspannung)
σ_{DP}	N/mm²	Drucker-Prager Spannung
σ_{eq}	N/mm²	Vergleichsspannung nach von Mises
σ_G	N/mm²	Intrinsisch gegensätzliche Spannung
σ_{YC}	N/mm²	Fließgrenze unter Druckbelastung nach Drucker-Prager
σ_{YT}	N/mm²	Fließgrenze unter Zugbelastung nach Drucker-Prager
τ	N/mm²	Schubspannung
$\tau_{c,zul}$	N/mm²	Zulässige Schubspannung bei Blocklänge
τ_k	N/mm²	Korrigierte Schubspannung nach Bergsträsser
τ_{ka}	N/mm²	Korrigierte Amplitudenspannung
τ_{kh}	N/mm²	Korrigierte Hubspannung
τ_{km}	N/mm²	Korrigierte Mittelspannung
τ_{kO}	N/mm²	Korrigierte Oberspannung
τ_{krit}	N/mm²	Kritische Schubspannung
τ_{kU}	N/mm²	Korrigierte Unterspannung
τ_m	N/mm²	Maximale Torsionsfestigkeit
τ^{PS}	N/mm²	Peierls Nabarro Spannung

τ_Y	N/mm²	Torsionsfließgrenze nach Drucker-Prager
τ_{zul}	N/mm²	Maximal zulässige Torsionsspannung
τ_0	N/mm²	Schubspannung bei einer Temperatur von 0 K
$\tau_{0,04}$	N/mm²	0,04 %-Torsionsfließgrenze
τ^*	N/mm²	Thermischer Anteil der kritischen Schubspannung
τ_μ	N/mm²	Athermischer Anteil der kritischen Schubspannung
θ	°	Winkel zur Netzebene unter dem die Röntgenstrahlung auftrifft
θ_{HWB}	°	Halbwertsbreite eines Reflexes

Abkürzungen

Abkürzung	Erläuterung
CBO	Continuous Blast Oven
CO_2	Kohlenstoffdioxid
CrV	Chrom Vanadium
FHT	Furnace Heat Treatment
IHT	Inductive Heat Treatment
LTC	Low Temperature Creep
MKF	Mubea Konventionelle Fertigung
MIT	Mubea Inductive Treatment
MIT-IQ	Mubea Inductive Treatment Air Quenching
RA	Restaustenit
SDE	Strength Differential Effect
SDF	Schraubendruckfeder
SiCr	Silizium Chrom
SiCrV	Silizium Chrom Vanadium
SiCrNiV	Silizium Chrom Nickel Vanadium
wt%	Gewichtsprozent
WB	Wärmebehandlung

1 Einleitung

Die Automobil- und Automobilzulieferindustrie sieht sich heutzutage verschiedenen Herausforderungen gegenübergestellt. So führen das Verlangen nach einer höheren Fahrzeugsicherheit, gestiegene Ansprüche an den Fahrzeugleichtbau, ein verändertes Umweltbewusstsein der Autofahrer sowie gesetzliche Verordnungen zu einem ständigen Optimierungsbedarf der Produkte, um am Markt wettbewerbsfähig zu bleiben. Die Verschärfung der EU-Verordnung 2019/631 zur CO_2-Emissionsreduktion sieht beispielsweise vor, dass ab dem Jahr 2035 nur noch emissionsfreie Neuwagen, d.h. PKW und leichte Nutzfahrzeuge, zugelassen werden dürfen. Der Trend zur Reduzierung der CO_2-Emission, zur Verringerung des Kraftstoffverbrauches und zum Downsizing der Motoren offenbart die Notwendigkeit weiterer Entwicklungen. Batterieelektrische Antriebe weisen aktuell einen hohen Energie- und Materialaufwand in der Produktion auf, sodass die CO_2-Ziele für 2030 nur durch ein komplementäres Miteinander der verschiedenen Technologien erreicht werden können [1]. Ein Beitrag zur Senkung der CO_2-Emission bzw. des Kraftstoffverbrauches kann durch den Abbau der Reibverluste im Motor geleistet werden. Die entstehenden Reibverluste sind auf den Ventiltrieb zurückzuführen, wobei sich diese proportional zu den erforderlichen Ventilfederkräften verhalten [2].

Das Ziel von Downsizing ist im Fall des Zylinderkopfes eine geringere Höhe durch die Reduzierung der Federlänge L_1 bei geschlossenem Ventil, der Federlänge L_2 bei geöffnetem Ventil und der maximal zulässigen Blocklänge $L_{c,max}$ der Ventilfeder zu erreichen. Dies führt zu einer notwendigen Anpassung der Gesamtwindungszahl n_t, des Ventilfederdrahtdurchmessers d oder des Federdrahtprofils, um die maximal zulässige Blocklänge $L_{c,max}$ der Ventilfeder bzw. die maximal zulässigen Torsionsspannungen τ_{zul} nicht zu überschreiten. Höhere maximal zulässige Torsionsspannungen τ_{zul} können unter anderem durch den Einsatz moderner höchstfester Stähle ertragen werden. Diese sind den geforderten mechanischen und thermischen Beanspruchungen zyklisch und dynamisch

ausgesetzt. Im Bereich des Ventiltriebs sind Temperaturen bis zu 423 K zu erwarten, die dem Werkstoff ein hohes Maß an Kriech- bzw. Relaxationsfestigkeit abverlangen.

Aufgrund der Unklarheit über den Kriechraten-kontrollierenden Mechanismus martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich soll ein Ziel dieser Arbeit darin bestehen, diesen durch geeignete experimentelle Untersuchungen und anschließenden Auswertungen zu identifizieren. Ein besonderes Augenmerk wird auf die möglichen Kriechraten-kontrollierenden Mechanismen während des primären Kriechens gelegt. So sind mögliche Wechselwirkungen von mobilen Versetzungen mit anderen Gitterbaufehlern, wie z.B. weiteren Versetzungen oder Nicht-Metallischen-Einschlüssen und Korngrenzen, die zur Steigerung der Kriechfestigkeit beitragen, zu betrachten. Weiterhin denkbar ist die Beeinflussung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle durch den Mechanismus der Überbrückung der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS}.

Letztlich soll eine geeignete Beschreibung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle unter uni- bzw. biaxialer Belastung gefunden werden, um so den Grundstein für das zukünftige Voraussagen des Kriechverhaltens von Schraubendruckfedern zu legen. Mit dem Erreichen dieses Ziels könnten künftig geeignete Werkstoffe schon frühzeitig durch einfache Werkstoffprüfungen für den Einsatz in der Ventilfeder erkannt werden.

2 Stand der Technik

In diesem Kapitel wird auf die Ventilfeder als Bauteil eingegangen, wobei zunächst das Hauptaugenmerk auf die grundlegenden Funktionen und charakteristischen Merkmale einer Schraubendruckfeder gelegt wird. Anschließend werden mögliche Werkstoffe sowie deren notwendige Eigenschaften bezüglich einer hohen Kriechfestigkeit vorgestellt. Letztlich wird auf die Bedeutung des Herstellungsprozesses hinsichtlich der Kriechfestigkeit eingegangen.

2.1 Grundlagen der Ventilfeder

Die Ventilfeder wird im Ventiltrieb des Zylinderkopfs, wie in Abbildung 1 dargestellt, eingesetzt. Mit Hilfe des Ventiltriebs wird im Verbrennungsmotor der Gas- und Ladungswechsel nach dem Hubkolbenprinzip gesteuert. Das Hubkolbenprinzip führt durch die Rotation der Nockenwelle um die Längsachse über einen exzentrischen Nocken zu einer Längsbewegung des Ventils.

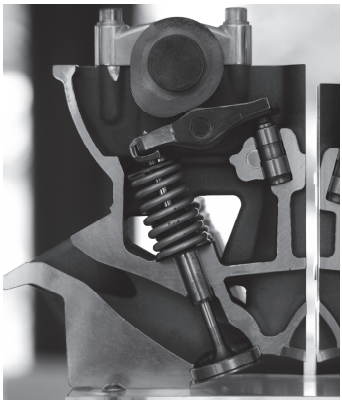


Abbildung 1: Einsatz einer zylindrischen Ventilfeder im Zylinderkopf

Eine wesentliche Funktion der Ventilfedern ist es, einen dauerhaften Kraftschluss zwischen Nocken und Ventil im gesamten Drehzahlbereich des Motors zu gewährleisten. Dementsprechend müssen für ein sicheres Öffnen und Schließen der Ventile permanent ausreichend hohe Federkräfte vorliegen. Weitere grundlegende Funktionen sind die Absorption von auftretenden Vibrationen oder Stößen sowie die Speicherung und Freisetzung von Energie. Die Ventilfedern müssen demzufolge bei der Entlastung wieder ihre ursprüngliche Form und Länge annehmen.

Ventilfedern gehören zu den Schraubendruckfedern, welche verschiedene Bauformen annehmen können. Typisch sind zylindrisch symmetrische, zylindrisch asymmetrische, konische oder bienenkorbförmige Ventilfederdesigns [3]. Während der Belastung der Feder mit der Kraft F wird diese um den Federweg s verformt. Die Federkraft-Weg-Abhängigkeit wird als Federkennlinie bezeichnet und ist von der Form der Feder, deren Abmessungen und vom Elastizitäts- E bzw. Schubmodul G des Werkstoffes abhängig [4]. Die Federkennlinie, wie in Abbildung 2 zu sehen, wird in linear, progressiv oder degressiv unterschieden [5]. Die Federarbeit W ist die schraffierte Fläche unter der Kraft-Weg-Kurve.

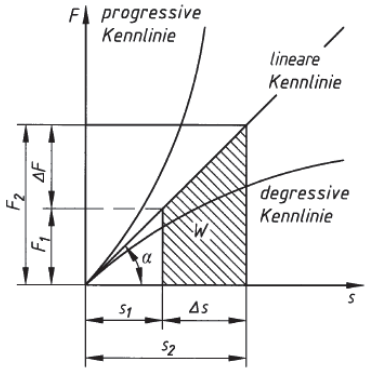


Abbildung 2: Typische Verläufe von Federkennlinien [5]

Im Vergleich zu einer progressiven Federkennlinie neigen Ventilfedern mit einer linearen Federkennlinie zu dynamischen Resonanzen bei hohen Maximal- und Hubbeanspruchungen. Dies ist auf die niedrigere Eigenfrequenz f_e der Ventilfeder zurückzuführen, welche mit der Frequenz der Nockenwelle übereinstimmt. Mit Hilfe einer progressiven Federkennlinie kann die Federrate R_F, welche die Änderung der Federkraft F über den Federweg s beschreibt, durch das Ausschalten von aktiven Windungen verändert und die Eigenfrequenz verschoben werden. Der Anstieg der Federrate R_F und die Verringerung der federnden Masse m_f führen über den Zusammenhang

$$f_e = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{R_F}{m_f}}, \tag{2.1}$$

zu einer Erhöhung der Eigenfrequenz [5].

Berechnung zylindrischer Schraubendruckfedern

Zur Berechnung der Kräfte und Spannungen einer zylindrischen Schraubendruckfeder aus rundem Draht dient die DIN 13906 Teil 1 als Grundlage [6]. Die Hauptbeanspruchung wird in Richtung der Federachse eingebracht, wobei der Beanspruchungszustand einer Schraubendruckfeder in erster Näherung mit einem auf Torsion beanspruchten Stab verglichen werden kann.

Die Federkraft F einer zylindrischen Schraubendruckfeder wird durch deren Drahtdurchmesser d, mittleren Windungsdurchmesser D_m, Federweg s, Schubmodul G und der Anzahl der federnden Windungen n_f bestimmt. Für den Fall der linearen Federkennlinie wird die Federkraft F für eine zylindrische Feder nach

$$F = \frac{G}{8} \cdot \frac{d^4}{{D_m}^3 \cdot n_f} \cdot s \tag{2.2}$$

berechnet. Die Torsionsbelastung τ hängt von dem Torsionsmoment M_t sowie dem polaren Widerstandsmoment W_t ab und kann mit

$$\tau = M_t / W_t \quad \text{und} \quad W_t = \frac{\pi \cdot d^3}{16} \tag{2.3}$$

bzw.

$$\tau = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{D_m}{d^3} \cdot F \tag{2.4}$$

ermittelt werden. Es gilt jedoch für statisch und dynamisch beanspruchte Federn zu berücksichtigen, dass aufgrund der Spannungsüberhöhung an der Windungsinnenseite korrigierte Schubspannungen τ_k mit

$$\tau_k = \tau \cdot k_s \tag{2.5}$$

zum Einsatz kommen müssen. Der Spannungskorrekturfaktor k_s nach dem Konzept von Bergsträsser wird mit

$$k_s = \frac{w + 0{,}5}{w - 0{,}75} \quad \text{und} \quad w = \frac{D_m}{d} \tag{2.6}$$

berechnet. Hierbei entspricht w dem Wickelverhältnis. Die Zusammenhänge zwischen einer belasteten Feder, der entstehenden Federkraft F und den sich bildenden Schubspannungen τ bzw. τ_k sind in Abbildung 3 grafisch dargestellt. Bei schwingender Beanspruchung kommt es zu sich wiederholenden Lastspielen, wobei sich die korrigierte Hubspannung τ_{kh} und die korrigierte Amplitudenspannung τ_{ka} bei einem Einstufenversuch nicht verändert. Im Betriebsfall werden Ventilfedern schwellend belastet, d.h. die korrigierte Mittelspannung $\tau_{km} \neq 0$ bzw. das Spannungsverhältnis $R > 0$. Letzteres ergibt sich aus dem Verhältnis der korrigierten Unter- τ_{kU} zur korrigierten Oberspannung τ_{kO}.

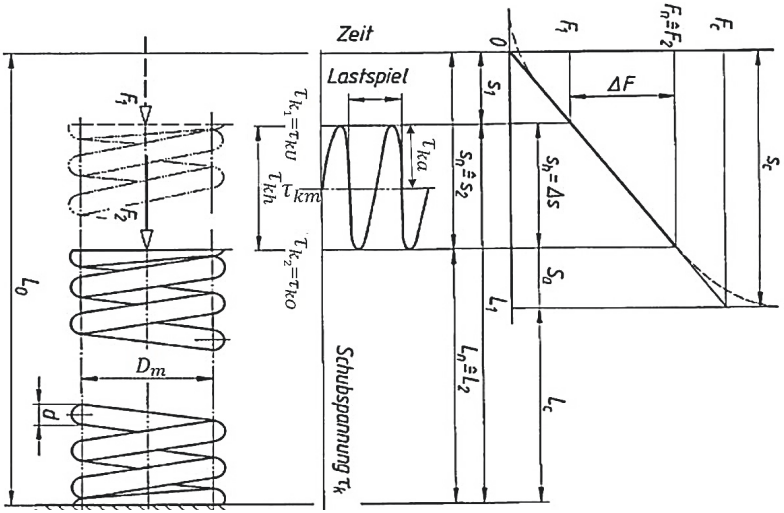


Abbildung 3: Schraubendruckfeder mit Belastungs- und Federdiagramm, ähnlich [5]

Dimensionierung einer Schraubendruckfeder

Die Dimensionierung von Federn erfordert die Einhaltung vorhandener Beanspruchungsgrenzen, sodass es während des Betriebs nicht zum Versagen der Feder kommt. Die Beanspruchungsgrenzen sind auf der Grundlage von Werkstoffkennwerten zu bestimmen, die in verschiedenen Datenblättern oder Normen festgehalten sind. Als Werkstoffkennwerte kommen diesbezüglich jene in Frage, die zum Versagen des Bauteils führen könnten [4]. Im Fall von statischen bzw. quasistatischen Beanspruchungen sind die zwei Werkstoffkennwerte Zugfestigkeit R_m und 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^z$ unter Zugbelastung von großer Bedeutung. Diese können mit Hilfe eines uniaxialen Zugversuches ermittelt und in einem Spannungs-Dehnungs-Diagramm, wie in Abbildung 4 zu sehen, abgelesen werden.

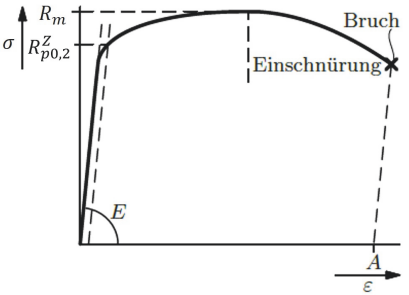


Abbildung 4: Spannungs-Dehnungs-Diagramm, ähnlich [7]

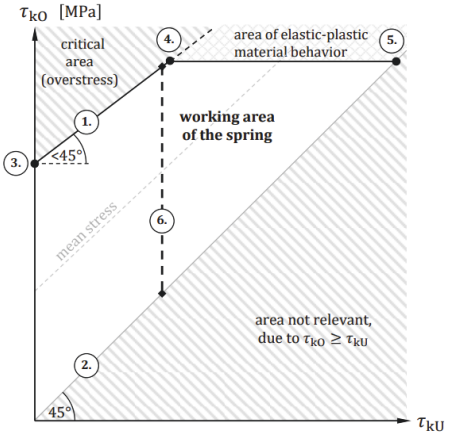
Die Werkstoffkennwerte werden jedoch nicht im vollen Umfang ausgereizt. Unter Berücksichtigung einer zusätzlichen Sollsicherheit ergeben sich sogenannte zulässige Spannungen. Die zulässige Schubspannung $\tau_{c,zul}$ bei Blocklänge wird z.B. nach der zuvor genannten DIN Norm mit

$$\tau_{c,zul} = 0{,}56 \cdot R_m \qquad (2.7)$$

angegeben. Dies bedeutet, dass es bei der Belastung einer Schraubendruckfeder unterhalb der zulässigen Schubspannung $\tau_{c,zul}$ folglich zu keiner Reduzierung der Federlänge nach Entlastung kommt, d.h. die Schraubendruckfeder ist blockfest.

Bei dynamisch beanspruchten Federn, wie im Fall der Ventilfeder, sind die Zeit- bzw. Dauerschwingfestigkeit als ertragbare Spannung maßgebend. Als Dauerfestigkeitsschaubild kommt zum einen das Goodman-Diagramm zum Einsatz. Ein solches Diagramm ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt. Es wird verwendet, um eine Übersicht über die ertragbare korrigierte Ober- τ_{kO} bzw. Unterspannung τ_{kU} für eine vorgegebene Lastwechselzahl zu erhalten. Die Steigung beider korrigierter Torsionsspannungen lässt sich mit Hilfe von Dauerschwingversuchen bei verschiedenen Spannungshüben bis zur geforderten Lastwechselzahl ermitteln. Die horizontale Linie zwischen Nr. 4 und 5 stellt die Streckgrenzengerade dar, oberhalb dieser ein elastisch-plastisches Werkstoffverhalten einsetzt. Folglich ergibt sich der weiß hinterlegte Arbeitsbereich für

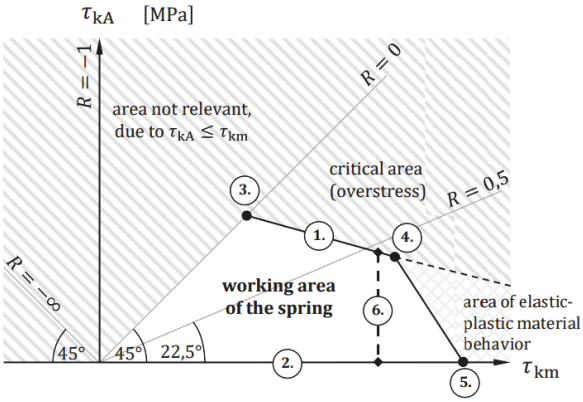
eine dynamisch beanspruchte Feder, wobei eine mögliche Kombination aus korrigierte Ober- τ_{kO} und Unterspannung τ_{kU} beispielhaft durch Nr. 6 symbolisiert wird [8].



1. Ertragbare korrigierte Oberspannung
2. Ertragbare korrigierte Unterspannung
3. Rein schwellende Beanspruchung
4. Schnittpunkt der Streckgrenzengeraden mit der ertragbaren korrigierten Oberspannung
5. Schnittpunkt der Streckgrenzengeraden mit der ertragbaren korrigierten Unterspannung
6. Beispielhafte Kombination aus Ober- und Unterspannung

Abbildung 5: Goodman-Diagramm [8]

Das Haigh-Diagramm in Abbildung 6 zeigt den Zusammenhang zwischen der korrigierten Amplituden- τ_{kA} und der korrigierten Mittelspannung τ_{km} für eine vorgegebene Lastwechselzahl. Da die Ventilfeder ausschließlich schwellend belastet wird, ist nur der Bereich unterhalb der Ursprungsgeraden mit einem Spannungsverhältnis $R = 0$ von Bedeutung. Der Punkt Nr. 3 symbolisiert sowohl im Goodman- als auch im Haigh-Diagramm den Zustand identischer korrigierter Amplituden- τ_{kA} und Mittelspannung τ_{km}. Die Steigung der Linie zwischen den Punkten Nr. 3 und 4 spiegelt die Mittelspannungsempfindlichkeit wider, wobei die verlängerte gestrichelte Linie die Abszisse bei der Zugfestigkeit R_m trifft. Gekreuzt wird diese Linie durch die bereits erwähnte Streckgrenzengerade zwischen Nr. 4 und 5, welche beide Achsen des Haigh-Diagramms auf Höhe der Streckgrenze R_e schneidet [9].



1. Ertragbare korrigierte Amplitudenspannung
2. Ertragbare korrigierte Mittelspannung
3. Beispiel rein schwellender Beanspruchung
4. Schnittpunkt der Streckgrenzengeraden mit der Linie der Mittelspannungsempfindlichkeit
5. Streckgrenze
6. Beispielhafte Kombination aus Amplituden- und Mittelspannung

Abbildung 6: Haigh-Diagramm [8]

Federstähle weisen jedoch keine ausgeprägte Streckgrenze R_e auf, sodass sich oft mit der 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{z}$ bzw. einer Dehngrenze mit geringerer plastischer Verformung beholfen wird. Je näher der beispielhaft ausgewählte Arbeitspunkt Nr. 6 im möglichen Arbeitsbereich an der Streckgrenzengerade liegt, desto größer ist die korrigierte Mittelspannung τ_{km}. Aufgrund der niedrigen korrigierten Amplitudenspannung τ_{kA} am rechten Rand des Arbeitsbereiches ist die Wahrscheinlichkeit eines Ausfalls der Feder sehr gering. Vielmehr erfährt die Feder während des Betriebs einen hohen Relaxationsverlust F_{Relax}, der mit einem Verlust an Federkraft F verbunden ist [8].

Kriechen & Relaxation einer Schraubendruckfeder

Unterliegt eine Schraubendruckfeder dauerhaft sowohl einer quasistatischen bzw. zyklischen als auch einer thermischen Belastung, kann dies zur Beeinträchtigung der Funktion führen. So können unter den Einfluss von bestimmten Temperaturen T und Spannungen σ unterhalb der makroskopischen Streckgrenze R_e zeitlich abhängige plastische Verformungen entstehen, die dem Begriff des Kriechens zugeordnet werden. Im Fall der Schraubendruckfeder spiegelt sich die zeitlich abhängige plastische Verformung in Form eines Längenverlustes der Feder wider. Die schematische Darstellung eines Kriechversuchs mit konstanter Belastung ist in Abbildung 7 (a) gezeigt. Dabei verringert sich zunächst die Ausgangslänge L_0 der Feder unmittelbar nach der Belastung zu einer Federlänge L_1. Aufgrund der zeitlich konstanten Belastung reduziert sich die Federlänge L_1 weiter, sodass die Federlänge L_1 zu $L_1(t_x)$ wird. Die sich zeitlich einstellende Veränderung der Federlänge ist beispielhaft in Abbildung 7 (b) dargestellt. Nach der Entlastung stellt sich die Federlänge $L_0(t_x)$ ein, welche sich gegenüber der Ausgangslänge L_0 um den Federweg s verringert hat.

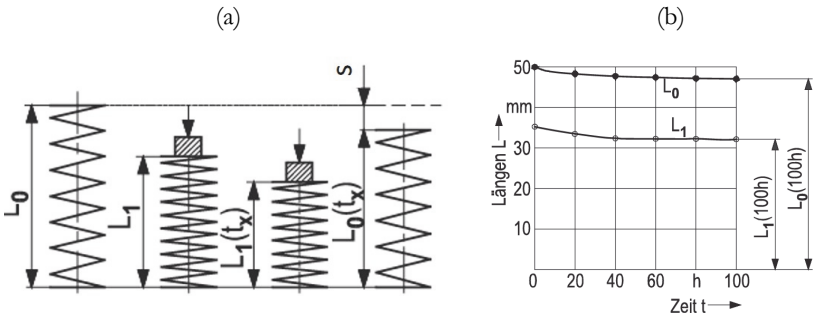


Abbildung 7: (a) Schematische Darstellung eines Kriechvorganges mit konstanter Belastung, (b) Kriechkurve einer Schraubendruckfeder, ähnlich [4]

Der Kriechverlust L_{Kriech} kann mit

$$L_{Kriech} = \left(1 - \frac{L_0(t_x)}{L_0}\right) \cdot 100\ \% \qquad (2.8)$$

angegeben werden. Bei der Relaxation einer Schraubendruckfeder kommt es hingegen zu einer zeitlichen Veränderung der Federkraft F, welche sich unter Anwendung einer bestimmten Temperatur T sowie einer ausgewählten Spannung σ unterhalb der makroskopischen Streckgrenze R_e bei einer konstanten Einspannlänge einstellt [4], [6]. Ein schematischer Ablauf eines solchen Versuches ist in Abbildung 8 gezeigt.

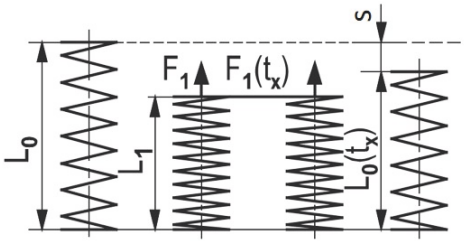


Abbildung 8: Schematische Darstellung eines Relaxationsversuches, ähnlich [4]

Um einen ersten Eindruck über den Kraftverlust bzw. die Relaxation einer Ventilfeder bei einer geforderten Einbaulänge zu erhalten, verlangen einige OEM´s Relaxationsversuche, bei dem die Ventilfeder einer Temperatur von 423 K für 16 Stunden ausgesetzt ist. Folglich kann ein möglicher Kraftverlust der Ventilfeder gemessen werden, wobei der Kraftverlust F_{Relax} mit Hilfe der Gleichung (2.9)

$$F_{Relax} = \left(1 - \frac{F(t)}{F_0}\right) \cdot 100\ \% \tag{2.9}$$

berechnet wird.

2.2 Anforderungen an Federstähle

Aus den Erläuterungen zur Dimensionierung einer zylindrischen Schraubendruckfeder aus Federdraht mit Kreisquerschnitt sowie zu den Dauerfestigkeitsschaubildern geht hervor, dass sich grundsätzlich ein Werkstoff mit hoher Zugfestigkeit R_m und hoher Streckgrenze R_e bzw. 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^z$ für den Einsatz in Ventilfedern eignet.

Für eine Schraubendruckfeder können prinzipiell sowohl unlegierte als auch niedrig- und hochlegierte Stähle verwendet werden. Für dynamisch beanspruchte Federn, wie z.B. die Ventilfeder, werden nach der DIN EN 10270 Teil 2 ölschlussvergütete Federdrähte vorgeschlagen. Diese Norm enthält Angaben zur Sorteneinteilung, zur Oberflächengüte, zur chemischen Zusammensetzung, zu Nicht-Metallischen-Einschlüssen und zu den mechanischen Eigenschaften der ölschlussvergüteten Federstähle. Im Allgemeinen werden niedriglegierte Chrom-Vanadium (CrV) oder Silizium-Chrom-Stähle (SiCr) für den Federdraht eingesetzt, die sich nach Meissner et al. für einen Temperaturbereich bis zu 473 K eignen [4].

Neben den ölschlussvergüteten Federstählen kann auch patentiert gezogener Federstahldraht nach der DIN EN 10270 Teil 1 eingesetzt werden. Beide bestechen trotz hoher Zugfestigkeiten $R_m > 2.000$ N/mm² mit einer guten Verarbeitbarkeit. Im Vergleich zu den ölschlussvergüteten Federstählen gilt jedoch zu berücksichtigen, dass im Fall der patentiert gezogenen Federstahldrähte nach erneuter Wärmebehandlung die sogenannte Reckalterung auftritt, welche die Zähigkeitseigenschaften bereits bei niedrigen Temperaturen verringert.

Für die Ventilfedern kommen aufgrund der hohen Anforderungen an die Dauerfestigkeit nur ölschlussvergütete Federstähle der Sorte VD in Frage, da sich diese durch einen hohen Reinheitsgrad, besondere chemische und technologische Eigenschaften sowie einer besonderen Oberflächengüte auszeichnen [10]. Eine Steigerung der Dauerfestigkeit

kann durch die Erhöhung bereits vorhandener Legierungselemente oder durch die Hinzugabe von weiteren Legierungselementen erreicht werden. Mit Hilfe der Legierungselemente Silizium, Chrom und Vanadium lässt sich z.B. durch Gitterverspannung und Karbidbildung die Materialfestigkeit erhöhen. Insbesondere das Legierungselement Kohlenstoff spielt eine entscheidende Rolle, da mit Zunahme des Kohlenstoffgehalts bis ca. 0,6 % auch die Festigkeit steigt [11]. Es gilt jedoch zu beachten, dass eine Erhöhung der Materialfestigkeit auch immer eine Reduzierung der Duktilität des Federstahls mit sich bringt. Dieser Reduzierung kann mit Legierungselementen, wie z.B. Nickel, entgegengewirkt werden. Die Erhöhung der Dauerfestigkeit ist, wie in den Erläuterungen zum Haigh-Diagramm verdeutlicht, mit einem Anstieg der zulässigen korrigierten Amplitudenspannung τ_{kA} und Mittelspannung τ_{km} verbunden. Die Linie zwischen den Punkten Nr. 3 und Nr. 4 würde sich entsprechend nach oben verschieben.

Bezüglich der Kriech- bzw. Relaxationsfestigkeit ist eine hohe Streckgrenze R_e anzustreben, da dies eine höhere Spannung σ ohne plastische Verformung zulässt. Eine höhere Streckgrenze R_e wirkt sich ebenfalls positiv auf die Streckgrenzengerade in Abbildung 6 (Line zwischen Nr. 4 und 5) aus. Durch die Verschiebung nach rechts könnte folglich eine höhere korrigierte Mittelspannung τ_{km} ohne plastische Verformung bzw. mit geringerer Relaxation der Ventilfeder ertragen werden. Es gilt jedoch zusätzlich die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze R_e und des Schubmoduls G zu berücksichtigen. Letztere basiert auf die folgende Beziehung

$$G(T) = \frac{E(T)}{2 \cdot (1 + v_Q(T))} \tag{2.10}$$

zum Elastizitätsmodul E und der Querkontraktionszahl v_Q, wobei in Abbildung 9 beispielhaft die Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E sowohl von Eisen als auch von anderen Werkstoffen gezeigt wird.

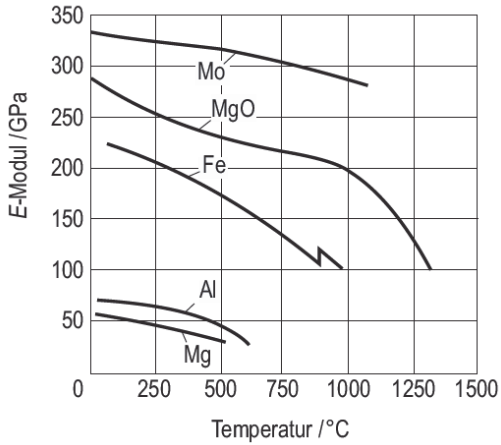


Abbildung 9: Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls [12]

Bei Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit beider Werkstoffkennwerte besteht demnach das Risiko einer zeitlichen Längenänderung der Ventilfeder bei mechanischer und thermischer Belastung. Meissner et al. führen weiterhin an, dass sich die meisten Federwerkstoffe nicht ideal elastisch verhalten, sondern schon bei kleinen Schubspannungen τ von ca. 300 MPa plastische Anteile aufweisen [4].

2.3 Herstellungsprozess

Die Herstellung der Ventilfedern erfolgt über mehrere Schritte von der Roheisen- und Stahlherstellung über die Walzdraht- und Federdrahtherstellung bis hin zur Federherstellung. In Abbildung 10 ist beispielhaft die Prozessroute von der Roheisenerzeugung im Hochofen (BF) über das Sauerstoffaufblasverfahren (LD), der Pfannenmetallurgie (LF) und der Stranggießanlage (CC) bis hin zur Walzdrahtherstellung am Standort Kakogawa der Kobe Steel Ltd. dargestellt.

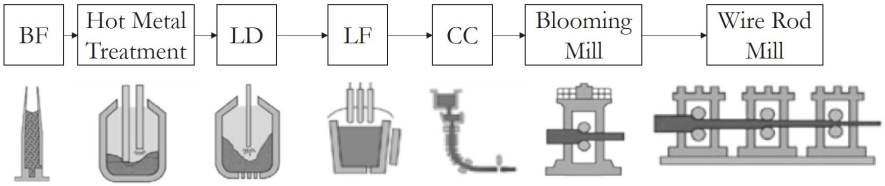


Abbildung 10: Prozessroute des Walzdrahtes der Kobe Steel Ltd., ähnlich [13]

Während der pfannenmetallurgischen Behandlung wird die exakte chemische Zusammensetzung der Legierung eingestellt sowie die Desoxydation, die Entschwefelung und die Homogenisierung der Schmelze vorgenommen. Insbesondere die Desoxydation spielt eine große Rolle, da Silizium anstelle von Aluminium verwendet wird. Dies führt statt schwer verformbarer Aluminiumoxide zur Bildung weicherer Silikate. Die kleineren Nicht-Metallischen-Einschlüsse begünstigen durch ihre geringere Kerbwirkung die Dauerfestigkeit der Federstahldrähte, sodass die Herstellung eines „Super-Clean"-Stahls gewährleistet ist.

Nach der pfannenmetallurgischen Behandlung wird die Schmelze über eine Stranggießanlage unter Ausschluss von Sauerstoff gegossen, wobei durch ein elektromagnetisches Rühren während des Abgusses eine homogene Matrix des Werkstoffs erzeugt wird. Beim Erreichen der gewünschten Länge des Stranges wird dieser abgetrennt und die Oberfläche des Knüppels allseitig geschliffen sowie mit Ultraschall auf Werkstofffehler, wie z.B. Risse oder Poren, überprüft. Zum Abschluss wird der Knüppel weiter zum Walzdraht heruntergewalzt, welcher anschließend einer Stelmorabkühlung unterzogen wird. Diese Behandlung führt zu einem ziehfähigen ferritisch-perlitischen Gefüge.

Die Ventilfederdrahtherstellung ist schematisch in Abbildung 11 dargestellt. Diese beginnt mit dem Schälen des Drahtes bis zu einer Tiefe von 0,15 mm, da durch die Desoxydation mit Silizium eine Randentkohlung begünstigt wird. Dies hätte eine Härteabnahme an der Oberfläche zur Folge, was einen erheblichen Einfluss auf die Kriech- bzw. Relaxations- und Dauerfestigkeit hat. Als Nebeneffekt des Schälens tritt lokaler Martensit auf, der durch das spätere Rekristallisationsglühen wieder beseitigt wird. Um den

Walzdraht auf das gewünschte Endmaß ziehen zu können, wird dieser mit einer Trägerbeschichtung versehen, welche die Mitnahme der Ziehseife für den anschließenden Ziehprozess unterstützt.

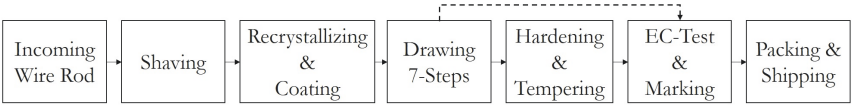


Abbildung 11: Prozessschritte einer Ventilfederdrahtherstellung

Je nach anschließender Prozessroute der Ventilfederherstellung kann zwischen unvergüteten und vergüteten Federdraht unterschieden werden. Bei der komplett induktiven Vergütung wird der Ventilfederdraht zunächst innerhalb von wenigen Sekunden auf eine Temperatur oberhalb von A_{C3} austenitisiert und anschließend mit Wasser abgeschreckt, sodass sich martensitisches Gefüge bildet. Beim nachfolgenden Anlassprozess wird der Ventilfederdraht auf eine Temperatur unterhalb von A_{C1} erwärmt. Der Anlassprozess verringert zwar die Zugfestigkeit R_m des Werkstoffs geringfügig, erhöht jedoch gleichzeitig die Zähigkeit. Schließlich wird die Oberfläche des Drahtes mit Hilfe einer Wirbelstromprüfung auf Walz- oder Ziehfehler überprüft, sodass dieser für die Federnherstellung verwendet werden kann.

Die Ventilfederherstellung besteht generell, wie in Abbildung 12 zu sehen ist, aus den Prozessschritten des Wickelns bzw. Windens, der Wärmebehandlung, des Schleifens, des Fasens, des Kugelstrahlens, der Farbmarkierung und des Kurzzeitwarmsetzens. Außerdem wird bei jedem Verfahren zum Abschluss eine 100 % Kontrolle durchgeführt.

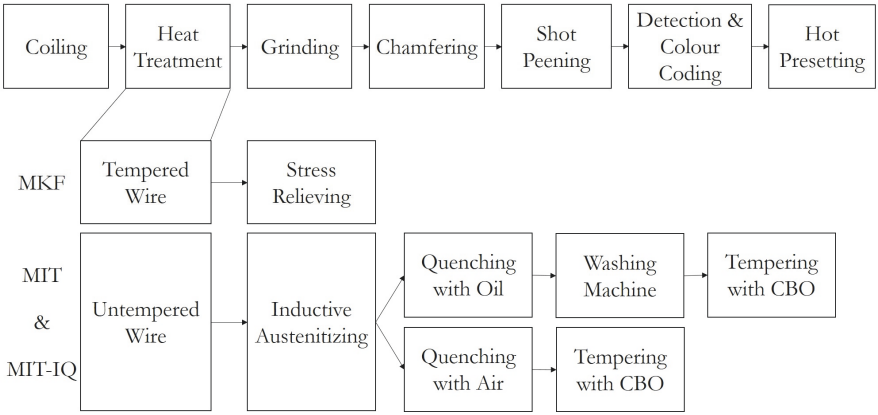


Abbildung 12: Verschiedene Verfahren der Ventilfederherstellung

Zu berücksichtigen ist, dass in Abhängigkeit von dem Anwendungsgebiet der Federn zwischen drei verschiedene Wärmebehandlungen unterschieden werden muss. So durchlaufen Ventilfedern, die gewöhnlichen Spannungen ausgesetzt sind, den konventionellen Fertigungsprozess MKF. Für diesen Prozess wird bereits vergüteter Ventilfederdraht verwendet, der nach dem Winden nur noch spannungsarmgeglüht wird.

Beim MIT bzw. MIT-IQ Prozess wird hingegen unvergüteter Ventilfederdraht eingesetzt. Beide Verfahren sind für Ventilfedern, deren Anwendungsgebiet durch sehr hohe Spannungen charakterisiert ist, vorgesehen. Die Verfahren unterscheiden sich jedoch in der Art der Abkühlung. So wird beim MIT-IQ Prozess als Abkühlungsmedium Luft anstelle von Öl verwendet. Letztlich werden die Ventilfedern bei beiden Verfahren mit Hilfe eines Durchlaufofens (CBO) angelassen. Mit Hilfe des Anlassens kann die gewünschte Zugfestigkeit R_m bzw. Härte der Ventilfeder eingestellt werden, um so den Anforderungen an die Dauerfestigkeit gerecht zu werden.

Das Vorsetzen der Ventilfedern findet während des Kurzzeitwarmsetzens statt. Beim Kurzzeitwarmsetzen werden die Ventilfedern auf ca. 523 K erwärmt und auf eine vorher festgelegte Setzhöhe zusammengedrückt. Dabei entstehen Torsionsspannungen τ

im Draht, die oberhalb der Torsionsfließgrenze liegen und somit zur unmittelbaren Plastifizierung der Ventilfedern führen. Nach einer kurzen Haltezeit werden die Ventilfedern im eingespannten Zustand mit einer Wasser-Öl-Emulsion abgeschreckt. Nach der Entlastung kommt es aufgrund der Rückfederung zu Torsionseigenspannungen, welche den Torsionsspannungen τ entgegengerichtet sind. Folglich kann nicht nur bei statischer, sondern auch bei zyklischer Belastung eine höhere maximale Torsionsspannung τ ertragen werden.

Der Einfluss der Prozessschritte Anlassen bzw. Kurzzeitwarmsetzen auf die Kriech- bzw. Relaxationsfestigkeit einer Schraubendruckfeder wurde im Rahmen eines Projektes der TU Ilmenau untersucht. Dieser ist beispielhaft für eine Schraubendruckfeder aus der Stahlsorte VDSiCr in Abbildung 13 dargestellt.

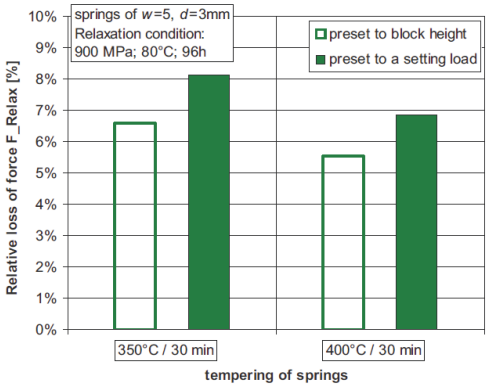


Abbildung 13: Relaxation einer Schraubendruckfeder in Abhängigkeit von der Anlasstemperatur und der Vorsetzspannung [14]

Im untersuchten Temperaturbereich weist die höhere Anlasstemperatur von 673 K einen geringeren Relaxationsverlust um ca. 1 % bei gleichen Vorsetzbedingungen auf. Der positive Einfluss des Kurzzeitwarmsetzens bezüglich der Relaxationsfestigkeit ist ebenfalls in Abbildung 13 zu sehen. Dabei wird der Relaxationsverlust von Schraubendruckfedern verglichen, die auf zwei unterschiedliche Längen mit entsprechend verschiede-

nen Kräften gesetzt wurden. Es ist ersichtlich, dass die auf Block gesetzten Schraubendruckfedern einen um ca. 1,5 % geringeren Relaxationsverlust gegenüber den anderen Schraubendruckfedern aufweisen. Es gilt dabei zu berücksichtigen, dass die auf Block gesetzten Schraubendruckfedern eine höhere Setzkraft erfahren haben.

Das Relaxations- bzw. Kriechverhalten der Ventilfedern kann somit durch einen geeigneten Anlass- und Kurzzeitwarmsetzprozess erheblich beeinflusst werden. Ein Weglassen des Kurzzeitwarmsetzens würde bei späterer Verwendung zu einer Verringerung der Federlänge in dem für die Anwendung typischen Temperaturbereich von 423 K führen und somit das Versagen der Funktion des Kraftschlusses zwischen der Nockenwelle und dem Ventil nach sich ziehen.

3 Stand der Forschung

Unter dem Begriff Kriechen ist eine zeitabhängige plastische Verformung zu verstehen, die sich unter dem Einfluss von Spannungen σ unterhalb der makroskopischen Streckgrenze R_e einstellt. Das Niedrigtemperaturkriechen findet bei Temperaturen $T < 0{,}3 \cdot T_m$ statt, wobei sich die thermische Beanspruchung einer Ventilfeder mit ca. 423 K in diesem Temperaturbereich bewegt. Typischerweise wird in diesem Temperaturbereich nur der primäre Kriechbereich beobachtet [15], [16]. Die zeitabhängige plastische Verformung wird als Kriechdehnung ε_{cr} bezeichnet, welche sich aus der Differenz der totalen Dehnung ε und der initialen Dehnung ε_0 ergibt. Die Geschwindigkeit, mit der es zu einer bestimmten Kriechdehnung ε_{cr} kommt, wird als Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ angegeben. Eine schematische Darstellung der Zusammenhänge des Niedrigtemperaturkriechens ist in Abbildung 14 dargestellt.

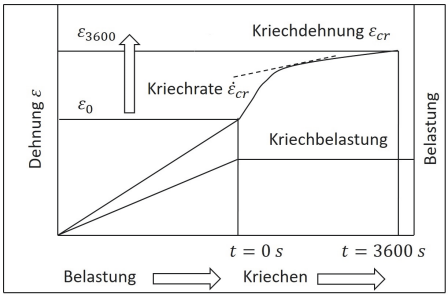


Abbildung 14: Schematische Darstellung der Zusammenhänge des Niedrigtemperaturkriechens

3.1 Thermisch aktivierte Mechanismen des Niedrigtemperaturkriechens

Viele Forschungsgruppen nehmen an, dass es sich beim Niedrigtemperaturkriechen um einen thermisch aktivierten Prozess handelt, der ohne Diffusion abläuft. So erwähnt Garofalo [17] den LTC-tragenden Mechanismus des Quergleitens von Versetzungen bzw. die LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismen: die gegenseitige Wechselwirkung

von Versetzungen oder das Überbrücken der Peierls Kraft. Ashby und Frost [18] haben sogenannte Verformungs-Mechanismen-Diagramme für verschiedene Metalle veröffentlicht, die einen ersten Überblick über die zu den jeweiligen Spannungen und Temperaturen gehörenden Verformungsmechanismen geben sollen. Die folgende Abbildung 15 zeigt ein solches Verformungs-Mechanismen-Diagramm für reines Eisen mit einer Korngröße von 100 µm. In dem Verformungs-Mechanismen-Diagramm sind zum einen die Bereiche des Niedrig- bzw. des Hochtemperaturkriechens mit den jeweiligen Abkürzungen „L.T. Creep" bzw. „H.T. Creep" gekennzeichnet. Zum anderen werden im Fall des Hochtemperaturkriechens Hinweise zum Mechanismus, wie z.B. diffusionsgesteuert bzw. dynamische Rekristallisation, oder zur mathematischen Beschreibung der zeitabhängigen Kriechdehnung ε_{cr} gegeben.

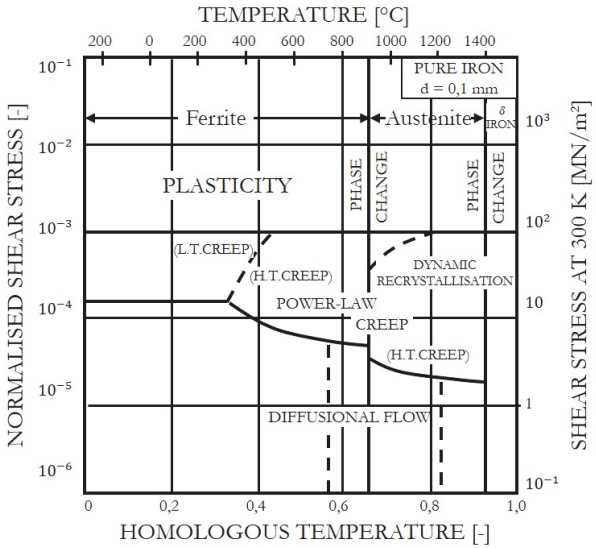


Abbildung 15: Verformungs-Mechanismen-Diagramm von reinem Eisen mit einer Korngröße von 100 µm, ähnlich [18]

Die Bewegung einer gleitenden Versetzung kann durch Hindernisse erschwert bzw. verhindert werden. Solche Hindernisse können in zwei verschiedene Arten, den sogenann-

ten Long-Range- und Short-Range Hindernissen, unterteilt werden. Long-Range Hindernisse erzeugen aufgrund der resultierenden Gitterverzerrung um sich herum ein Spannungsfeld, welches über eine Reichweite von mehr als 10 Atomdurchmesser verfügt. Zu den Long-Range Hindernissen zählen andere Versetzungen auf parallelen Gleitebenen, größere Ausscheidungen oder zweite Phasen. Im Gegensatz dazu stehen die Short-Range Hindernisse, wie z.B. die Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} oder andere Versetzungen, welche die Gleitebene einer mobilen Versetzung schneiden. Die Reichweite solcher Spannungsfelder ist kleiner als 10 Atomdurchmesser, weshalb ausschließlich die Short-Range Hindernisse mittels thermischer Aktivierung, d.h. durch thermisch bedingte Schwingungen von Atomen, überwunden werden können [19], [20].

Die Spannungsfelder beider Hindernisarten können der Bewegung einer mobilen Versetzung auf einer Gleitebene entgegengesetzt oder gleichgerichtet sein. Dies ist schematisch in Abbildung 16 dargestellt, wobei die der Bewegung der mobilen Versetzung entgegen gesetzten internen Spannungen im positiven Bereich und die Gleichgerichteten im negativen Bereich angezeigt werden. Das Spannungsfeld der Long-Range Hindernisse auf einer Gleitebene wird durch einen sinusförmigen Verlauf abgebildet, welches von den Spannungsfeldern einzelner Short-Range Hindernisse überlagert wird. Beispielhaft ist eine Stufenversetzung vor dem Spannungsfeld des teilweise grau schattierten Short-Range Hindernisses eingezeichnet.

Zum Gleiten der Versetzung wird eine bestimmte kritische Schubspannung τ_{krit} benötigt, die über den Taylorfaktor M mit der Streckgrenze R_e verbunden ist. Die Streckgrenze R_e bzw. die kritische Schubspannung τ_{krit} kann in einen stark temperatur- und dehnratenabhängigen thermischen τ^* und einen athermischen Anteil τ_μ unterteilt werden. Der thermische Anteil τ^* wird auch als effektiver Spannungsanteil bezeichnet, da ausschließlich dieser zur Überbrückung eines Short-Range Hindernisses beitragen kann [21].

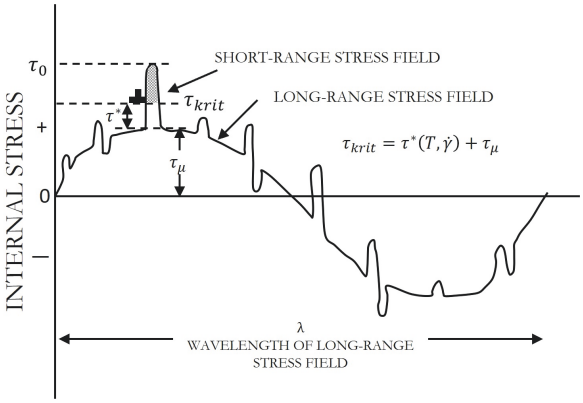


Abbildung 16: Spannungsfelder der Short- bzw. Long-Range Hindernisse, ähnlich [20]

Zum Kriechen kommt es, wenn die Spannungsfelder beider Hindernisarten von einer Versetzung überwunden werden. Bei einer Temperatur von 0 K wäre diesbezüglich eine Schubspannung von τ_0 notwendig. Im Fall von höheren Temperaturen kommt es zum einen zu einem Abfall des thermischen Anteils τ^* der kritischen Schubspannung τ_{krit} und zum anderen zu einer Erhöhung der zur Verfügung gestellten Nettoaktivierungsenergie ΔG. Die zusätzlich eingebrachte Nettoaktivierungsenergie ΔG verhilft der Versetzung zur Überbrückung des Short-Range Hindernisses. Dies wäre durch eine Vergrößerung der grau schattierten Fläche gekennzeichnet [20], [22], [23].

3.2 Mechanismenbasierte Theorien des Niedrigtemperaturkriechens

Im Rahmen des Niedrigtemperaturkriechens werden zwei Kriechraten-kontrollierende Theorien, die Verfestigungs- bzw. die Erschöpfungstheorie, vorgeschlagen. Diese sollen in den nachfolgenden Unterkapiteln erläutert werden sowie etwaige Forschungsbedarfe aufgezeigt werden. Eine optimale Ausgangslage wäre ein auf die Federstähle anwendbares mechanismenbasiertes Modell des Niedrigtemperaturkriechens, um so in einem weiteren Schritt von einer uniaxialen Belastung auf eine biaxiale Beanspruchung schließen zu können.

3.2.1 Verfestigungstheorie

Die Grundlagen der Verfestigungstheorie wurden von Orowan [24], [25] unter Betrachtung eines homogenen und isotropen Werkstoffs eingeführt. Der primäre Kriechbereich des Niedrigtemperaturkriechens wird dabei im Zusammenhang mit einem uniaxialen Zugversuch betrachtet. Aus diesem Grund verwendet Orowan zur Beschreibung seines Ansatzes folgendes Spannungs-Dehnungs-Diagramm in Abbildung 17.

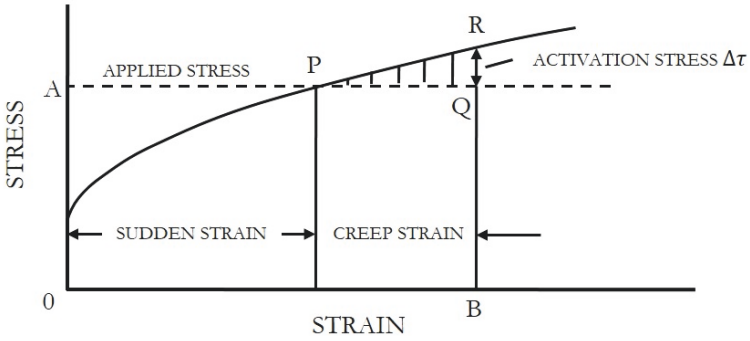


Abbildung 17: Schematisches Spannungs-Dehnungs-Diagramm basierend auf der Verfestigungstheorie, ähnlich [26]

Es wird verdeutlicht, dass Orowan zwischen einer sofortigen Dehnung, welche sich nach dem Anwenden der gewünschten Spannung σ ohne wirksame thermische Unterstützung einstellt, und der Kriechdehnung ε_{cr} unterscheidet. Ein Anstieg der Dehnung wird nach Orowan mit einer Zunahme der Fließgrenze des Werkstoffs verbunden, die auf dem Mechanismus der Dehnungsverfestigung beruht. Charakterisiert wird die Steigung der Spannungs-Dehnungskurve durch den Verfestigungskoeffizient h_{VK}. Das Kriechen beginnt nach Orowan erst ab dem Punkt P, wobei thermische Schwingungen der Atome zu lokalen Spannungsüberhöhungen führen. Letztere ermöglichen das Losreißen von Versetzungen von deren Hindernissen, sodass eine lokale plastische Verformung beobachtet werden kann. Die notwendigen Spannungsüberhöhungen sind in Ab-

hängigkeit zur bereits erfahrenen Kriechdehnung ε_{cr} zu sehen, wobei diese mit zunehmender Kriechdehnung ε_{cr} ebenfalls ansteigen. Die thermischen Spannungsschwankungen treten mit einer bestimmten Frequenz f_{th} auf, welche nach Mott einen Wert von ca. 10^{12} 1/s annimmt [25]. Diese müssen über ein bestimmtes Volumen, dem sogenannten Aktivierungsvolumen v wirken, um ein lokales Versetzungsgleiten zu erzeugen.

Obwohl Orowan [27] in seinen Ausführungen die mikroskopische Kriechrate beschreibt, kann die makroskopische Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ unter Verwendung des Taylorfaktors M mit

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = C \cdot M \cdot exp(-\Delta G/(k_B \cdot T)) \tag{3.1}$$

berechnet werden. Hierbei entspricht C einer materialspezifischen Konstante und k_B der Boltzmann Konstante. Als Hindernisse für die Bewegung von Versetzungen werden im Rahmen der Verfestigungstheorie immobile Waldversetzungen gesehen, welche die Gleitebene durchschneiden. In diesem Zusammenhang wird die Nettoaktivierungsenergie ΔG abweichend von der ursprünglichen Idee von Orowan mit

$$\Delta G(\varepsilon_{cr}) = G^* - v \cdot (\sigma - \sigma_G) \text{ mit } \sigma_G = h_{VK} \cdot \varepsilon_{cr} \tag{3.2}$$

angegeben [28], [29]. Es wird verdeutlicht, dass die Nettoaktivierungsenergie ΔG mit zunehmender Kriechdehnung ε_{cr} ebenfalls ansteigt und durch die Gibbs´sche freie Energie G^* des Werkstoffes, die angewandte Spannung σ bzw. die auf der Gleitebene wirkende Schubspannung τ und der durchschnittlich lokalen internen Spannung σ_G anderer Versetzungen auf parallelen Gleitebenen beeinflusst wird. Die Integration der Gleichung (3.1) unter Verwendung von $\Delta G(\varepsilon_{cr})$ nach Gleichung (3.2) führt zur folgenden Kriechdehnung ε_{cr}

$$\varepsilon_{cr} = \alpha^{VT} \cdot ln(\beta^{VT} \cdot t + 1) \tag{3.3}$$

mit

$$\alpha^{VT} = k_B \cdot T/(v \cdot h_{VK}) \tag{3.4}$$

$$\beta^{VT} = (M \cdot C)/\alpha^{VT} \cdot exp\{-(G^* - v \cdot \sigma)/(k_B \cdot T)\}. \tag{3.5}$$

Hierbei entspricht α^{VT} und β^{VT} materialspezifischen Kriechparametern und t der Zeit.

Bestimmung der Nettoaktivierungsenergie ΔG

Basierend auf der Verfestigungstheorie kann die Nettoaktivierungsenergie ΔG mit Hilfe inkrementeller Kriechtests bestimmt werden, wobei die Größenordnung der Nettoaktivierungsenergie ΔG einen Rückschluss auf die Art des Hindernisses gibt. Während eines solchen Kriechtests wird die Spannung σ konstant gehalten und die Temperatur T nach einer bestimmten Zeit von T_1 auf $T_1 + \Delta T$ abrupt geändert. In Abbildung 18 ist ein inkrementeller Kriechtest schematisch dargestellt.

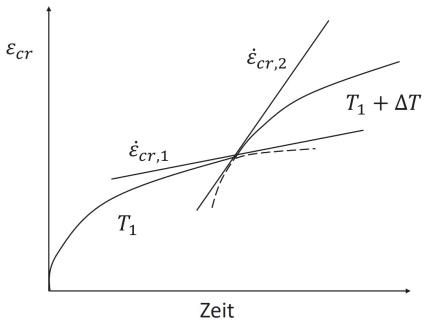


Abbildung 18: Temperatur-Stufen-Test, ähnlich [30]

Die sich einstellenden Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ werden unmittelbar vor und nach dem Temperatursprung ermittelt. Die Differenz der Temperaturen darf jedoch nicht zu groß gewählt werden, da eine konstante Entropie, d.h. es erfolgt keine Änderung der Versetzungsstruktur während des inkrementellen Kriechtests, als Voraussetzung zur Bestimmung der Nettoaktivierungsenergie ΔG einzuhalten ist. Unter Berücksichtigung der Gleichung

(3.1) für die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ und der Gleichung (3.2) für die Nettoaktivierungsenergie ΔG kann letztere für den primären Kriechbereich mit

$$\Delta G = k_B \cdot ln\left(\dot{\varepsilon}_{cr,1}/\dot{\varepsilon}_{cr,2}\right)/(1/T_2 - 1/T_1) \qquad (3.6)$$

bestimmt werden [22], [31]. Wie bei der Beschreibung der Abbildung 16 angedeutet, fand Arsenault [32] heraus, dass die Nettoaktivierungsenergie ΔG vom thermischen bzw. effektiven Spannungsanteil τ^* der kritischen Schubspannung τ_{krit} beeinflusst wird, da ausschließlich dieser zur Überbrückung eines Short-Range Hindernisses beitragen kann. So konnte in einem Temperaturbereich von ca. 120 K – 240 K und einem effektiven Spannungsanteil τ^* von 2,7 kg/mm² eine Nettoaktivierungsenergie ΔG von ca. 13 kcal/mol für reines Eisen ermittelt werden.

Conrad [20] fasste die Temperaturabhängigkeit der Nettoaktivierungsenergie für Selbstdiffusion ΔG_{SD} von Eisen und anderen Werkstoffen in einem Diagramm zusammen, wobei in dem für diese Dissertation interessanten Temperaturbereich eine Nettoaktivierungsenergie ΔG_{SD} von ca. 20 kcal/mol für Eisen in Abbildung 19 vorgeschlagen wird.

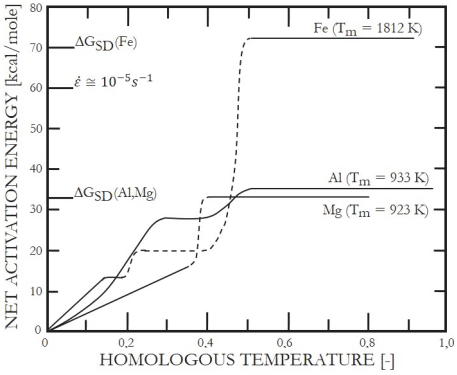


Abbildung 19: Temperaturabhängigkeit der Nettoaktivierungsenergie, ähnlich [20]

Schließlich bemühten sich auch Neu und Sehitoglu [30] die Nettoaktivierungsenergie ΔG des einsatzgehärteten Stahls 1.5919 herauszufinden. Diese wurde in einem Temperaturbereich von 423 K – 523 K mit ca. 34,6 kcal/mol unter einer Spannung σ von 500 MPa benannt.

Bestimmung des Aktivierungsvolumens v

Das Aktivierungsvolumen v kann als ein weiterer Parameter zur Bestimmung der Art des Hindernisses innerhalb der Verfestigungstheorie herangezogen werden. Zur Erläuterung dessen soll noch einmal auf eine schematische Darstellung von Conrad in Abbildung 20 zurückgegriffen werden.

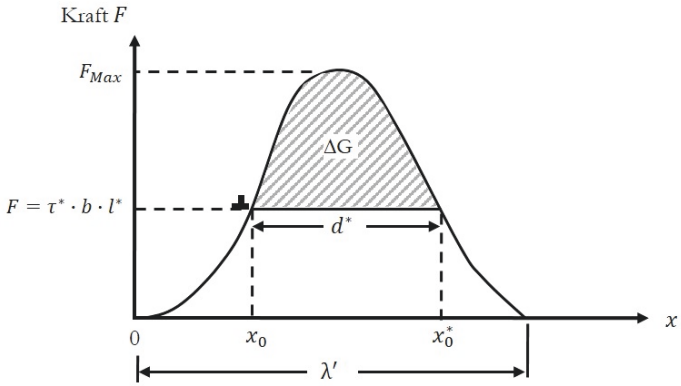


Abbildung 20: Schematische Darstellung eines Short-Range Hindernis, ähnlich [20]

Hierbei ist im Gegensatz zur Abbildung 16 die interne Kraft eines Short-Range Hindernisses aufgezeigt. Es ist wiederum zu sehen, dass die Stufenversetzung zur Überbrückung des Hindernisses eine Nettoaktivierungsenergie ΔG aufbringen muss, die durch thermische Spannungsschwankungen zur Verfügung gestellt wird. Die thermischen Spannungsschwankungen müssen über ein gewisses Volumen, dem Aktivierungsvolumen v, vorherrschen, um im abgebildeten Fall ein Gleiten der Stufenversetzung von einer Position x_0 zu x_0^* zu ermöglichen. Das Aktivierungsvolumen v ist dabei von der

aktivierten Länge eines Versetzungssegmentes bzw. den Abstand benachbarter Hindernisse l^*, dem Burgers Vektor b und der Größe eines Hindernisses d^* abhängig und mit

$$v = l^* \cdot b \cdot d^* \tag{3.7}$$

definiert [20], [22], [33]. Im Gegensatz zur Bestimmung der Nettoaktivierungsenergie ΔG wird hierbei ein inkrementeller Kriechtest mit abrupt auftretender Spannungsänderung $\Delta\sigma$ bei gleichbleibender Temperatur durchgeführt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 21 zu finden.

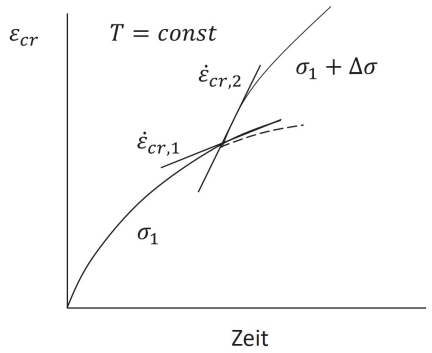


Abbildung 21: Spannungs-Stufen-Test, ähnlich [20]

Unter Berücksichtigung der Gleichung (3.1) für die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ und der Gleichung (3.2) für die Nettoaktivierungsenergie ΔG kann das Aktivierungsvolumen v für den primären Kriechbereich mit

$$v = k_B \cdot T \cdot \ln\left(\dot{\varepsilon}_{cr,2}/\dot{\varepsilon}_{cr,1}\right)/(\sigma_2 - \sigma_1) \tag{3.8}$$

bestimmt werden. Unter Verwendung des Burgers Vektors b gibt Evans und Rawlings [22] das Aktivierungsvolumen v für kubisch raumzentrierte Kristalle bei niedrigen Temperaturen mit ca. 10 b^3 an.

3.2.2 Erschöpfungstheorie

In der Erschöpfungstheorie wird nach Angaben verschiedener Autoren [34], [35], [36] ebenfalls die Wechselwirkung von Versetzungen mit verschiedenen Hindernissen betrachtet, wobei die Hindernisse unterschiedliche Nettoaktivierungsenergien ΔG aufweisen. Hindernisse können z.B. Fremdatome, Korngrenzen oder Waldversetzungen sein, welche die Bewegung von Segmenten einer Versetzung blockieren. Zum Losreißen der Versetzungssegmente werden auch im Fall der Erschöpfungstheorie thermische Spannungsschwankungen in einem ausreichend großen Aktivierungsvolumen v benötigt. Die lokalen Spannungsschwankungen können nur mit Hilfe einer ausreichend großen Energie, der Nettoaktivierungsenergie ΔG erzeugt werden. Beide mechanismenbasierten Theorien nehmen dementsprechend den gleichen LTC-tragenden Mechanismus an, unterscheiden sich jedoch im LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismus.

In dem ursprünglichen Ansatz von Mott & Nabarro [35], [37] wird davon ausgegangen, dass zu Beginn des Kriechens sich zunächst solche Versetzungen losreißen können, welche von einem Hindernis mit niedriger Nettoaktivierungsenergie ΔG festgehalten werden. Nach erfolgreicher Überbrückung trägt die jeweilige Versetzung einmalig zur Kriechdehnung ε_{cr} bei. Eine weitere Aktivierung dieser Versetzung kann nicht mehr erfolgen. Zur Weiterführung des Kriechens müssen anschließend Hindernisse mit höheren Nettoaktivierungsenergien ΔG überwunden werden.

Im Gegensatz zur ursprünglichen Theorie beschreiben Cottrell [34] und Smith [38] die Aktivierung von sogenannten weichen Spots bzw. Elementen. Obwohl Cottrell nicht ausschließt, dass es sich bei den Elementen um Versetzungen handeln kann, erfolgt bei beiden keine eindeutige Festlegung. Entgegen all dem nehmen Nabarro [39] und Welch [36] an, dass Versetzungsquellen, z.B. Frank Read Quellen, nur einmalig aktiviert werden können und anschließend erschöpfen.

Basierend auf dem ursprünglichen Ansatz ist das Niedrigtemperaturkriechen zunächst durch eine hohe Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ gekennzeichnet, welche mit Zunahme der Zeit durch die Erschöpfung von Versetzungen und die Überwindung von Hindernissen mit höheren Nettoaktivierungsenergien ΔG abnimmt. Die Geschwindigkeit mit der eine gewisse Anzahl an Hindernissen N_H aufgrund ausreichend großer thermischer Energie während des Kriechens überwunden wird, lässt sich mit

$$dN_H = -C(N_H) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}\right) dt \tag{3.9}$$

ausdrücken. Hierbei entspricht C einer Frequenz und N_H der Anzahl an Hindernissen mit einer Nettoaktivierungsenergie zwischen ΔG und $\Delta G + d\Delta G$ zu einer bestimmten Zeit. Im Rahmen der Erschöpfungstheorie wird angenommen, dass sich während des Kriechens keine neuen Versetzungen bilden. Zur Lösung der Differenzialgleichung in (3.9) schlägt C.L. Smith folgende Definition

$$\phi(\Delta G, t) = \phi_0(\Delta G) \cdot \exp(-\lambda_E \cdot t) \quad \text{und} \quad \lambda_E = C \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}\right) \tag{3.10}$$

vor, wobei $\phi(\Delta G)$ die Verteilungsfunktion der Hindernisse zu einer bestimmten Zeit, $\phi_0(\Delta G)$ die Verteilungsfunktion der Hindernisse zu Beginn des Kriechens und λ_E ein Parameter, dessen Bedeutung nicht näher erläutert wird, ist. Unter Berücksichtigung aller Hindernisse wird die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ zunächst mit

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = a_{GL} \cdot C \int_{\Delta G=0}^{\Delta G=\infty} \phi_0(\Delta G) \cdot \exp(-\lambda_E \cdot t) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}\right) d\Delta G \tag{3.11}$$

angegeben. Hierbei entspricht a_{GL} dem durchschnittlichen Betrag des Gleitens einer Versetzung nach der Überbrückung eines einzelnen Hindernisses. Aufgrund der unbekannten Verteilungsfunktion der Hindernisse $\phi_0(\Delta G)$ zu Beginn des Kriechens kann das Integral in Gleichung (3.11) nicht gelöst werden. Aus diesem Grund hat C.L. Smith im Rahmen der Erschöpfungstheorie die Verteilungsfunktion der Hindernisse $\phi_0(\Delta G)$ zu

Beginn des Kriechens als konstant angenommen, d.h. jeder Nettoaktivierungsenergie ΔG von 0 bis ∞ kann die gleiche Anzahl an Hindernisse zugeordnet werden. Die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ ergibt sich anschließend aus der Integration durch Substitution von Gleichung (3.11). Dies geschieht unter Berücksichtigung der Definition von λ_E in Gleichung (3.10) zu

$$\dot{\varepsilon}_{cr} = a_{GL} \cdot \phi_0(\Delta G) \cdot k_B \cdot T \cdot \left\{\frac{1 - \exp(-C \cdot t)}{t}\right\}, \tag{3.12}$$

wobei der nachfolgende Schritt zum logarithmischen Kriechgesetz mit

$$\varepsilon_{cr} = \alpha^{ET} \cdot ln(\beta^{ET} \cdot t) \tag{3.13}$$

und

$$\alpha^{ET} = \alpha_1^{ET} \cdot a_{GL} \cdot \phi_0(\Delta G) \cdot k_B \cdot T \tag{3.14}$$

nicht eindeutig geklärt wird. Hierbei spiegeln α^{ET} ein Kriechparameter und α_1^{ET} sowie β^{ET} zwei Konstanten wider.

3.3 Niedrigtemperaturkriechen unter uniaxialer Belastung

In diesem Kapitel soll ein kurzer Überblick über bisherige Forschungsbemühungen bezüglich uniaxial belasteter Proben aus größtenteils hochfesten martensitischen Stählen gegeben werden. Dabei werden die bedeutenden Ergebnisse einzelner Studien zusammengefasst, eventuelle Forschungsbedarfe genannt und eine Zuordnung zu den mechanismenbasierten Modellen überprüft. Aus Gründen der Relevanz wird jedoch ausschließlich auf Studien, bei denen sich die angewandte Spannung σ unterhalb der Fließgrenze befindet, detaillierter eingegangen. So hat T.H. Alden [40], [41], [42] zwar bereits im Jahr 1987 das Kriechverhalten des rostfreien austenitischen Stahls 1.4301 unter Raumtemperatur untersucht, die angewandten Spannungen σ befanden sich jedoch oberhalb der Fließgrenze.

Neu und Sehitoglu [30] untersuchten das Kriechverhalten zweier einsatzgehärteter und nicht einsatzgehärteter Lagerstähle der Sorte 1.5919 unter Zug- und Druckbelastung bei Temperaturen von 343 K bis 468 K. Dabei wiesen die zwei einsatzgehärteten Stähle technologisch bedingt einen Anteil an Austenit von 14 % bzw. 35 % auf. Es wurden Spannungen σ sowohl unterhalb als auch oberhalb der Fließgrenze angewandt, wobei die Abbildung 22 Kriechkurven mit einer Belastung unterhalb der 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{Z}$ unter Zugbelastung zeigt.

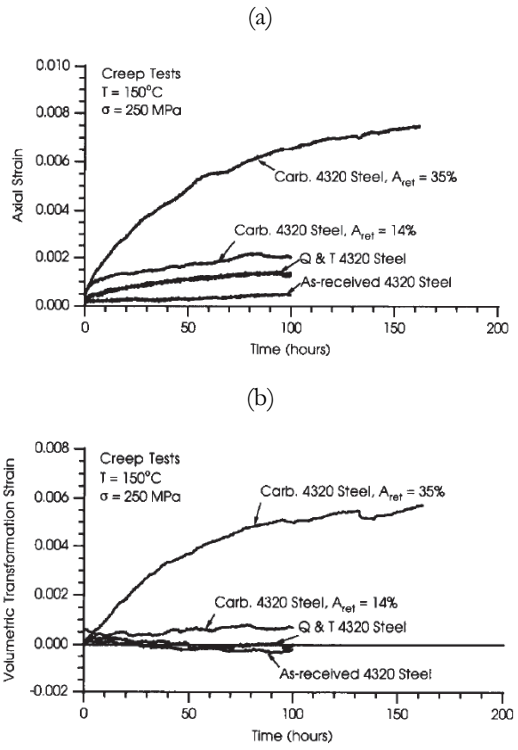


Abbildung 22: (a) Kriechdehnung in axialer Belastungsrichtung und (b) Volumenumwandlung des Einsatzstahls 1.5919 [30]

In Abbildung 22 (a) ist deutlich zu sehen, dass die einsatzgehärteten Stähle zu höheren Kriechdehnungen ε_{cr} im Vergleich zu den nicht einsatzgehärteten Stählen neigen. Insbesondere der einsatzgehärtete Stahl mit einem Austenitanteil von 35 % weist mit ca.

0,75 % die größte Kriechdehnung ε_{cr} in axialer Belastungsrichtung auf. Dieses Ergebnis könnte ein erster Hinweis darauf sein, dass sich ein hoher Anteil an Austenit schlecht auf die Kriecheigenschaften auswirkt. Diese Hypothese wird dadurch unterstützt, dass der vergütete nicht einsatzgehärtete Stahl „Q & T 4320" mit weniger als 4 % Austenit eine noch geringere Kriechdehnung ε_{cr} zeigt. Beim Vergleich der jeweiligen Stähle gilt jedoch auch, die dazugehörigen 0,2 % Dehngrenzen $R_{p0,2}^{Z}$ unter Zugbelastung zu berücksichtigen. Diese war beim einsatzgehärteten Stahl mit 35 % Austenit um ca. 200 MPa geringer gegenüber dem zweiten einsatzgehärteten Stahl. Im Gegensatz dazu offenbarte der nicht einsatzgehärtete Stahl „Q & T 4320" bei einer Temperatur von 423 K eine um ca. 400 MPa geringere 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{Z}$ unter Zugbelastung im Vergleich zum einsatzgehärteten Stahl mit einem Austenitanteil von 14 %.

Abbildung 22 (b) zeigt die gemessene, sich zeitlich ändernde volumetrische Umwandlungsdehnung der einzelnen Stähle. Beim Einsatzstahl 1.5919 mit dem höchsten Anteil an Austenit ist eine deutliche Volumenänderung im Vergleich zu den vernachlässigbaren Anteilen an Volumenänderungen der anderen Stähle zu beobachten. Diese Volumenänderungen werden nach Angaben von Neu und Sehitoglu durch den Mechanismus der thermisch induzierten Umwandlung von Austenit zu Bainit hervorgerufen. Dabei wurde ein Anstieg des Volumens in einem Temperaturbereich von 353 K bis 473 K festgestellt. Darüber hinaus kam es zu einem abnehmenden Volumen. Die thermisch induzierte Umwandlung soll ohne das Aufbringen einer Spannung σ isotrop erfolgen und wird in der Literatur der zweiten Anlassstufe zwischen 373 K – 573 K zugeordnet [43].

Neben dem Mechanismus der thermisch induzierten Umwandlung von Austenit zu Bainit gehen beide ebenfalls von dem Gleiten von Versetzungen auf den entsprechenden Gleitebenen als LTC-tragenden Mechanismus aus. Als mögliche LTC-Raten-kontrollierende Mechanismen werden das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS}, die Wechselwirkung von Waldversetzungen, konservative bzw. nicht konservative Bewegungen von Jogs in Versetzungen oder das Quergleiten von Versetzungen angeführt. Neu und Sehitoglu verwenden auf der Grundlage einer guten Annäherung zu den ex-

perimentellen Ergebnissen das logarithmische Gesetz der Verfestigungstheorie in Gleichung (3.3) zur Beschreibung der experimentellen Kriechkurven. Hierbei verweisen beide auf eine lineare Temperaturabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} und eine exponentielle Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters β^{VT}. Es ist jedoch nicht möglich die jeweiligen Abhängigkeiten anhand von Diagrammen zu überprüfen.

Oehlert und Atrens [44] untersuchten den Einfluss verschiedener Spannungen σ, der angewandten Vordehnung, der Belastungsrate und der durch verschiedene Wärmebehandlungen eingestellten Festigkeit auf das Kriechverhalten hochfester Stähle unter Raumtemperatur. Die hochfesten Stähle 1.6511, 3.5NiCrMoV und AerMet100 wiesen bei allen Spannungen σ unterhalb der 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{Z}$ und einer Kriechzeit von maximal 20 Minuten ausschließlich primäres Kriechverhalten auf. Dies wird in der Abbildung 23 ersichtlich.

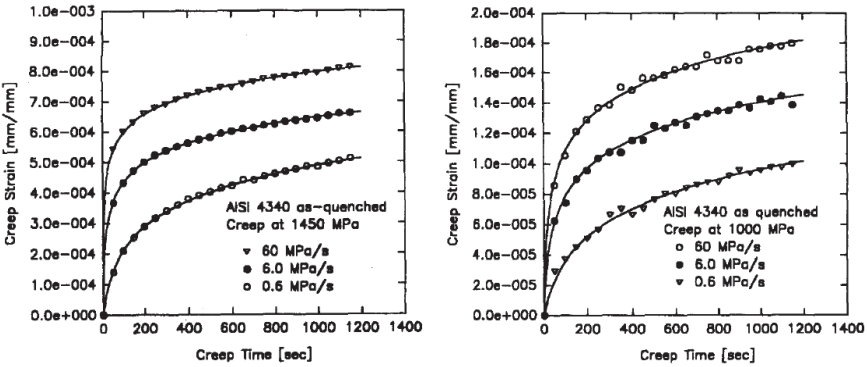


Abbildung 23: Zeitlich abhängige Kriechdehnungen bei verschiedenen Belastungsraten [44]

Das Kriechverhalten konnte ebenfalls sehr gut mit Hilfe der Gleichung (3.3) beschrieben werden, wobei deren Untersuchungen auf eine exponentielle Spannungsabhängigkeit beider Kriechparameter α^{VT} und β^{VT} schließen lässt. Es wurde weiterhin ersichtlich, dass eine höhere Belastungsrate zu größeren Werten für die Kriechparameter α^{VT} und

β^{VT} führt. Dies ist in dem Anstieg der Kriechdehnung ε_{cr} begründet. Die initiale Anfangsdehnung ε_0 blieb jedoch von der variierenden Belastungsrate unbeeinflusst, wobei dieses Phänomen im Zusammenhang mit der Orowan Gleichung

$$\dot{\varepsilon} = \rho_m \cdot b \cdot v_g \tag{3.15}$$

versucht wird zu erklären. Demnach könne sich aufgrund einer höheren Belastungsrate zwar eine höhere durchschnittliche Versetzungsgeschwindigkeit v_g bzw. eine größere mobile Versetzungsdichte ρ_m einstellen, beim Erreichen der für den Kriechversuch gewünschten Spannung σ sei jedoch die gleiche initiale Anfangsdehnung ε_0 innerhalb der kürzeren Belastungszeit zu erwarten. Die größere mobile Versetzungsdichte ρ_m würde folglich ausschließlich zu einer höheren Kriechdehnung ε_{cr} führen.

Als LTC-tragenden Mechanismus nehmen Oehlert und Atrens ebenfalls das Versetzungsgleiten an. Der Rückgang der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ sei auf die Wechselwirkung zwischen mobilen Versetzungen und anderen mikrostrukturellen Elementen zurückzuführen. Dies wird damit begründet, dass die mobilen Versetzungen nach einer bestimmten Distanz aufgrund von Hindernissen, wie z.B. weitere Versetzungen oder Karbide, zu immobilen Versetzungen werden. Die gestiegene Anzahl der immobilen Versetzungen würde folglich zu einem höheren Widerstand für die Bewegung mobiler Versetzungen und einer geringeren Distanz zum Gleiten führen, sodass sich eine geringere Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ einstellt. Oehlert und Atrens haben verbunden mit der Orowan Gleichung weiterhin argumentiert, dass bei einer höheren Anlasstemperatur von einer geringeren Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ bzw. Kriechdehnung ε_{cr} auszugehen ist. Dies sei auf eine geringere mobile Versetzungsdichte ρ_m zurückzuführen.

Beide Autoren bringen die Zunahme der immobilen Versetzungen zunächst in Verbindung mit einer Dehnungsverfestigung, welche auf umliegende Spannungsfelder von Versetzungscluster und deren negativen Einfluss auf weitere Versetzungsbewegungen basiert. Oehlert und Atrens argumentieren allerdings auch, dass eine Zunahme plastischer Verformung nur mit Hilfe einer ansteigenden Spannung σ oder einer höheren

Temperatur T bzw. Nettoaktivierungsenergie ΔG stattfinden kann. Dies würde jedoch der Erschöpfungstheorie entsprechen. Eine klare Stellungnahme zu einer der bereits vorgestellten Kriechraten-kontrollierenden Theorien wird nicht ausdrücklich vorgenommen. Das wird insbesondere darin verdeutlicht, dass beide mit der Erhöhung der Spannung σ auch die Aktivierung neuer Versetzungsquellen erwähnen, die einen Anstieg der totalen Versetzungsdichte nach sich ziehen und somit der vorherrschende Kriechmechanismus wiederum eher der Versetzungstheorie zugeordnet werden müsste.

Liu et al. [45], [46] führten bezüglich unterschiedlicher Anzahl und Morphologie der Phasen des Stahls 1.6511 Kriechversuche unter Zugbelastung bei Raumtemperatur durch. Die Mikrostruktur wurde mit Hilfe der optischen Mikroskopie und unter Verwendung dünner Folienproben für die Transmissionselektronenmikroskopie bestimmt. Sämtliche Spannungen σ lagen bei den Kriechversuchen unterhalb der Streckgrenze R_e. Als eine wesentliche Erkenntnis kann genannt werden, dass sich der Stahl 1.6511 mit einem Ferrit- und vergütetem Martensitanteil mehr als derselbe Stahl, der nur vergüteten Martensit aufweist, plastisch verformte. Selbst die Morphologie des Ferrits hat lt. Liu et al. eine entscheidende Wirkung auf das Kriechverhalten. So soll durch die Hinderniswirkung der Korngrenzen des Lattenferrits die Bewegung von Versetzungen mehr als durch die geringere Anzahl an Korngrenzen im Massivferrit blockiert worden sein. Folglich gehen Liu et al. von einem Rückgang der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ u.a. aufgrund der Wechselwirkung von mobilen Versetzungen mit Korngrenzen aus. Die Forschungsgruppe bezieht sich bezüglich des LTC-tragenden Mechanismus auf die Veröffentlichung von Oehlert und Atrens. Eine gezielte Überprüfung der Kriechraten-kontrollierenden Theorien unter Betrachtung des logarithmischen Gesetzes bzw. der Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der jeweiligen Parameter findet nicht statt.

Alfredsson et al. [15], [47] untersuchten das Niedrigtemperaturkriechverhalten des Lagerstahls 1.3539 mit martensitischer und bainitischer Mikrostruktur unter Zug- und Druckbelastung. Der martensitische Stahl wies zusätzlich einen Restaustenitgehalt von 10 – 15 % auf. Die Kriechversuche wurden mit Spannungen σ ober- und unterhalb der Streckgrenze R_e bei Temperaturen von 348 K durchgeführt. Die zeitabhängige

Kriechdehnung ε_{cr} konnte im Fall der bainitischen Mikrostruktur durch das logarithmische Kriechgesetz, wie in Gleichung (3.3) gezeigt, abgebildet werden. Im Gegensatz dazu eignete sich das folgende Potenzgesetz in Gleichung (3.16)

$$\varepsilon_{cr} = A \cdot t^{B} \tag{3.16}$$

zur Beschreibung des Kriechverhaltens der martensitischen Mikrostruktur. Hierbei entsprechen A und B materialspezifischen Parametern. In Abbildung 24 sind die betragsmäßigen Kriechdehnungen beider Mikrostrukturen nach einer Zeit von 1.000 s bzw. 100.000 s bei einer Temperatur von 348 K über das Spannungsverhältnis zwischen der angelegten Spannung σ und der Streckgrenze R_e aufgetragen.

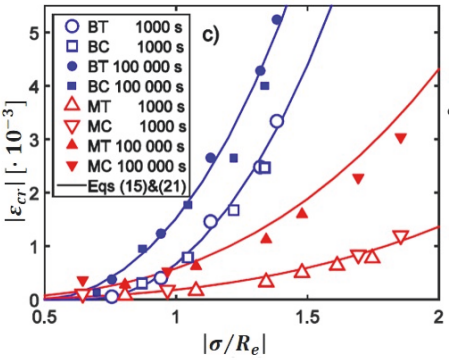


Abbildung 24: Vergleich der betragsmäßigen Kriechdehnungen von Bainit und Martensit bei 348 K [15]

Es kann festgehalten werden, dass der Lagerstahl mit der bainitischen Mikrostruktur tendenziell eine größere Kriechdehnung ε_{cr} als der Stahl mit der martensitischen Mikrostruktur erreicht. Dieser Trend ist insbesondere bei sehr hohen Spannungsverhältnissen, d.h. bei Spannungen σ oberhalb der Streckgrenze R_e, zu beobachten. Alfredsson et al. weisen jedoch auch darauf hin, dass sich dieses Verhalten bei sehr viel kleineren Spannungen σ als der Streckgrenze R_e umkehrt.

Weiterhin wurde bei beiden Lagerstählen ein unterschiedliches Fließverhalten in Abhängigkeit der Belastungsrichtung festgestellt. Der sogenannte „Strength Differential Effect (SDE)“ war besonders bei dem martensitischen Lagerstahl ausgeprägt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Höhe des SDE´s von dem Restaustenitgehalt abhängig ist und schließlich unterschiedlich hohe Fließgrenzen in Abhängigkeit der Belastungsrichtung mit sich bringt. Je mehr Restaustenitgehalt in einem Werkstoff vorhanden ist, desto stärker sei der Effekt zu beobachten [48]. Der SDE wird außerdem mit einer Volumenänderung in Verbindung gebracht, welche aufgrund der spannungsinduzierten martensitischen Umwandlung des Restaustenits entsteht. Obwohl beide Phasen, die Bainitische und die Martensitische, einen SDE aufwiesen, konnte eine Volumenänderung ausschließlich im martensitischen Stahl mit einem Restaustenitanteil von 10 – 15 % nachgewiesen werden.

Die Forschungsgruppe um B. Alfredsson ermittelte ebenfalls eine größere Kriechdehnung ε_{cr} unter Zug- im Vergleich zur Druckbelastung, was zur Implementierung des SDE´s in den entsprechenden Kriechgesetzen führte. Die experimentell ermittelte Kriechdehnung ε_{cr} konnte mit dem angepassten logarithmischen bzw. Potenzgesetz sehr gut abgebildet werden. Alfredsson et al. nutzen zwar das logarithmische bzw. Potenzgesetz zur Beschreibung des Kriechverhaltens des Lagerstahls mit bainitischer bzw. martensitischer Mikrostruktur, eine Überprüfung der von den Kriechraten-kontrollierenden Theorien vorgeschlagenen Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der jeweiligen Kriechparameter wurde jedoch nicht vorgenommen.

Kassner et al. [16], [33], [49], haben sich dem Niedrigtemperaturkriechverhalten mehrerer Metalle gewidmet, wobei sich ebenfalls das logarithmische Gesetz aus Gleichung (3.3) zur Voraussage der Kriechdehnung ε_{cr} des Stahls 1.4301 eignete. Es wird jedoch auch in dieser Arbeit kein Hinweis zur Eignung der Kriechraten-kontrollierenden Theorien gegeben.

Schließlich konnte durch die Arbeit von N. Remalli et al. [50] ein erster Hinweis zum vermehrten Niedrigtemperaturkriechen im Austenit sowie der damit verbundenen Phasenumwandlung bis zu einem Temperaturbereich von 353 K für den Federstahl 54SiCr6 gefunden werden. So zeigen die Ergebnisse in Abbildung 25 eine ansteigende Versetzungsdichte nach dem Niedrigtemperaturkriechen in der austenitischen Phase. Gleichzeitig ist eine Abnahme des Restaustenitgehaltes von ca. 31 % zu ca. 25 % zu verzeichnen.

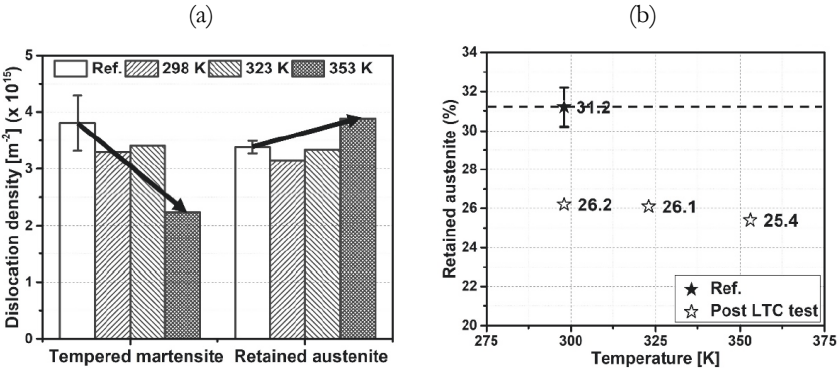


Abbildung 25: (a) Versetzungsdichte der martensitischen und austenitischen Phase, (b) Volumenanteil von Restaustenit vor und nach dem Niedrigtemperaturkriechen [50]

In der genannten Veröffentlichung von N. Remalli et al. ist außerdem ein Ansatz zur Weiterentwicklung der ursprünglichen Erschöpfungstheorie zu finden. Es hat sich gezeigt, dass dieser die Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der Kriechparameter in einem Temperaturbereich von 298 K - 353 K gut beschreibt.

3.4 Niedrigtemperaturkriechen unter biaxialer Belastung

Im vorherigen Kapitel wurden die Grundlagen des Niedrigtemperaturkriechens sowie dessen Theorien zum Kriechraten-kontrollierenden Mechanismus erläutert. Weiterhin

wurden zwei Aktivierungsparameter vorgestellt, welche Hinweise zur Art des Hindernisses geben können. Diese Ausführungen bezogen sich lediglich auf den uniaxialen Belastungsfall. Der Ventilfederdraht wird jedoch unter realen Bedingungen hauptsächlich auf Torsion beansprucht, sodass nachfolgend ein kurzer Einblick in die bisherigen Forschungsbemühungen dieses Belastungsfalls gegeben werden soll. Zunächst sind die Forschungsbemühungen von V. Kobelev zu nennen, der im Rahmen seiner Veröffentlichungen u.a. auf das verallgemeinerte Norton-Bailey Gesetz für die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ zurückgreift und dieses sowie weitere phänomenologische Kriechgesetze für den Fall der reinen Schubbelastung anpasst [51].

Kletzin et al. [52] erarbeiteten eine Ableitung des Kriechverhaltens von Schraubendruckfedern aus dem Kriechverhalten von Drähten im Rahmen des Projekts „IGF 18992 BR Kriech- und Relaxationsverhalten von Federstahldrähten in Schraubenfedern“. Dies geschah unter Verwendung des phänomenologischen Norton-Bailey-Gesetzes

$$\varphi_{cr}(t) = \frac{t^{k_{NB}}}{k_{NB}} \cdot l \cdot c_\tau \cdot \frac{2^{2m+3}}{d^{3m+4}} \cdot \left(\frac{M_t}{\pi} \cdot \frac{3m+4}{m+1}\right)^{m+1} \tag{3.17}$$

zur Beschreibung des Kriechverhaltens von Drähten aus ölschlussvergüteten Federstahl VDSiCr und VDSiCrV, patentiert gezogenen Stahl sowie dem nicht rostenden Stahl 1.4310. Nachdem das Kriechverhalten mehrerer Drähte überprüft wurde, konnten die jeweiligen materialspezifischen Kriechparameter k_{NB}, c_τ und m des Norton-Bailey-Gesetzes bestimmt und anschließend für die Berechnung des Kriechwegs der Schraubenfedern eingesetzt werden. Dem Kriechparameter m wurde aufgrund vorheriger Untersuchungen ein Wert von vier zugeordnet.

Für den Fall des Kriechverhaltens von Schraubendruckfedern wird im Rahmen des zuvor genannten Projekts die Gleichung (3.18) zur Beschreibung des Kriechwegs s_{cr}

$$s_{cr}(t) = \frac{t^{k_{NB}}}{k_{NB}} \cdot c_\tau \cdot \frac{\pi \cdot n_f \cdot D_m^2}{d^{3m+4}} \cdot \left(\frac{2 \cdot F \cdot D_m}{\pi} \cdot \frac{3m+4}{m+1}\right)^{m+1} \tag{3.18}$$

angegeben. Der materialspezifische Kriechparameter m nimmt auch an dieser Stelle einen Wert von vier an. Die anderen beiden Kriechparameter k_{NB} und c_τ werden von den Kriechversuchen der Drähte unter Torsionsbelastung übernommen.

Fehlende experimentelle Kriechkurven von Schraubenfedern verhinderten jedoch einen Vergleich zwischen den berechneten und experimentellen Kriechkurven. Es wurde darauf hingewiesen, dass eine mögliche Übertragung des Kriechverhaltens von Federdrähten unter Torsionsbelastung auf das Kriechverhalten von Schraubenfedern nur unter Einhaltung gleicher Herstellungsprozesse gewährleistet werden kann.

Letztlich kann in der Literatur keine Übertragung eines mechanismenbasierten Kriechgesetzes von uniaxialen auf biaxiale Versuche gefunden werden. Es werden lediglich phänomenologische Kriechgesetze zur Beschreibung des Kriechverhaltens verwendet. Die Eignung einer der beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien wurde dementsprechend bisher nicht untersucht.

4 Aufgabenstellung

Aufgrund des anhaltenden Trends zum Leichtbau und dem damit verbundenen Downsizing der Verbrennungsmotoren bzw. des Zylinderkopfes kommt es zu immer höheren Anforderungen an die Kriech- bzw. Relaxationsfestigkeit der Federstähle. Bereits zur Verfügung stehende Legierungssysteme müssen entsprechend ausgewählt oder neue Federstähle entwickelt werden, um den steigenden Ansprüchen gerecht zu werden.

Das Kriechverhalten martensitischer Stähle im Niedrigtemperaturbereich ist bislang jedoch weitgehend unerforscht. Bisherige Forschungsbemühungen gehen hauptsächlich von einem thermisch aktivierten Versetzungsgleiten aus. Es werden zwei Kriechratenkontrollierende Theorien, die Verfestigungs- bzw. die Erschöpfungstheorie, vorgeschlagen. Eine Vergleichbarkeit zwischen beiden Theorien ist nur bedingt möglich, da keine konkreten Angaben zur Verteilungsfunktion der Hindernisse $\phi(\Delta G)$ gemacht werden.

Das Ziel der Dissertation ist eine detaillierte Untersuchung des Kriechverhaltens der aktuellen Federstähle im Niedrigtemperaturbereich, um so die Grundlage zur Entwicklung eines neuen Federstahls mit einer höheren Kriechfestigkeit für Ventilfedern zu legen. Es wird angenommen, dass sich das Kriechverhalten von Ventilfedern durch die vorherige Charakterisierung des Niedrigtemperaturkriechens der Federstähle unter uniaxialer Beanspruchung hinreichend genau beschreiben lässt. Folgende Forschungsfragen sollen im Rahmen der Dissertation beantwortet werden:

1. Kann das Kriechverhalten martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich mechanismenbasiert beschrieben werden?
2. Kann dieser Mechanismus erfolgreich auf die spezifische Beanspruchung einer Ventilfeder angewendet werden?
3. Wie können Technologien und Legierungseinflüsse zukünftig berücksichtigt werden, um das Kriechverhalten der Ventilfedern im Niedrigtemperaturbereich zu beeinflussen?

Zur Beantwortung der ersten Forschungsfrage werden Kriechversuche unter Zugbelastung durchgeführt, wobei die Ventilfederdrähte bei unterschiedlichen Temperaturen des Niedrigtemperaturbereiches und Spannungen σ kleiner der Streckgrenze R_e geprüft werden. Die zeitabhängige Kriechdehnung ε_{cr} wird anschließend mit Hilfe der jeweiligen Gleichung der Verfestigungs- bzw. der Erschöpfungstheorie angefittet, um so im ersten Schritt einen Eindruck zur Eignung der Kriechraten-kontrollierenden Theorien zu erhalten und die Parameter der entsprechenden mechanismenbasierten Kriechtheorie zu bestimmen. Im zweiten Schritt werden die Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der jeweiligen Parameter detaillierter betrachtet. Diesbezüglich werden die Ansätze der mechanismenbasierten Kriechtheorien validiert.

Die zweite Forschungsfrage erfordert es, zusätzliche Kriechversuche mit Ventilfederdrähten unter Torsionsbelastung durchzuführen. Dementsprechend werden im Rahmen der Dissertation verschiedene Torsionsmomente M_t bei einer Temperatur von 423 K angewandt. Unter Verwendung der Finite-Elemente-Methode soll die Übertragbarkeit einer ausgewählten mechanismenbasierten Kriechtheorie vom uniaxialen auf den biaxialen Belastungsfall überprüft werden. Hierbei muss zunächst eine der beiden mechanismenbasierten Kriechtheorien mit einer geeigneten Beschreibung der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der entsprechenden Parameter in die Software ANSYS implementiert werden. Eine Gegenüberstellung der experimentellen und simulierten Kriechkurven ermöglicht letztlich die Validierung zur Anwendung des Mechanismus auf den spezifischen Belastungsfall.

Die dritte Forschungsfrage muss unter Berücksichtigung der zwei Aspekte Technologie- bzw. Legierungseinfluss betrachtet werden. Zur Beurteilung des Technologieeinflusses werden Kriechversuche mit Ventilfederdrähten unter Zugbelastung absolviert, wobei die Ventilfederdrähte bei unterschiedlichen Temperaturen induktiv bzw. im Ofen angelassen werden. Einen ersten Einblick zum Einfluss der Legierungselemente wird durch die standardisierten Kriechversuche gewährt. Weiterhin werden inkrementelle Stufentests durchgeführt, welche den Einfluss der Legierungselemente auf die ermittelten Aktivierungsparameter offenbaren.

5 Experimentelle und numerische Methoden

Im fünften Kapitel werden die Details zu den verwendeten experimentellen und numerischen Methoden erläutert. Die verschiedenen Kriechversuche unter Zug- bzw. Torsionsbelastung bei unterschiedlichen Temperaturen und Spannungen sowie die Beschreibung der numerischen Methodik bilden die Grundlage zur Beantwortung der zuvor genannten Forschungsfragen.

5.1 Experimentelle Untersuchungen der Ventilfederdrähte

In den nachfolgenden Unterkapiteln wird auf die unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Materialeigenschaften der Ventilfederdrähte, der Mikrostruktur, der chemischen Zusammensetzung und die verschiedenen experimentellen Prüfverfahren eingegangen.

5.1.1 Materialcharakterisierung der Ventilfederdrähte

Im Rahmen der Dissertation werden die Federstähle 61SiMn8, 64SiCrV6 und 58SiCrNiV8 untersucht. Der Walzdraht wird von Kobe Steel Ltd. hergestellt und bei Mubea in Weißensee zum Ventilfederdraht weiterverarbeitet. Die chemische Zusammensetzung der jeweiligen Federstähle ist in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Chemische Zusammensetzung der Ventilfederdrähte

Federstahl	Charge	Chemische Zusammensetzung					
		C	Si	Mn	Cr	V	Ni
61SiMn8	C31306	0,61	1,90	0,87			
64SiCrV6	C32826	0,62	1,43	0,59	0,65	0,11	
58SiCrNiV8	C93813	0,59	1,94	0,77	0,98	0,09	0,22

Angaben in wt%

Diese ist dem Werksprüfzeugnis der Kobe Steel Ltd. entnommen und an der DIN EN 10204 angelehnt. Mit Hilfe des Werksprüfzeugnisses kann nachgewiesen werden, dass sich die chemische Zusammensetzung innerhalb der Mubea internen Materialspezifikation TS–ALL–BU VS –DEV–03 befindet.

Zur Bestimmung des Kriechverhaltens der Federstähle im Niedrigtemperaturbereich werden die Federdrähte grundsätzlich komplett induktiv vergütet, d.h. induktiv zwischen 900°C – 950°C in Abhängigkeit des Federstahls austenitisiert und anschließend in einem Temperaturbereich von 490°C – 530°C induktiv angelassen (IHT). Beide Prozesse dauern jeweils nur wenige Sekunden. Zusätzlich wurden Drähte des Federstahls 61SiMn8 induktiv austenitisiert und im Ofen bei Temperaturen zwischen 573 K und 773 K für eine halbe Stunde angelassen (FHT). Dies soll dem Zweck dienen, den serienmäßigen Prozess der Ventilfederherstellung abzubilden, um so bereits im Stadium des Ventilfederdrahts Unterschiede zwischen den zwei Wärmebehandlungen feststellen zu können.

Korngrößenbestimmung

Die Bestimmung der ehemaligen Austenitkorngröße ist mit dem Lichtmikroskop Leica DM 4000 durchgeführt worden und lehnt sich an die DIN EN ISO 643:2003 an. Zur Korngrößenbestimmung wurden alle Proben für zwei Stunden bei 773 K ausgelagert und anschließend als Querschliffe eingebettet. Der Kontrast wurde mit gesättigter wässriger Pikrinsäure erzeugt. Zur Ermittlung des mittleren Korndurchmessers sowie der Korngrößenkennzahl wurde das Linienschnittverfahren angewandt. Es wurden diesbezüglich jeweils eine horizontale und vertikale sowie zwei diagonale Linien über die Aufnahme der Mikrostruktur gelegt und die Anzahl der Schnittpunkte mit den Korngrenzen gezählt. Ein Zusammenhang zwischen der Anzahl der Schnittpunkte mit den Korngrenzen, des mittleren Korndurchmessers und der Korngrößenkennzahl konnte anschließend mit Hilfe der zuvor genannten Norm hergestellt werden.

Qualitative und Quantitative Phasenanalyse

Die Bestimmung der einzelnen Phasen, wie z.B. Martensit und Austenit, wird durch die Aufnahme eines Diffraktogramms in einem 2θ Bereich von $70° - 162°$ ermöglicht. Diesbezüglich kann jedem Peak eines 2θ Winkels eine bestimmte Phase zugeordnet werden. Die Aufnahme erfolgt mit Hilfe des Röntgendiffraktometers „PANalytical Empyrean" unter Verwendung einer Chrom-K-Alpha-Röntgenröhre mit 40 kV sowie 30 mA und einer Bragg Brentano Anordnung. Für die quantitative Phasenanalyse wird die Rietveld-Methode angewendet.

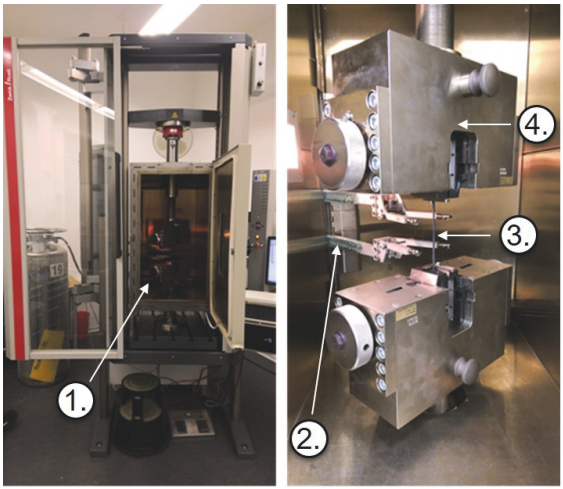
Zur Überprüfung der Auswirkungen unterschiedlicher Wärmebehandlungen, d.h. FHT und IHT sowie verschiedener Temperaturen, auf die gesamte Versetzungsdichte werden zusätzlich zwei Diffraktogramme des Federstahls 61SiMn8 in einem 2θ Bereich von $30° - 160°$ aufgenommen. Im Gegensatz zur Phasenanalyse finden diese Messungen mit Hilfe des Röntgendiffraktometers „Bruker D8 Advance" unter Verwendung der Parallelstrahl-Geometrie statt. Es wurde ebenfalls eine Chrom-K-Alpha-Röntgenröhre verwendet.

5.1.2 Bestimmung der mechanischen Eigenschaften der Ventilfederdrähte

Quasistatischer Zugversuch

Die quasistatischen Zugversuche sind mit Hilfe der statischen Materialprüfmaschine Z100 der Zwick GmbH & Co. KG in Ulm nach DIN EN ISO 6892-1b für Raumtemperatur bzw. 2b für erhöhte Temperaturen durchgeführt worden. Für die Zugversuche unter erhöhten Temperaturen, d.h. 348 K, 373 K, 423 K und 523 K, wird ein Umluftofen verwendet, sodass eine homogene Temperaturverteilung gewährleistet ist. Zur Messung der resultierenden Dehnung ε dient der Extensometer „MultiXtens", welcher

die Genauigkeitsklasse 0,5 nach DIN EN ISO 9513 vorweist. Der Prüfaufbau kann in Abbildung 26 nachvollzogen werden.



1. Umluftofen
2. Extensometer
3. Ventilfederdraht
4. Klemmbacken

Abbildung 26: Prüfstand für die quasistatischen Zugversuche und die Kriechversuche unter Zugbelastung

Für die quasistatischen Zugversuche werden, wie in Abbildung 27 zu sehen, komplett induktiv vergütete Ventilfederdrähte mit einem kreisförmigen Querschnitt des Durchmessers d = 3,7 mm und einer Probenlänge L = 400 mm verwendet. Es werden sechs Proben pro Temperatur geprüft und der Mittelwert der einzelnen mechanischen Kennwerte angegeben.

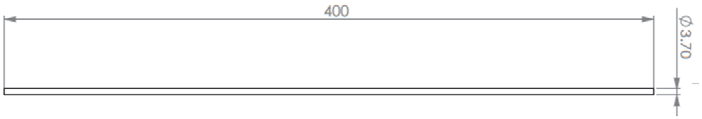


Abbildung 27: Probengeometrie für die quasistatischen Zugversuche und die Kriechversuche unter Zugbelastung

Quasistatischer Druckversuch

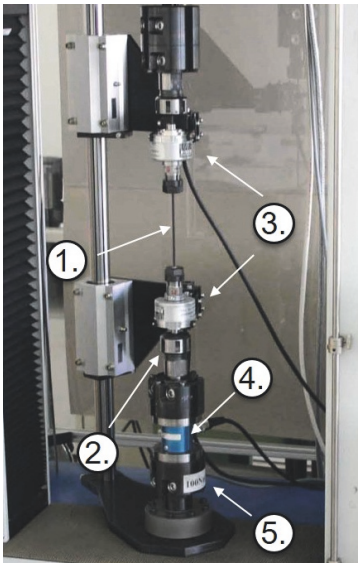
Für die quasistatischen Druckversuche wird eine servohydraulische Prüfmaschine des „Royal Institute of Technology“ der Abteilung der Festkörpermechanik in Stockholm genutzt. Die Drähte werden auf eine Länge von 6 mm mit Hilfe einer EDM Maschine gekürzt und zwischen zwei gehärtete Keramikplatten eingespannt. Anschließend werden die Versuche mit einer Belastungsrate von 0,003 mm/s durchgeführt, wobei ein Umluftofen für die Druckversuche bei einer Temperatur von 423 K zur Verfügung steht. Zur Bestimmung der einzelnen mechanischen Kennwerte wird die Kraft und die Kolbenposition aufgenommen. Es werden drei Proben pro Federstahl geprüft und der Mittelwert der einzelnen mechanischen Kennwerte verwendet.

Quasistatischer Torsionsversuch

Die quasistatischen Torsionsversuche erfolgen mit Hilfe einer Universal-Zugprüfmaschine der Fa. Tira an der TU Ilmenau. Diese wurde zusätzlich mit einer Motorik und Sensorik zur Verdrehung der Drahtabschnitte ausgestattet. Weiterhin ist die Maschine mit einem DMS-Kraftsensor mit 10 kN Messbereich sowie mit einem DMS-Aufnehmer mit 100 Nm Messbereich als Drehmomentsensor ausgestattet. Zur Bestimmung der Schiebungswerte wird ein Feinschiebungsaufnehmer verwendet. Der Prüfaufbau ist in Abbildung 28 dargestellt.

Für die quasistatischen Torsionsversuche werden, wie in Abbildung 27 zu sehen ist, ebenfalls induktiv vergütete Ventilfederdrähte mit einem kreisförmigen Querschnitt des Durchmessers $d = 3{,}7$ mm verwendet. Die Drahtabschnitte werden mit Hilfe der Spannhülsen eingespannt und am oberen Ende tordiert. Am gegenüberliegenden Ende des Drahtabschnittes wird hingegen das Drehmoment gemessen. Die freie Prüflänge der Drähte beträgt in diesem Fall 300 mm, wobei die Verdrehung des Drahtes über einem definierten Längenbereich von 270 mm mittels Feinschiebungsaufnehmer aufgezeichnet wird. Die Schiebung kann über die Verdrehwinkeldifferenz beider Drehgeber bezogen auf den definierten Längenbereich bestimmt werden.

Es gilt weiterhin zu berücksichtigen, dass zwei unterschiedliche Arten von Versuchen gefahren werden. Zur Bestimmung des maximalen Torsionsmomentes, der Verwindezahl, der Gesamtschiebung und der maximalen Torsionsfestigkeit τ_m werden Torsionsversuche bis zum Bruch durchgeführt. Die 0,04% Torsionsfließgrenze $\tau_{0,04}$ sowie der Schubmodul G werden hingegen durch Be- und Entlastungsversuche ermittelt. Es werden generell die Mittelwerte von drei geprüften Drahtabschnitten der jeweiligen Federstähle dargestellt.



1. Ventilfederdraht
2. Spannhülse
3. Feinschiebungsaufnehmer
4. DMS-Kraftsensor
5. Drehmomentsensor

Abbildung 28: Prüfaufbau für quasistatische Torsionsversuche

5.1.3 Niedrigtemperatur-Kriechtests der Ventilfederdrähte

Kriechversuche unter Zugbelastung

Die Kriechversuche unter Zugbelastung werden ebenfalls an der statischen Materialprüfmaschine Z100 der Zwick GmbH & Co. KG mit einem eingebauten Umluftofen

durchgeführt. Die Bestimmung der Dehnung $\varepsilon(t)$ geschieht erneut mit dem Extensometer „MultiXtens“, wobei die Anfangsmesslänge L_0 = 250 mm beträgt. Es bedarf der bereits zuvor genannten Genauigkeitsklasse, um die zu erwartenden minimalen Kriechdehnungen unter 1 % präzise erfassen zu können.

Zur Absicherung des kompletten Durchwärmens der Ventilfederdrähte werden die entsprechenden Temperaturen für jeweils 20 min vorgehalten. Während dieser Zeit findet keine Belastung statt. Die anschließende Aufbringung der Last erfolgt mit einer Belastungsrate von 1 kN/s.

In der nachfolgenden Tabelle 2 und 3 sind die verschiedenen Variationen der Kriechversuche unter Zugbelastung aufgelistet. Dabei wird die Variation der Werkstoffe, der Spannung σ und der Temperatur T verdeutlicht. Bei der Auswahl der Kriechspannungen wurde darauf geachtet, dass sich diese unterhalb der 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{Z}$ des Werkstoffs befinden und somit eine sofortige zeitunabhängige plastische Verformung verhindert wird. Die ausgewählten Temperaturen bewegen sich im Niedrigtemperaturbereich.

Tabelle 2: Variation der Temperatur bei uniaxialen Kriechversuchen

Federstähle	61SiMn8	64SiCrV6	58SiCrNiV8
Kriechspannung [MPa]	1400		
Kriechtemperatur [K]	423 | 473 | 523		

Tabelle 3: Variation der Spannung bei uniaxialen Kriechversuchen

Federstähle	61SiMn8	64SiCrV6	58SiCrNiV8
Kriechspannung [MPa]	800 | 1000 | 1200 | 1300 | 1400		
Kriechtemperatur [K]	423		

Zusätzlich wird der Einfluss verschiedener Wärmebehandlungen auf die Kriechdehnung ε_{cr} im Fall des Federstahls 61SiMn8 aufgezeigt. Dabei werden nicht nur unterschiedliche Anlasstemperaturen zur Vorbehandlung des Ventilfederdrahts gewählt, sondern auch zwischen einer induktiven und einer konventionellen Behandlung im Ofen gewechselt. Die genauen Einstellungen der Kriechversuche können der nachfolgenden Tabelle 4 entnommen werden.

Tabelle 4: Variation der WB bei uniaxialen Kriechversuchen

Federstähle	61SiMn8	
Wärmebehandlung (WB)	Induktive WB (IHT)	Ofen WB (FHT)
Anlasstemperatur [K]	573 | 673 | 708 | 723 | 773	
Anlasszeit [s]	~4	1800
Kriechspannung [MPa]	1400	1000
Kriechtemperatur [K]	423	

Zum Fitting der experimentellen Werte wird zum einen das logarithmische Gesetz aus der Verfestigungstheorie in Gleichung (3.3) und zum anderen die Gleichung (3.13) der Erschöpfungstheorie verwendet. Somit können die jeweiligen materialspezifischen Kriechparameter bestimmt werden, um so die Grundlage zur Ermittlung der geeigneten Theorie des Niedrigtemperaturkriechens zu legen. Die Startwerte der Kriechparameter α^{VT} und β^{VT} bzw. α^{ET} und β^{ET} für das Fitting betragen jeweils 0,01. Ein konstanter Startwert wird benötigt, um eine Vergleichbarkeit der Theorien zu erzeugen. Das Fitting wird mit Hilfe der Software OriginPro 9.1 und der Levenberg-Marquardt Methode durchgeführt.

Kriechversuche unter Torsionsbelastung

Die Kriechversuche unter Torsionsbelastung erfolgen mit Hilfe einer Prüfanlage der TU Ilmenau, welche über einen eingebauten Umluftofen verfügt. Der Draht ist mit zwei Spannzangen des Typs OZ25 462E DIN 6388 B befestigt, wobei eine freie Prüflänge

von L_0 = 300 mm verwendet wird. Der Verdrehwinkel $\varphi(t)$ wird mit Hilfe eines inkrementellen Drehgebers RB 3100 mit einer Genauigkeit von 0,1° gemessen. Der Drehgeber ist mit der Torsionsscheibe verbunden, worüber die Einleitung des Torsionsmomentes M_t erfolgt. Zur Veranschaulichung ist der Prüfstand in der Abbildung 29 dargestellt.

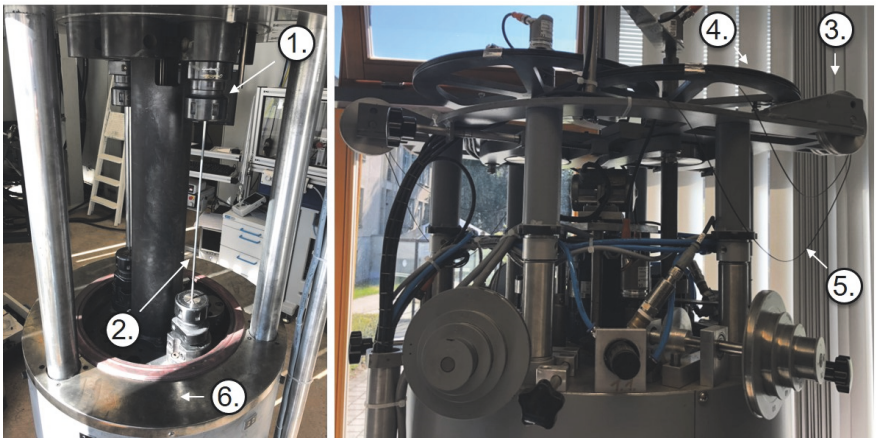


Abbildung 29: Prüfstand für die Kriechversuche unter Torsionsbelastung

1. Spannhülse
2. Ventilfederdraht
3. Umlenkrolle
4. Torsionsscheiben
5. Drahtseile für die Gewichte
6. Verfahrbare Kammer des Umluftofens

In der nachfolgenden Tabelle 5 sind die verschiedenen Variationen der Kriechversuche unter Torsionsbelastung zusammengefasst.

Tabelle 5: Versuchsparameter der biaxialen Kriechversuche

Federstähle	61SiMn8	64SiCrV6	58SiCrNiV8
Torsionsmoment [Nm]	6,9 | 8 | 9,1 | 10		
Kriechtemperatur [K]	423		

Der Ablauf eines Kriechversuchs unter Torsionsbelastung ist folgend aufgelistet:

- Einspannen der Ventilfederdrähte im Umluftofen
- Schließen des Umluftofens
- Einstellen der Kriechtemperatur
- Einbringen der Zugkraft $F = 110$ N
- Einbringen des Torsionsmomentes mit Gewichten durch manuelles, aufeinanderfolgendes Lösen zweier Bremsen innerhalb einer durchschnittlichen Beladungszeit von ca. 20 s
- Einstellen der Messintervalle für Parameter, wie z.B. den Verdrehwinkel
- Ermitteln des Verdrehwinkels
- Entlasten der Ventilfederdrähte
- Ermitteln des bleibenden Verdrehwinkels nach Beendigung des Kriechversuchs
- Öffnen der Vorrichtung
- Ausspannen der Ventilfederdrähte

5.1.4 Inkrementelle Kriechtests

Spannungs-Stufen-Test

Die inkrementellen Spannungs-Stufen-Tests werden mit Hilfe desselben Prüfaufbaus wie für die Kriechversuche der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung durchgeführt. Im Gegensatz zu den letztgenannten Kriechversuchen werden die Ventilfederdrähte zwar auch mit einer initialen Kriechspannung beaufschlagt, diese wird jedoch nach einer Kriechzeit von 30 Minuten sprunghaft erhöht. Ziel des Spannungs-Stufen-Tests ist es, mit Hilfe der unmittelbar vor und nach dem Sprung gemessenen Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ das Aktivierungsvolumen v der einzelnen Werkstoffe zu berechnen. Der Betrag des Aktivierungsvolumens v soll dazu beitragen, einen Aufschluss über die Art des Hindernisses und den thermisch aktivierten Mechanismus zu erhalten. Die verschiedenen Versuchsparameter sind in der folgenden Tabelle 6 aufgelistet. In der Literatur werden keine Angaben bezüglich der Höhe der Spannungssprünge gemacht, sodass mehrere Variationen der Spannung und der Spannungssprünge angewendet werden.

Tabelle 6: Versuchsparameter der Spannungs-Stufen-Tests

Federstähle	58SiCrNiV8	61SiMn8	64SiCrV6		
Kriechtemperatur [K]	423				
Initiale Kriechspannung [MPa]	1400				1600
Kriechzeit / Sprung [min]	30		60	30	30
Spannungssprung [MPa]	20			100	20
Finale Kriechspannung [MPa]	1440			1600	1640

Temperatur-Stufen-Test

Die inkrementellen Temperatur-Stufen-Tests werden mit Hilfe der Prüfmaschine Gleeble 3500 bei der Salzgitter Mannesmann Forschung GmbH durchgeführt, wobei die Erwärmung der Probe mit einer Aufheizrate von bis zu 10.000 K/s erfolgen kann. Die technische Dehnung $\varepsilon(t)$ wird mit einem Extensometer MTS 634.12F_25 gemessen, welcher der Genauigkeitsklasse 1 der DIN EN ISO 9513 zugeordnet ist. Zu Beginn des inkrementellen Temperatur-Stufen-Tests hat der Extensometer eine Anfangslänge von L_0 = 25 mm.

Die Ventilfederdrähte haben eine Probenlänge von L = 170 mm. An beiden Enden werden die Ventilfederdrähte mit einem Gewinde von 42 mm versehen, um ein Rutschen des Ventilfederdrahtes während des Versuches zu verhindern. Eine Darstellung der Probengeometrie ist in Abbildung 30 zu sehen.

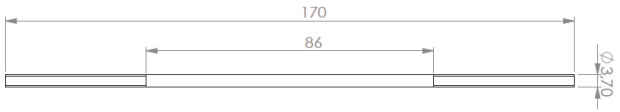
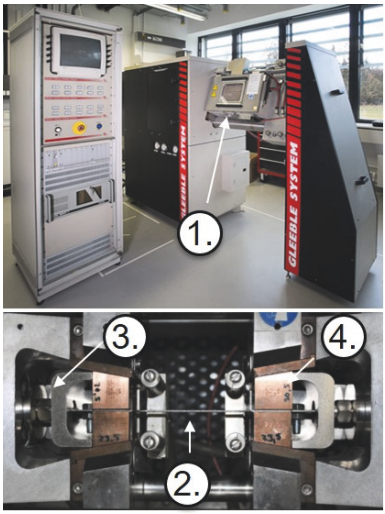


Abbildung 30: Probenform für die Temperatur-Stufen-Tests

Zur Veranschaulichung ist der Prüfstand in Abbildung 31 dargestellt.



1. Prüfraum
2. Ventilfederdraht
3. Fixierung mit Gewinde
4. Thermisch konduktiv leitende Klemmbacken

Abbildung 31: Beispielhafter Prüfaufbau der Gleeble 3500 [53], [54]

Der Ablauf eines inkrementellen Temperatur-Stufen-Tests ist folgend aufgelistet:

- Einspannen der Ventilfederdrähte in den Prüfraum
- Schließen des Prüfraums
- Festlegen der Kriechtemperaturintervalle
- Festlegen der konstanten Zugkraft
- Starten des Versuchs

Für die sprunghaften Änderungen der Temperatur werden Werte zwischen 10 K und 20 K vorgeschlagen, da so interne Strukturen, wie z.B. Versetzungsstrukturen, nicht verändert werden [30]. Die verschiedenen Versuchsparameter sind in Tabelle 7 zusammengefasst.

Tabelle 7: Versuchsparameter der Temperatur-Stufen-Tests

Federstähle	61SiMn8	64SiCrV6	58SiCrNiV8
Kriechspannung [MPa]	1400		
Initiale Kriechtemperatur [K]	363		
Kriechzeit / Sprung [min]	60		
Temperatursprung [K]	15		
Finale Kriechtemperatur [K]	438		

5.2 Numerische Methodik

In diesem Kapitel wird die Modellierung eines Abschnitts von einem Ventilfederdraht vorgestellt. Das Modell wird nachfolgend zur Simulation des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte unter Zug- sowie Torsionsbelastung verwendet, wobei die Simulation der uniaxialen Belastung zur Validierung des Modells dient. Für die Simulation des Kriechverhaltens sollen die aus den Kriechversuchen unter Zugbelastung ermittelten Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten der Kriechparameter zum Einsatz kommen. Die Finite-Elemente-Methode stellt die Grundlage zur Beantwortung der zweiten Forschungsfrage dar, welche die Übertragbarkeit einer ausgewählten mechanismenbasierten Kriechtheorie vom uniaxialen auf den biaxialen Belastungsfall überprüft.

5.2.1 Pre-Processing

Die Modellierung des geraden Ventilfederdrahtes erfolgt mit der Software ANSYS unter Verwendung eines Balkens vom Elementtyp Beam 188. Hierbei werden zwei Knoten miteinander verbunden, die den Anfang und Endpunkt des Balkens darstellen. Beide Knoten besitzen jeweils sechs Freiheitsgrade, wobei diese die Translation in die drei Raumrichtungen und die Rotation um die drei Achsen des Koordinatensystems beinhalten. Die Berechnungen beruhen grundsätzlich auf der Balkentheorie nach Timoshenko, wobei diese folgende Annahmen beinhaltet [55].

1. Die Länge des Balkens ist viel größer als der Querschnitt
2. Der Schwerpunkt der Querschnittsfläche des Balkens unterliegt bei Belastung nur einer Verschiebung
3. Die Verformungen sind klein
4. Es tritt keine Verwölbung auf
5. Es tritt nur ein eindimensionaler Spannungszustand auf
6. Die Querschnittsnormale ist nicht parallel zur Tangente der Biegelinie

Es gilt zu berücksichtigen, dass eine Abweichung von der Annahme Nr. 5 im Belastungsfall der Torsion stattfindet, da dort kein eindimensionaler Spannungszustand vorliegt. Zur Anpassung an einem Ventilfederdraht wird der Balken mit einem kreisförmigen Querschnitt versehen. Dabei wird die Geometrie durch den Radius *r* von 1,85 mm, der Anzahl der Teilungen des Umfangs und der Anzahl der Teilungen des Radius *r* bestimmt. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 32 gegeben.

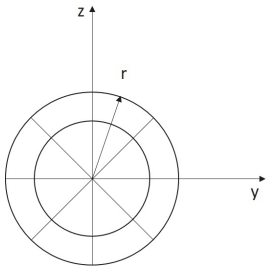


Abbildung 32: Teilungen des Umfangs und des Radius

Die Anzahl der Teilungen des Umfangs wird durch die acht Linien vom Mittelpunkt zum Umfang hervorgehoben, wohingegen die Anzahl der Teilungen des Radius *r* durch die zwei ringförmigen Linien dargestellt ist. Jeder Schnittpunkt der Linien wird als Knotenpunkt bezeichnet. Die Ergebnisse basieren auf den Berechnungen jedes einzelnen Knotenpunkts. Die Anzahl der Knotenpunkte wird für den einzelnen Belastungsfall an-

gepasst. Zu viele Knotenpunkte würden zu einer sehr hohen Rechenzeit führen, wohingegen es bei einer zu geringen Anzahl an Knotenpunkten zum Verlust der Genauigkeit kommt.

So ist mit einer homogenen Verteilung der Spannungs- und Dehnungsgrößen über den Querschnitt unter Zugbelastung zu rechnen, sodass auf eine Teilung des Radius verzichtet wird. Sämtliche Knotenpunkte liegen dementsprechend auf dem Rand des kreisförmigen Balkens. Der Umfang wird bei den Kriechversuchen unter Zugbelastung in 30 Teilstücke geteilt, um einen idealen Kreis approximieren zu können. Dies ermöglicht eine korrekte Berechnung der Zugspannungen aufgrund der vernachlässigbaren kleinen Abweichungen bezüglich der Querschnittsfläche.

Die Vernetzung bei der Torsionsbelastung erfolgt wesentlich feiner, da andernfalls ein starker Abfall der elastischen Schiebung zu Beginn des Kriechvorgangs zu beobachten wäre. Weiterhin würde die Gesamtschiebung zunächst sinken und erst nach einiger Zeit den Anfangswert wieder erreichen. Demzufolge wird der Umfang in 90 und der Radius in 60 Teilstücke unterteilt.

Da die Länge des Balkens keinen Einfluss auf die resultierenden Dehnungen bzw. Schiebungen hat, ist diese mit 32,3 mm festgelegt worden. Dies entspricht 1/10 der realen Drahtlänge bei den Kriechversuchen unter Torsionsbelastung. Der Knoten 1 wird im Ursprung des kartesischen Koordinatensystems und der Knoten 2 im Punkt mit den Koordinaten (32.3,0,0) gelegt. Diese Festlegung führt dazu, dass die Achse des Balkens der X-Achse des Koordinatensystems entspricht. Die sechs Freiheitsgrade des Knoten 1 bekommen den Wert null zugeordnet, was einer festen Einspannung gleichsteht. Dahingegen wird eine Zugkraft in X-Richtung bzw. ein Drehmoment um die X-Achse für den Knoten 2 vorgegeben.

Die Kräfte und Temperaturen für die Simulation unter Zug- sowie Torsionsbelastung entsprechen denen der vorher durchgeführten Experimente. Dabei gilt die Differenz

zwischen dem Temperaturnullpunkt und dem absoluten Nullpunkt von 273 K zu berücksichtigen. Innerhalb des ersten Lastschrittes wird nur die elastische Verformung betrachtet, wobei dieser in Abhängigkeit von der realen Belastungsdauer abgeschlossen ist. Während des nächsten Zeitschrittes wird zusätzlich die Kriechverformung mit einbezogen. Dieser ist nach einer Zeit von 100 s beendet und beinhaltet einen konstanten Zeitschritt von $\Delta t = 1$ s. Im letzten Zeitschritt wird die automatische Zeitfunktion von ANSYS genutzt. Hierbei erhöht sich der Zeitschritt Δt sukzessive von $\Delta t = 1$ s zu $\Delta t = 30$ s. Unter Zuhilfenahme der automatischen Zeitfunktion kann die Berücksichtigung der zeitlichen Abhängigkeit der Kriechrate im primären Bereich gewährleistet werden. Die Simulation endet bei einer Zeit von $t = 3600$ s.

5.2.2 Solution

Zur Simulation des Kriechverhaltens von Ventilfederdrähten unter Zug- bzw. Torsionsbelastung wird das implizite Euler-Verfahren in ANSYS verwendet. Im Gegensatz zum expliziten Euler-Verfahren besticht das implizite Euler-Verfahren mit seiner Stabilität, welche auch für beliebig große Zeitschritte Δt bestehen bleibt. Das implizite Euler-Verfahren wird aus dem hinteren Differenzenquotienten zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ bestimmt, wobei sich die Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ mit

$$\dot{\varepsilon}_{cr}(t + \Delta t) = \frac{\Delta \varepsilon_{cr}}{\Delta t} = \frac{\varepsilon_{cr}(t + \Delta t) - \varepsilon_{cr}(t)}{\Delta t} \tag{5.1}$$

berechnen lässt. Das Symbol $\Delta \varepsilon_{cr}$ stellt dabei die inkrementelle Kriechdehnung dar. Die Verhältnisse am Ende des Zeitschrittes werden als konstant angenommen. Da diese im Allgemeinen jedoch noch unbekannt sind, kann Gleichung (5.1) nur für den Fall einer konstanten Spannung σ und einer direkten Zeitabhängigkeit explizit gelöst werden. Für alle anderen Fälle muss ein Iterationsverfahren angewandt werden [56].

Obwohl bereits mehrere Kriechgesetze in ANSYS implementiert sind, kann auf ein bestehendes logarithmisches Gesetz wie in Gleichung (3.3) nicht zurückgegriffen werden.

Zur Implementierung eines solchen Kriechgesetzes muss sich der Möglichkeit einer selbst programmierten Subroutine bedient werden. Die Programmierung wird im Rahmen dieser Arbeit mit der Programmiersprache FORTRAN durchgeführt. Diese ist eine kompilierte Sprache, die zunächst durch einen Compiler in Maschinensprache umgewandelt werden muss und so jedes gewünschte Kriechgesetz in Form einer Subroutine eingebracht werden kann. Das Kompilieren sämtlicher Subroutinen und anschließende Verknüpfen mit dem Hauptprogramm kann durch ANSYS erfolgen [57].

Ein Programm in FORTRAN setzt sich aus einer oder mehreren Programmeinheiten zusammen, wobei ein Hauptprogramm zwingend erforderlich ist [58]. Zusätzlich können Subroutinen entweder in das Hauptprogramm oder in eine eigene Datei geschrieben werden. Subroutinen enthalten eine Liste von Formalparametern. Die einzelnen Formalparameter werden in Input-Variablen, Output-Variablen und Input/Output-Variablen unterteilt. Mit Hilfe der Formalparameter und dem implizierten Eulerverfahren kann z.B. die Kriechdehnung ε_{cr} bestimmt werden. Die verwendete Subroutine wird in jedem Iterationsschritt des zuvor beschriebenen Verfahrens aufgerufen, wobei das Iterationsverfahren an sich außerhalb der verwendeten Subroutine programmiert wird [56].

Die auf Grundlage der Verfestigungstheorie basierenden Dehnratengleichung für die inkrementelle Kriechdehnung $\Delta\varepsilon_{cr}$ lässt sich beispielhaft mit

$$\Delta\varepsilon_{cr} = \alpha^{VT} \cdot \beta^{VT} \cdot exp(-\varepsilon_{cr}/\alpha^{VT}) \cdot \Delta t \qquad (5.2)$$

beschreiben. Die partielle Ableitung der inkrementellen Kriechdehnung $\Delta\varepsilon_{cr}$ nach der Kriechdehnung ε_{cr} führt zu

$$\frac{\partial\Delta\varepsilon_{cr}}{\partial\varepsilon_{cr}} = \alpha^{VT} \cdot \beta^{VT} \cdot exp(-\varepsilon_{cr}/\alpha^{VT}) \cdot \frac{1}{\alpha^{VT}} \cdot \Delta t = \frac{\Delta\varepsilon_{cr}}{\alpha^{VT}}. \qquad (5.3)$$

Im Fall der partiellen Ableitung der inkrementellen Kriechdehnung $\Delta\varepsilon_{cr}$ nach der Spannung σ muss die Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter α^{VT} und β^{VT} berücksichtigt werden. Hierbei soll zu einem späteren Zeitpunkt auf die experimentell ermittelte Spannungsabhängigkeit geeigneter Kriechparameter zurückgegriffen werden.

5.2.3 Post-Processing

Nach einer erfolgreichen Berechnung können mit Hilfe des Post Processing die Ergebnisse der Simulation, wie z.B. die Dehnung ε oder die örtlich vorliegende Spannung σ, angezeigt werden. Dies kann u.a. zur Absicherung bzw. Überprüfung des Modells auf eine korrekte Wiedergabe der anliegenden mechanischen Belastungen dienen. So ist in Abbildung 33 die Spannung σ in X-Richtung bei einer Zugkraft von ca. 15 kN nach dem ersten Lastschritt zu sehen.

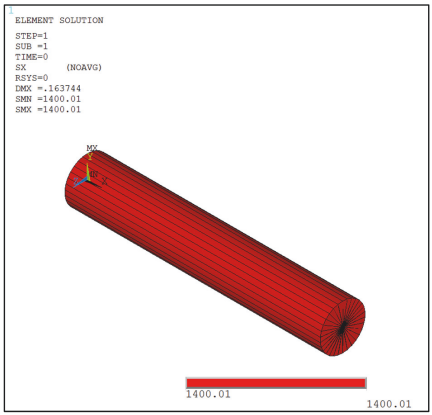


Abbildung 33: Simulierte Zugspannung im Ventilfederdraht

Die angezeigte Spannung σ von ca. 1.400 MPa befindet sich noch im elastischen Bereich des Federstahls, was ein Vergleich mit Hilfe der folgenden analytischen Berechnung

$$\sigma = \frac{4 \cdot F}{\pi \cdot d^2} = 1400\ MPa \tag{5.4}$$

ermöglicht. Aufgrund der nahezu identischen Werte der analytischen und simulierten Spannung σ kann generell von einer sehr guten Modellierung des Drahtabschnittes ausgegangen werden.

Die nachfolgende Abbildung 34 zeigt die Verteilung der Vergleichsspannung nach R. von Mises σ_{eq} über dem Querschnitt unter Anwendung eines Torsionsmomentes M_t von 8 Nm. Dabei wird wiederum nur der erste Lastschritt bei rein elastischer Verformung betrachtet. Erwartungsgemäß sind an der Oberfläche des Drahtes die höchsten Vergleichsspannungen σ_{eq} zu verzeichnen, welche in Richtung der neutralen Faser hin stetig abnehmen.

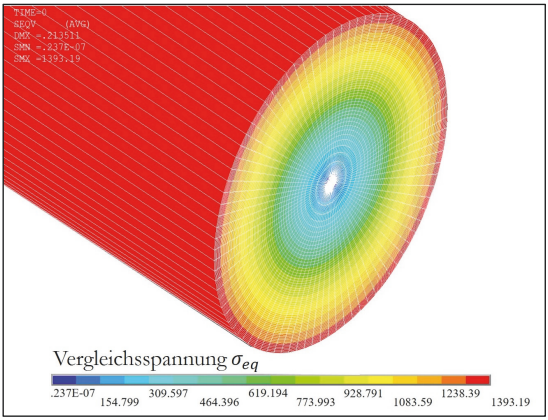


Abbildung 34: Spannungsverteilung über dem Querschnitt bei Torsion

Die numerisch bestimmte Vergleichsspannung σ_{eq} von ca. 1.393 MPa kann wiederum analytisch durch die Verwendung der Gleichung (2.3) für die maximale Torsionsspannung bei elastischer Verformung überprüft werden. Zur Umrechnung der Torsionsspannung τ in die Vergleichsspannung σ_{eq} wird die folgende Gleichung

$$\sigma_{eq} = \sqrt{3/2 \cdot S_{ij} \cdot S_{ij}} = \sqrt{3 \cdot I_2} = \sqrt{3} \cdot \tau \tag{5.5}$$

mit

$$I_2 = \frac{1}{2} \cdot (\tau^2 + \tau^2) = \tau^2 \tag{5.6}$$

benutzt. Hierbei stellt S_{ij} die Komponenten des Spannungsdeviators und I_2 die zweite Invariante des Spannungstensors dar. Für die entsprechenden Werte von d = 3,7 mm und M_t = 8 Nm ergibt sich eine Vergleichsspannung von $\sigma_{eq} \approx$ 1.393 MPa. In diesem Fall ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen der analytischen und der numerisch berechneten Lösung festzustellen.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der verschiedenen experimentellen Untersuchungen dargestellt und ausgewertet. Dabei wird zunächst auf die zeitliche Abhängigkeit der Kriechdehnung ε_{cr} von Ventilfederdrähten unter uniaxialer Zugbelastung eingegangen. Durch ein anschließendes Fitting des Kriechgesetzes der jeweiligen mechanismenbasierten Kriechtheorie an die experimentell ermittelte Kriechdehnung ε_{cr} können die jeweiligen Kriechparameter der beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien bestimmt werden. Es wird ebenfalls auf die Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der jeweiligen Parameter eingegangen, sodass die Grundlage zur Beantwortung der ersten Forschungsfrage geschaffen wird und eine zweistufige Validierung der beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien stattfinden kann. Weiterhin werden die Ergebnisse der Kriechversuche der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung präsentiert. Diese für die zweite Forschungsfrage notwendigen Prüfungen ermöglichen eine spätere Überprüfung der Übertragbarkeit des Kriechverhaltens unter Zugbelastung auf den biaxialen Belastungsfall. Schließlich werden die Parameter Aktivierungsvolumen v und Nettoaktivierungsenergie ΔG mit Hilfe von Spannungs-Stufen- bzw. Temperatur-Stufen-Tests angegeben und die Ergebnisse der Kriechversuche unter Zugbelastung mit Ventilfederdrähten, die eine unterschiedliche Wärmebehandlung erfahren haben, gezeigt. Somit kann bezüglich der dritten Forschungsfrage ein erster Einblick zum Einfluss der Technologie bzw. der Legierungszusammensetzung gewährt werden.

6.1 Materialanalysen der Ventilfederdrähte

IHT-Wärmebehandlung

In Abbildung 35 sind die Mikrostrukturen der einzelnen komplett induktiv vergüteten Federstähle dargestellt, wobei den gesamten Federstählen, d.h. a) dem 61SiMn8, b) dem 64SiCrV6 und c) dem 58SiCrNiV8, die Korngrößenkennzahl 12 zugeordnet werden

kann. Dies entspricht nach der DIN EN ISO 643 einer durchschnittlichen Korngröße von ca. 5,5 µm.

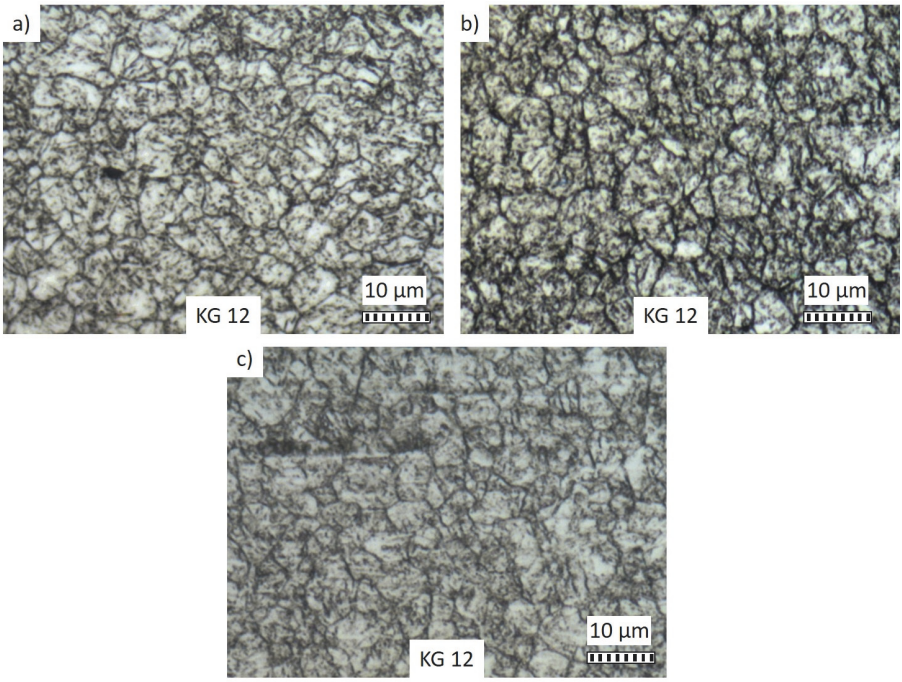


Abbildung 35: Mikrostruktur der Ventilfederdrähte von a) 61SiMn8, b) 64SiCrV6 und c) 58SiCrNiV8

Neben dem martensitischen Gefüge enthalten die Federstähle außerdem einen geringen Anteil an Restaustenit (RA), welcher für die induktiv vergüteten Federstähle 61SiMn8 ca. 9,3 %, 64SiCrV6 ca. 9,9 % und 58SiCrNiV8 ca. 10,8 % beträgt.

IHT- vs. FHT-Wärmebehandlung

Zusätzlich zur Phasenanalyse der komplett induktiv vergüteten Federstähle wurde eine Phasenanalyse des Federstahls 61SiMn8 unter Berücksichtigung beider unterschiedlicher Wärmebehandlungen, d.h. IHT und FHT, durchgeführt.

Mit Hilfe der entsprechenden Diffraktogramme in der folgenden Abbildung 36 kann eine Zuordnung der einzelnen Reflexe zu den vorhandenen Phasen erfolgen und Unterschiede zwischen den einzelnen Wärmebehandlungen nachgewiesen werden.

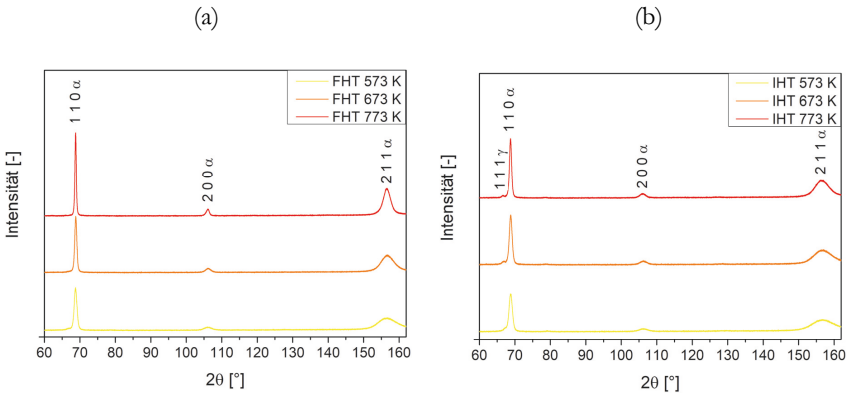


Abbildung 36: 2-Theta-Scans des 61SiMn8 mit (a) unterschiedlichen Anlasstemperaturen im Ofen und (b) unterschiedlichen Anlasstemperaturen beim induktiven Prozess

In beiden Diffraktogrammen sind deutlich die drei Reflexe der Netzebenen (1 1 0)α, (2 0 0)α und (2 1 1)α des Martensits zu erkennen. Dabei ist ersichtlich, dass die Breite der Peaks mit ansteigender Anlasstemperatur abnimmt. Weiterhin ist vor allem bei der induktiven Wärmebehandlung in Abbildung 36 (b) ein minimaler Reflex der Netzebene (1 1 1)γ sichtbar, der auf das Vorhandensein des bereits erwähnten Anteils an Restaustenit hindeutet.

6.2 Mechanische Eigenschaften der Ventilfederdrähte

IHT-Wärmebehandlung

Die mechanischen Eigenschaften unter Raumtemperatur der komplett induktiv vergüteten Federstähle sind in Tabelle 8 aufgeführt. Die Zugfestigkeit R_m aller Stahlgüten liegt

bei ca. 2.300 MPa, wobei bei Temperaturen unterhalb von 373 K der Begriff der Bruchfestigkeit geeigneter erscheint. Dies ist darauf zurückzuführen, dass beim Bruch der Probe teilweise noch ein ansteigender Verlauf der Spannungs-Dehnungs-Kurven in diesem Temperaturbereich erkennbar ist. Die jeweiligen Spannungs-Dehnungs-Diagramme sind dem Anhang 1 beigefügt.

Weiterhin sind die 0,2 % Dehngrenzen unter Druck- $R_{p0,2}^{D}$ bzw. Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ sowie die maximale Torsionsfestigkeit τ_m in Tabelle 8 enthalten. Aufgrund der Unterschiede zwischen den Dehngrenzen ist vom bereits erwähnten SDE bei den komplett induktiv vergüteten Federstählen auszugehen. Der kleinste Unterschied der 0,2 % Dehngrenzen liegt bei 138 MPa (61SiMn8). Die größte Differenz ist mit 291 MPa im Fall des Federstahls 58SiCrNiV8 festzustellen.

Tabelle 8: Charakterisierung der komplett induktiv vergüteten Ventilfederdrähte bei Raumtemperatur

Federstahl	R_m	$R_{p0,2}^{Z}$	$R_{p0,2}^{D}$	E	τ_m	$\tau_{0,04}$	G	**RA**
61SiMn8	2.279	2.161	2.299	204.000	1.811	1.299	79.443	9,3
64SiCrV6	2.303	2.163	2.345	197.000	1.828	1.305	80.327	9,9
58SiCrNiV8	2.313	2.159	2.450	194.000	1.835	1.313	79.162	10,8

Angaben in MPa, ausgenommen RA in %

Um die Zugfestigkeiten R_m, die 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ und die Elastizitätsmodule E der komplett induktiv vergüteten Ventilfederdrähte bei erhöhten Temperaturen bewerten zu können, sind diese in Abbildung 37 dargestellt. Die Temperaturabhängigkeit der drei mechanischen Eigenschaften kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Der erste Bereich ist bis zu einer Temperatur von ca. 360 K anzunehmen. Insbesondere bei den mechanischen Eigenschaften Zugfestigkeit R_m und 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{Z}$ ist zu erkennen, dass in diesem Bereich eine wesentlich geringere Temperaturabhängigkeit vorliegt. Bei Temperaturen oberhalb von 360 K offenbaren die Federstähle eine stärkere Temperaturabhängigkeit. Ein besonderes Augenmerk liegt auf der

Temperaturabhängigkeit der 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{z}$. Diese kann als Indiz für den Beginn der plastischen Verformung herangezogen werden. So wird bei einer höheren 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{z}$ unter der Annahme einer konstanten Temperatur eine größere Spannung σ für den Beginn der plastischen Verformung benötigt. Eine schwächere Temperaturabhängigkeit des Federstahls 61SiMn8 führt ab einer Temperatur von ca. 525 K zu einer höheren 0,2 % Dehngrenze $R_{p0,2}^{z}$ gegenüber dem 58SiCrNiV8. Ab dieser Temperatur ist eine größere plastische Verformung des 58SiCrNiV8 bei gleicher Spannung σ zu erwarten.

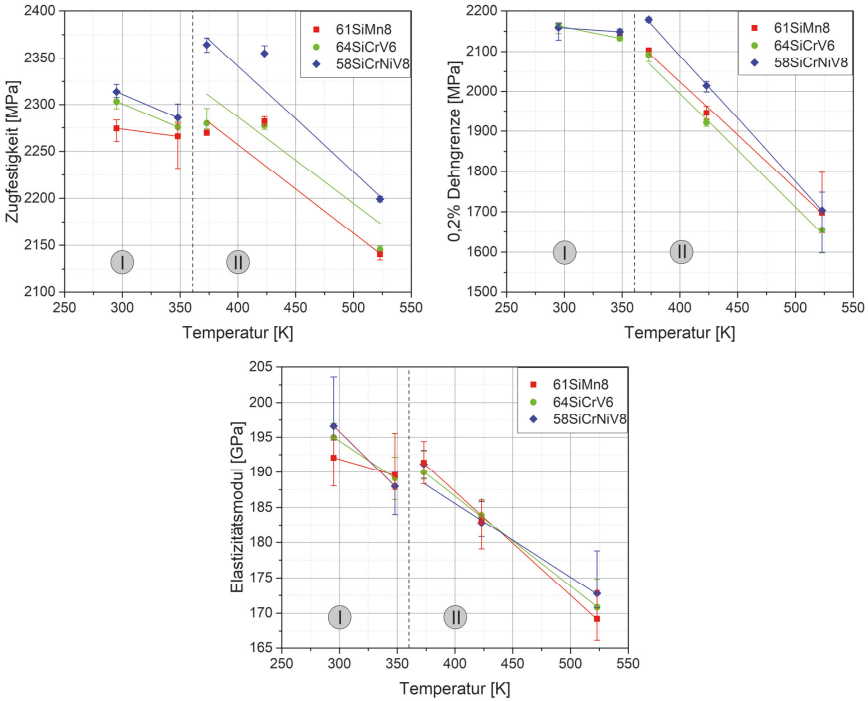


Abbildung 37: Temperaturabhängigkeit der mechanischen Eigenschaften der komplett induktiv vergüteten Federstähle

Abbildung 38 zeigt die Schubspannungs-Schiebungs-Diagramme der jeweiligen Federstähle. Die maximale Torsionsfestigkeit τ_m und die 0,04 % Torsionsfließgrenze $\tau_{0,04}$ können in Tabelle 8 nachgelesen werden. Eine wesentliche Erkenntnis besteht jedoch

darin, dass mit Hilfe der Verschiebung der elastischen Geraden, welche durch die gestrichelten Linien dargestellt ist, ein nicht linear elastisches Entlastungsverhalten der Federstähle nachgewiesen werden kann.

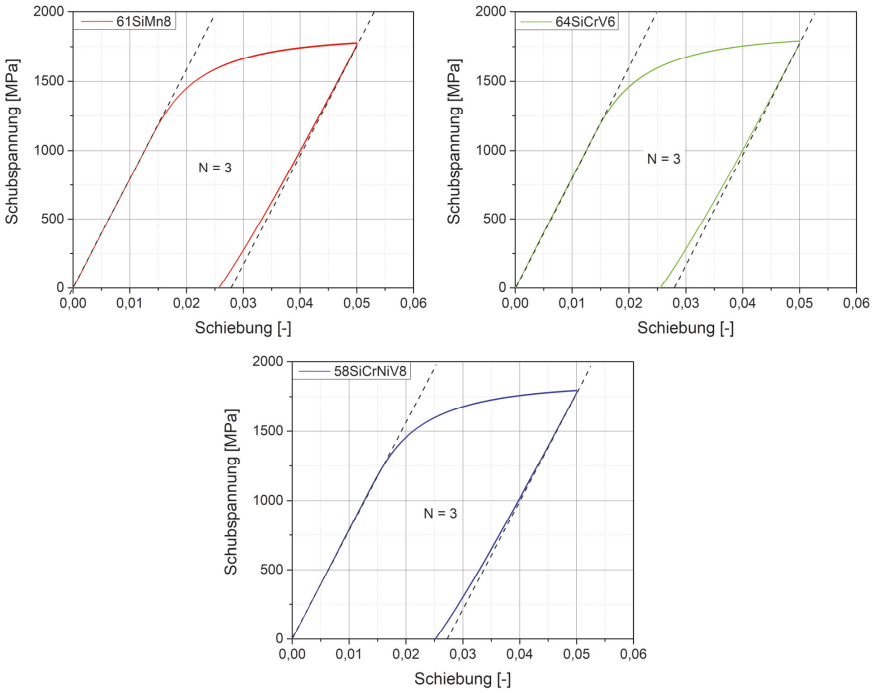


Abbildung 38: Schubspannung-Schiebungs-Diagramm der verschiedenen Federstähle bei Raumtemperatur

IHT- vs. FHT-Wärmebehandlung

Der Einfluss des jeweiligen Anlassprozesses sowie verschiedener Anlasstemperaturen auf die Zugfestigkeit R_m bzw. der 0,2 % Dehngrenze unter Zugbelastung $R_{p0,2}^z$ ist in Abbildung 39 (a) bzw. (b) am Beispiel des Federstahls 61SiMn8 zu sehen. Es gilt zu berücksichtigen, dass die Zugversuche unter Raumtemperatur durchgeführt wurden. Erwartungsgemäß ist eine Reduzierung der jeweiligen mechanischen Kenngröße mit Zunahme der Anlasstemperatur unabhängig von der Art der gewählten Wärmebehandlung

zu erkennen. Hervorzuheben ist, dass die im Ofen behandelten Ventilfederdrähte generell niedrigere Werte sowie eine stärkere Temperaturabhängigkeit aufweisen. Insbesondere die deutlich geringere 0,2 % Dehngrenze unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{z}$ wird bei der Auswahl der Spannung σ nachfolgender Kriechversuche unter Zugbelastung berücksichtigt.

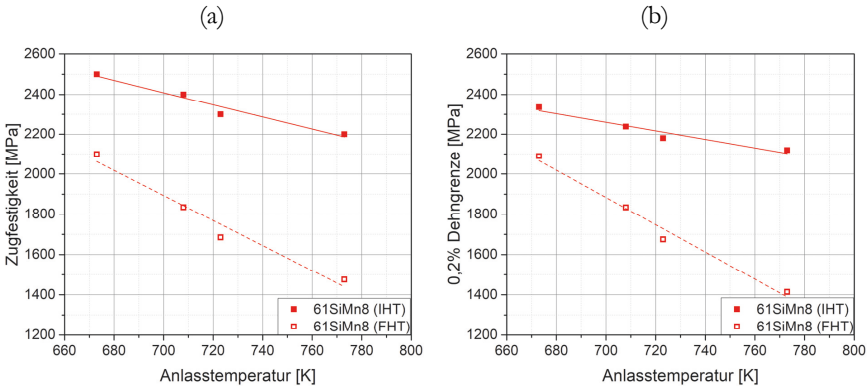


Abbildung 39: Abhängigkeit der (a) Zugfestigkeit bzw. der (b) 0,2% Dehngrenze von der Anlasstemperatur unter Berücksichtigung des Ofen- (FHT) bzw. induktiven Anlassprozesses (IHT)

6.3 Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung

Um das Kriechverhalten der martensitischen Federstähle unter Berücksichtigung einer homogenen Spannungsverteilung über den Querschnitt untersuchen zu können, wurden Kriechversuche unter Zugbelastung durchgeführt. Die Temperatur T und die Spannung σ wurden so variiert, dass der Einfluss beider Größen auf die zeitlich abhängige Kriechdehnung ε_{cr} und auf die Kriechparameter der jeweiligen mechanismenbasierten Kriechtheorie herausgearbeitet werden kann. Ebenfalls wird die Kriechfestigkeit der aktuellen Federstähle offenbart. Mit Hilfe der inkrementellen Stufen Tests kann die Grundlage zur Identifikation der Art des Hindernisses bzw. des thermisch aktivierten Mechanismus gelegt werden.

6.3.1 Kriechversuche im Niedrigtemperaturbereich

Die Abbildung 40 zeigt die Kriechdehnungen ε_{cr} der Federstähle bei verschiedenen Temperaturen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird nur jede 200. Sekunde ein experimenteller Wert abhängig vom Federstahl als Quadrat, Kreis bzw. Dreieck im Diagramm gezeigt. Ebenso spiegelt jede Kriechkurve nur eine Messung wider. Diese Entscheidung basiert auf der sehr guten Wiederholbarkeit vorangestellter Messungen, welche dem Anhang 2 beigefügt sind. Darin ist deutlich zu sehen, dass die jeweiligen drei Messungen der einzelnen Federstähle nahezu identisch sind. Zur Bestimmung eines geeigneten Kriechgesetzes wird das Fitting in Abhängigkeit der entsprechenden mechanismenbasierten Kriechtheorie mit der Gleichung (3.3) bzw. (3.13) durchgeführt. Zwischen beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien ist jedoch grafisch kein Unterschied zu erkennen, da beide Fitting Kurven in der Abbildung 40 übereinander liegen.

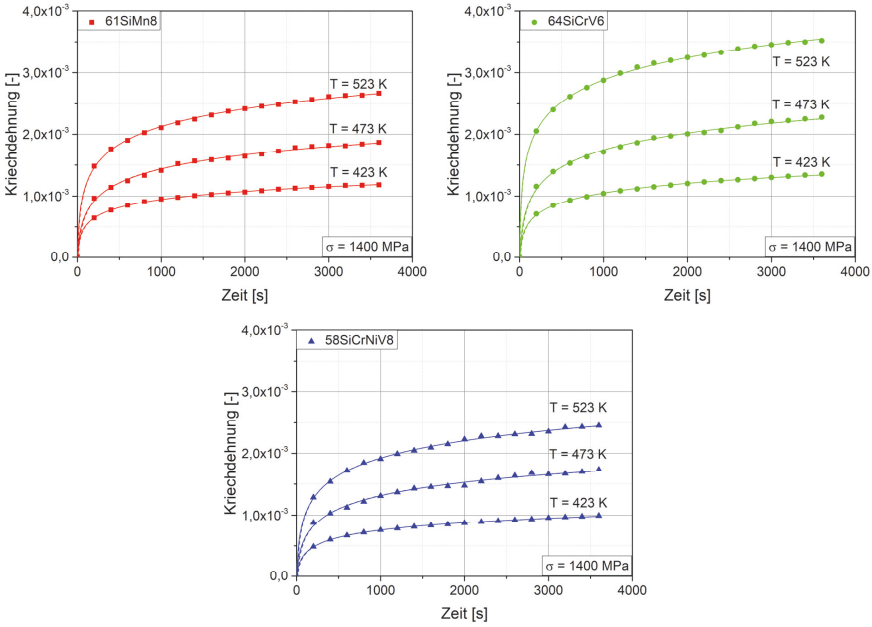


Abbildung 40: Zeitabhängige Kriechdehnung unter uniaxialer Belastung bei unterschiedlichen Temperaturen

Es wird verdeutlicht, dass bei einer konstanten Spannung σ von 1.400 MPa die Kriechdehnung ε_{cr} mit Zunahme der Temperatur ebenfalls ansteigt. Nichtsdestotrotz bleibt die Kriechdehnung ε_{cr} innerhalb einer Stunde selbst bei einer Temperatur von 523 K unterhalb von 1 %. Mit Hilfe des Fittings können die Kriechparameter der jeweiligen Kriechraten-kontrollierenden Theorie bestimmt werden. Die einzelnen Werte der Kriechparameter sowie die Bestimmtheitsmaße R^2 sind für jeden Federstahl in den nachfolgenden drei Tabellen 9 – 11 zusammengefasst. Letztere deuten darauf hin, dass beide Kriechraten-kontrollierenden Theorien zur Beschreibung des zeitlichen Verlaufs der Kriechdehnung ε_{cr} geeignet sind. Während die Kriechparameter α^{VT} und α^{ET} mit Zunahme der Temperatur ebenfalls ansteigen, liegt ein solcher Trend bei den Kriechparameter β^{VT} und β^{ET} nicht vor. Die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter soll im nachfolgenden Kapitel 7 diskutiert werden, um eine Verifizierung der Kriechraten-kontrollierenden Theorien vornehmen zu können.

Tabelle 9: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 61SiMn8

Temperatur [K]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
423	1,89	14,77	0,99	1,87	15,60	0,99
473	3,30	7,70		3,24	8,55	
523	4,23	15,16		4,19	16,06	

Tabelle 10: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 64SiCrV6

Temperatur [K]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
423	2,27	10,17	0,99	2,23	11,04	0,99
473	4,04	7,34		3,96	8,18	
523	5,18	26,12		5,15	26,98	

Tabelle 11: Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 58SiCrNiV8

Temperatur [K]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
423	1,77	7,18	0,99	1,73	7,96	0,99
473	3,14	6,46		3,06	7,33	
523	4,13	10,44		4,07	11,25	

Die gute Beschreibung der zeitlich abhängigen Kriechdehnung ε_{cr} durch die beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien ist ebenfalls bei den Kriechversuchen mit einer konstanten Temperatur von 423 K und unterschiedlichen Spannungen σ in Abbildung 41 zu erkennen.

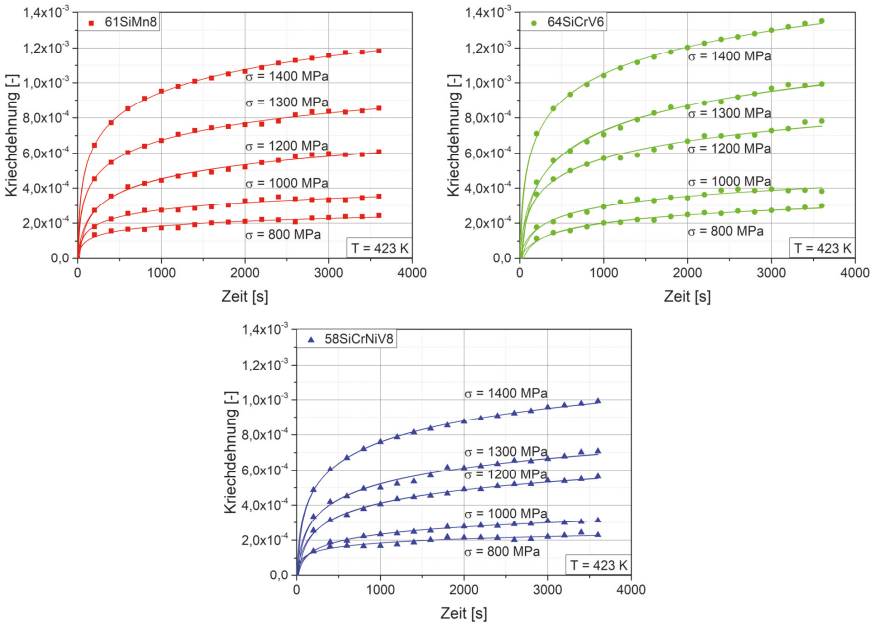


Abbildung 41: Zeitabhängige Kriechdehnung unter uniaxialer Belastung für unterschiedliche Spannungen

Wie bei der Erhöhung der Temperatur, steigt auch an dieser Stelle die Kriechdehnung ε_{cr} mit Zunahme der Spannung σ. Die einzelnen Werte der Kriechparameter sowie die Angaben zum Bestimmtheitsmaß R^2 sind wiederum für jeden Federstahl in den nachfolgenden drei Tabellen 12 – 14 aufgelistet.

Vergleichbar zur Temperaturabhängigkeit steigen die Kriechparameter α^{VT} und α^{ET} mit Zunahme der Spannung σ, wohingegen ein solcher Trend bei den Kriechparameter β^{VT} und β^{ET} nicht zu beobachten ist.

Tabelle 12: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 61SiMn8

Spannung [MPa]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
800	0,39	11,34	0,98	0,38	12,53	0,98
1000	0,59	10,40	0,99	0,58	11,18	0,99
1200	1,21	4,13		1,17	4,88	
1300	1,39	12,44		1,38	13,25	

Tabelle 13: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 64SiCrV6

Spannung [MPa]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
800	0,70	1,60	0,99	0,64	2,30	0,99
1000	0,87	2,86		0,83	3,54	
1200	1,46	4,91		1,41	5,74	
1300	2,11	3,00		2,01	3,73	

Tabelle 14: Spannungsabhängigkeit der Kriechparameter der Kriechraten-kontrollierenden Theorien für den 58SiCrNiV8

Spannung [MPa]	Verfestigungstheorie			Erschöpfungstheorie		
	α^{VT} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{VT} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]	α^{ET} $\cdot 10^{-4}$ [-]	β^{ET} $\cdot 10^{-2}$ $[s^{-1}]$	R^2 [-]
800	0,33	26,08	0,97	0,33	27,36	0,97
1000	0,61	4,53	0,99	0,59	5,24	0,99
1200	1,14	3,60		1,09	4,35	
1300	1,34	4,72		1,30	5,56	

Ein Vergleich der Kriechbeständigkeit bzw. der Verfestigung der Federstähle wird in Abbildung 42 ermöglicht.

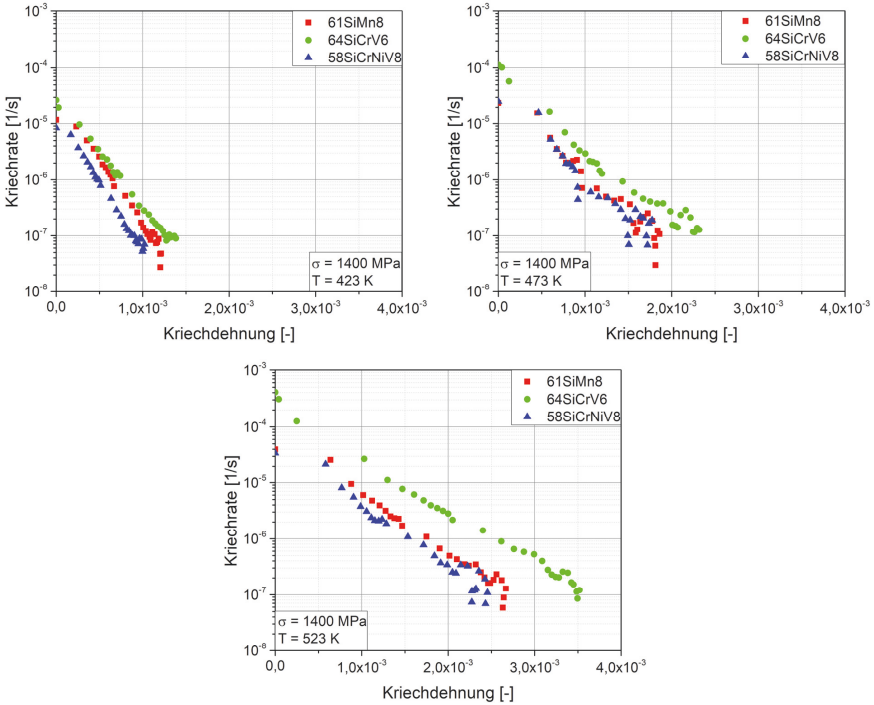


Abbildung 42: Kriechrate vs. Kriechdehnung

Diesbezüglich ist der Zusammenhang zwischen der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ und der Kriechdehnung ε_{cr} für eine Spannung von 1.400 MPa und den verschiedenen Temperaturen von 423 K, 473 K und 523 K semilogarithmisch dargestellt. Dabei wird zur Bestimmung der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ die zeitliche Ableitung der experimentellen Kriechdehnung ε_{cr} gebildet. In den ersten 200 Sekunden werden die Kriechdehnungen ε_{cr} und Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ in einem Intervall von 20 Sekunden betrachtet. Darüber hinaus wird zur Übersichtlichkeit nur noch jede 200. Sekunde berücksichtigt.

Grundsätzlich ist festzustellen, dass der Federstahl 58SiCrNiV8 die höchste Kriechfestigkeit im untersuchten Temperaturbereich aufweist. Dies wird anhand der geringsten Kriechdehnung ε_{cr} ersichtlich. Weiterhin ist ein unterschiedliches Verfestigungsverhalten der beiden Federstähle 58SiCrNiV8 und 61SiMn8 gegenüber dem Federstahl 64SiCrV6 zu verzeichnen. Dies wird insbesondere in dem Anfangsbereich durch ein abweichendes nichtlineares Verhalten der beiden erstgenannten Federstähle verdeutlicht. Anschließend zeigen die Verfestigungskurven der gesamten Federstähle einen annähernd linear abfallenden Verlauf, welcher den Verbleib im primären Kriechbereich offenbart.

Einfluss unterschiedlicher Wärmebehandlungen

Hauptsächlich werden die Art und Dauer einer Wärmebehandlung so gewählt, um verschiedene Festigkeiten im Werkstoff gezielt einzustellen. Der Einfluss der Art der Wärmebehandlung, d.h. der IHT- bzw. FHT-Wärmebehandlung, auf die Zugfestigkeit R_m bzw. auf die 0,2 % Dehngrenze unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{z}$ ist bereits in Abbildung 39 (a) bzw. (b) dargestellt.

Die Auswirkungen der IHT- bzw. FHT-Wärmebehandlung sowie verschiedener Anlasstemperaturen auf die Kriechbeständigkeit der Federstähle wurde jedoch noch nicht genauer betrachtet. Aus diesem Grund soll dies beispielhaft für den Federstahl 61SiMn8 in der folgenden Abbildung 43 erfolgen. Die Kriechdehnungen ε_{cr} des IHT-behandelten 61SiMn8 sind in der Abbildung 43 (a) und (c) zu finden, wohingegen die des FHT-

behandelten 61SiMn8 in (b) und (d) gezeigt werden. Zur besseren Sichtbarkeit der Unterschiede zwischen den beiden Wärmebehandlungen und deren Anlasstemperaturen wurden an dieser Stelle verschiedene Skalierungen bei den beiden Wärmebehandlungen verwendet.

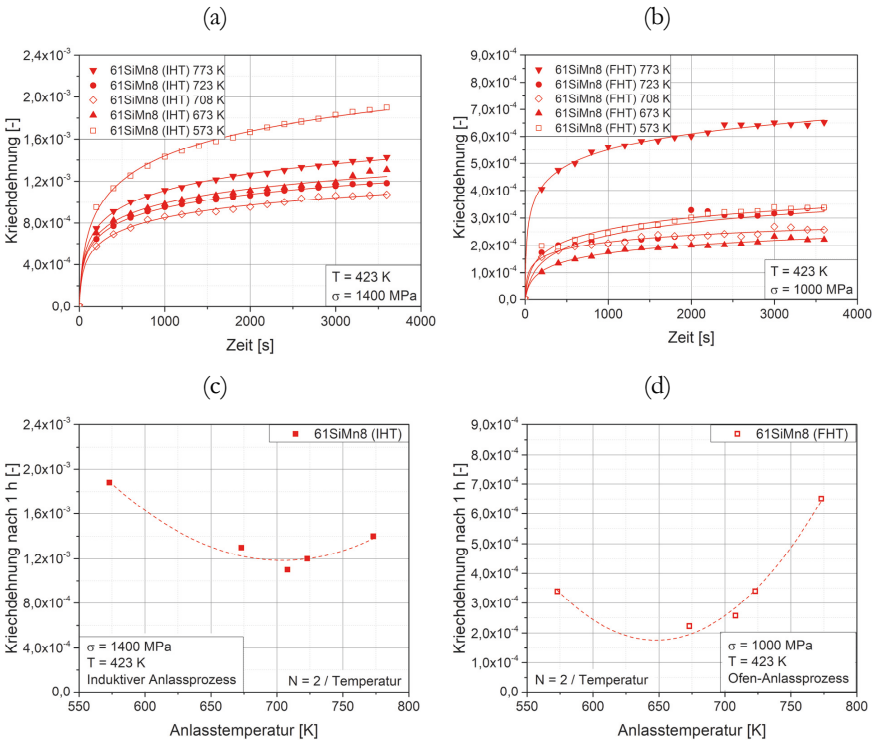


Abbildung 43: Kriechdehnung des 61SiMn8 unter Zugbelastung bei (a) und (c) der IHT- sowie (b) und (d) der FHT-Wärmebehandlung

Bei der Betrachtung der Diagramme gilt es weiterhin zu berücksichtigen, dass aufgrund der niedrigeren 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{z}$ beim Ofen-Anlassprozess eine um 400 MPa geringere Spannung σ während der Kriechversuche angewendet wurde. Das Verhältnis zwischen der Spannung σ und der 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{z}$ liegt beim induktiven Anlassprozess im Bereich von 0,60 – 0,66.

Aufgrund einer zu hohen Sprödigkeit kann jedoch keine Angabe zur 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{z}$ bei einer Anlasstemperatur von 573 K gemacht werden. Im Gegensatz dazu ist eine Berechnung aller Werte bei dem Ofen-Anlassprozess möglich, wobei das Verhältnis zwischen 0,40 – 0,70 liegt.

In den jeweiligen Abbildung 43 (a) und (b) sind die experimentell ermittelten Werte mit den entsprechenden Symbolen für jede 200. Sekunde dargestellt. Zusätzlich wurde zur Veranschaulichung ein Fitting mit dem logarithmischen Gesetz der Verfestigungstheorie durchgeführt. Lediglich bei einer Temperatur von 723 K im Ofen-Anlassprozess sinkt das Bestimmtheitsmaß R^2 von 0,99 auf 0,89 ab. Dies kann auf den leicht sprunghaften Anstieg der Kriechdehnung ε_{cr} nach ca. 2.000 Sekunden zurückzuführen sein, was unter Umständen auf einem Fehler während der Messung zurückzuführen ist.

In den Abbildung 43 (c) und (d) werden aus Gründen der Übersichtlichkeit noch einmal die Kriechdehnungen ε_{cr} nach einer Stunde gezeigt. Dabei ist ein deutlicher Einfluss der Temperatur während des Anlassprozesses auf die Kriechdehnung ε_{cr} des Federstahls 61SiMn8 zu beobachten. Zur Visualisierung ist zusätzlich eine Parabel mit Hilfe einer gestrichelten Linie angedeutet, die ihren Scheitelpunkt in Abhängigkeit vom ausgewählten Prozess in einem Temperaturbereich zwischen 700 K – 725 K (IHT) bzw. 675 K – 700 K (FHT) hat. Bei dieser Temperatur ist demnach von der geringsten Kriechdehnung ε_{cr} auszugehen.

6.3.2 Temperatur-Stufen-Tests

Die Kriechdehnungen ε_{cr} der Temperatur-Stufen-Tests sind in Abbildung 44 dargestellt. Dabei ist ein Anstieg der zeitlich abhängigen Kriechdehnung ε_{cr} innerhalb jedes einzelnen Temperaturabschnittes zu erkennen. Nach jeder Temperaturänderung von $\Delta T = 15$ K kommt es außerdem zu einer Erhöhung der Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$, welche durch die Steigung der Kriechkurve definiert ist. Die Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ werden durch ein geeignetes Fitting an die experimentell ermittelten Kriechdehnungen ε_{cr} und dem anschließenden

zeitlichen Ableiten der gefitteten Kriechdehnung ε_{cr} bestimmt. Dies ist notwendig, da die experimentellen Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ eine zu große Streuung aufweisen.

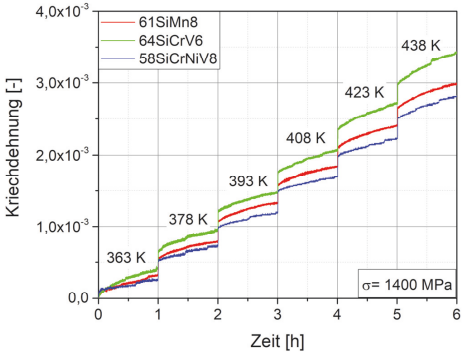


Abbildung 44: Temperatur-Stufen-Tests unter uniaxialer Belastung

Unter der Annahme, dass sich während des Temperatursprungs die Versetzungsstruktur nicht ändert und die Verfestigung der Federstähle auf Grundlage der Verfestigungstheorie abläuft, kann die Nettoaktivierungsenergie ΔG nach Gleichung (3.6) ermittelt werden. Die Nettoaktivierungsenergien ΔG der verschiedenen Federstähle sind in Tabelle 15 aufgelistet.

Tabelle 15: Nettoaktivierungsenergien der Federstähle

Federstahl	**Nettoaktivierungsenergie ΔG [$kcal/mol$]**				
	363 K – 378 K	**378 K – 393 K**	**393 K – 408 K**	**408 K – 423 K**	**423 K – 438 K**
61SiMn8	13,2	38,0	36,2	38,3	34,6
64SiCrV6	26,3	25,8	25,8	19,8	27,0
58SiCrNiV8	4,6	11,5	17,5	8,1	19,1

Die zu beobachteten unterschiedlichen Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ basieren demnach auf die verschiedenen Nettoaktivierungsenergien ΔG der einzelnen Federstähle. Innerhalb eines Federstahls sind mit Ausnahme vereinzelter Ausreißer nur geringe Änderungen festzustellen. Die gemittelten Nettoaktivierungsenergien ΔG der Federstähle 61SiMn8, 64SiCrV6

und 58SiCrNiV8 liegen bei 32,06 kcal/mol, 24,94 kcal/mol und 12,16 kcal/mol. Eine Interpretation der Nettoaktivierungsenergien ΔG findet im anschließenden Kapitel statt.

6.3.3 Spannungs-Stufen-Tests

Die Kriechdehnungen ε_{cr} der Spannungs-Stufen-Tests sind in Abbildung 45 (a) und (b) dargestellt. Vergleichbar zu den Temperatur-Stufen-Tests sind die sprunghaften Anstiege der Kriechdehnungen ε_{cr} in den Änderungen der Spannung σ begründet. In Abbildung 45 (a) werden die verschiedenen Federstähle gegenübergestellt, wohingegen in Abbildung 45 (b) die Haltezeit t, das Spannungsniveau σ oder die Spannungsänderung $\Delta\sigma$ im Fall des Federstahls 64SiCrV6 variieren. Die Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ werden wie bei den Temperatur-Stufen-Tests ermittelt.

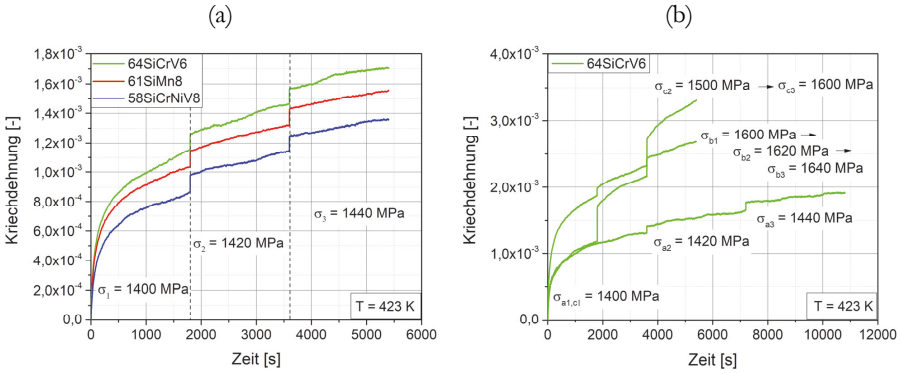


Abbildung 45: Spannungs-Stufen-Tests unter uniaxialer Belastung

Das Aktivierungsvolumen v kann ebenfalls unter der Annahme, dass sich während des Spannungssprungs $\Delta\sigma$ die Versetzungsstruktur nicht verändert und die Verfestigung des Federstahls der Verfestigungstheorie folgt, nach Gleichung (3.8) berechnet werden. Die Aktivierungsvolumen v der verschiedenen Federstähle sind in Tabelle 16 zusammengefasst.

Tabelle 16: Aktivierungsvolumen der verschiedenen Federstähle

Federstahl	**Aktivierungsvolumen v [$\cdot 10^{-28} m^3$ | b^3]**	
	1400 MPa → 1420 MPa	**1420 MPa → 1440 MPa**
61SiMn8	0,55 | 4	1,09 | 7
64SiCrV6	0,14 | 1	1,03 | 7
58SiCrNiV8	1,74 | 12	0,75 | 5

Unter Berücksichtigung des für martensitische Stähle typischen Burgers Vektor b und dem dazugehörigen Atomabstand a

$$b = \frac{a}{2} \cdot [1\,1\,1] \text{ mit } a = 0{,}2869 \text{ nm} \qquad (6.1)$$

bewegen sich die Aktivierungsvolumen v in einem Bereich von $1b^3$ — $12b^3$. In der nachfolgenden Tabelle 17 sind die Aktivierungsvolumen v des Federstahls 64SiCrV6 mit Bezug auf die verschiedenen Variationen aufgelistet.

Tabelle 17: Aktivierungsvolumen des Federstahls 64SiCrV6

Variationen	**Aktivierungsvolumen v [$\cdot 10^{-28} m^3$ | b^3]**	
	$\Delta\sigma_1$	$\Delta\sigma_2$
(a) $t = 1h$	1,17 | 8	1,15 | 8
(b) $\sigma = 1600\,MPa$	1,91 | 13	1,34 | 9
(c) $\Delta\sigma = 100\,MPa$	0,66 | 4	1,24 | 8

Trotz der Änderungen der Kriechzeit t, des Spannungsniveaus σ und der abrupten Spannungsänderung $\Delta\sigma$ unterscheiden sich die Aktivierungsvolumen v nicht wesentlich von den zuvor ermittelten Aktivierungsvolumen v. In den verschiedenen Versuchsdurchführungen liegen diese in einem Bereich zwischen $4b^3$ — $13b^3$. Vergleichbar zur Nettoaktivierungsenergie ΔG findet die Interpretation der Werte im nachfolgenden Kapitel statt.

6.3.4 Zusammenfassung der Kriechversuche unter Zugbelastung

Die Ergebnisse der Kriechversuche unter Zugbelastung haben gezeigt, dass sich die zeitabhängige Kriechdehnung ε_{cr} im Rahmen der untersuchten Temperatur- und Spannungsbereiche sehr gut mit dem logarithmischen Gesetz aus Gleichung (3.3) bzw. der Gleichung (3.13) beschreiben lässt und sich die Kriechdehnung ε_{cr} selbst bei der größten Temperatur-Spannungs-Konstellation nach einer Stunde unterhalb von 1 % im primären Kriechbereich befindet. Die sehr gute Übereinstimmung der beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien mit den experimentell ermittelten Kriechdehnungen ε_{cr} ermöglichte schließlich die Bestimmung der jeweiligen Kriechparameter. Aufgrund der Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten der verschiedenen Kriechparameter kann im folgenden Kapitel die Eignung der beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien zur Beschreibung des Kriechverhaltens im Niedrigtemperaturbereich final überprüft werden.

Es konnte weiterhin ein deutlicher Unterschied in den Kriechergebnissen der Ventilfederdrähte unter Berücksichtigung der verschiedenen Wärmebehandlungen festgestellt werden. Bei den Kriechversuchen der Ventilfederdrähte mit einem Ofen-Anlassprozess (FHT) wurde aufgrund der wesentlich geringeren 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ sowie deren deutlich höherer Temperaturabhängigkeit eine um 400 MPa reduzierte Spannung σ angewendet. Bei gleicher Beanspruchung wären die FHT wärmebehandelten Ventilfederdrähte sonst fast ausschließlich bei einem höheren Verhältnis zwischen der Spannung σ und der 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ geprüft worden. Dies wäre insbesondere bei einer Temperatur von 773 K mit einem Verhältnis von ca. 0,98 der Fall gewesen. Bei einem Vergleich der IHT und FHT wärmebehandelten Ventilfederdrähten wurde nach der Angleichung des Verhältnisses zwischen der Spannung σ und der 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ eine permanent geringere Kriechdehnungen ε_{cr} bei den FHT wärmebehandelten Ventilfederdrähten festgestellt, was den technologischen Einfluss auf das Kriechverhalten der Federstähle verdeutlicht.

Des Weiteren konnten die Nettoaktivierungsenergien ΔG und Aktivierungsvolumen v mit Hilfe von Temperatur-Stufen- bzw. Spannungs-Stufen-Tests berechnet werden. Es hat sich gezeigt, dass sich die Nettoaktivierungsenergien ΔG der drei Federstähle innerhalb der gleichen Größenordnung bewegen und über die verschiedenen Temperaturstufen als annähernd konstant für die jeweiligen Federstähle angenommen werden können. Hervorzuheben ist, dass ein deutlicher Unterschied der Nettoaktivierungsenergien ΔG zwischen den einzelnen Federstählen festzustellen ist. Die mit Hilfe der Spannungs-Stufen-Tests ermittelten Aktivierungsvolumen v liegen im Rahmen der Untersuchungen einheitlich in einem Bereich zwischen $1b^3 - 13b^3$. Eine Interpretation der beiden Aktivierungsparameter findet im Kapitel 7 statt, sodass Hinweise zur Art der Hindernisse bzw. zum thermisch aktivierten Mechanismus gegeben werden können.

6.4 Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung

Die Ergebnisse der Kriechversuche unter Torsionsbelastung sind in Abbildung 46 dargestellt, wobei die einzelnen Diagramme die Zeitabhängigkeit des Kriechverdrehwinkels φ_{cr} der jeweiligen Federstähle bei verschiedenen Torsionsmomenten M_t zeigen. Da die experimentell gemessenen Kriechkurven eine größere Streuung im Vergleich zu den Kriechversuchen der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung aufweisen, wird jeweils das arithmetische Mittel der gemessenen Kriechkurven abgebildet. Die einzelnen Messungen werden zusätzlich im Anhang 2 präsentiert.

Wie bei den Kriechversuchen unter Zugbelastung sind die experimentellen Werte mit Hilfe von verschiedenen Symbolen gekennzeichnet. Zusätzlich wurde ein Fitting mit den beiden Kriechraten-kontrollierenden Theorien durchgeführt, welches jedoch nur zur Visualisierung des Trends der experimentellen Werte genutzt werden soll. Da sich beide Verläufe der Kriechraten-kontrollierenden Theorien wiederum nicht unterscheiden, ist nur eine Linie erkennbar.

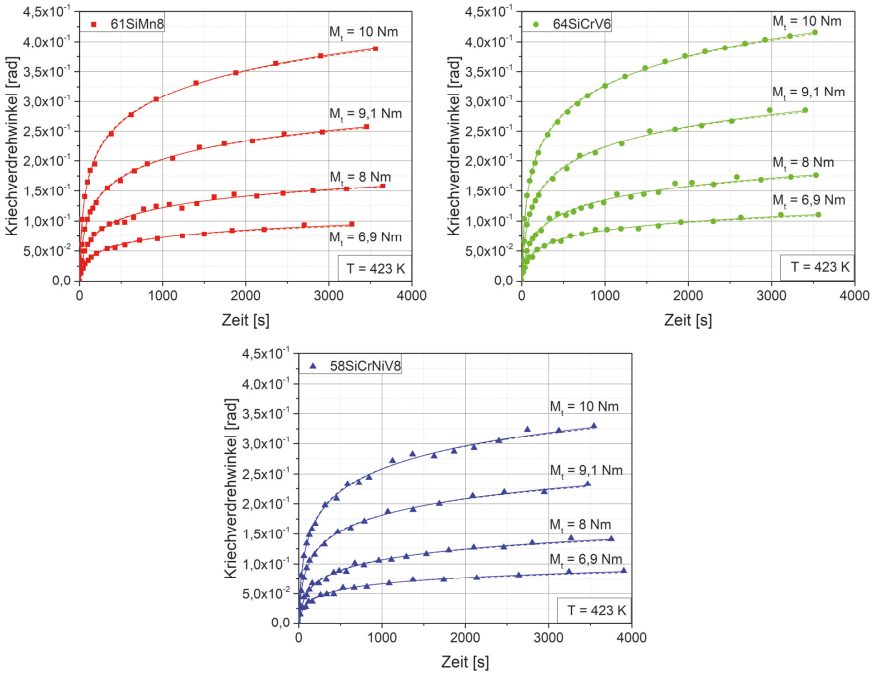


Abbildung 46: Zeitabhängiger Kriechverdrehwinkel bei vier verschiedenen Torsionsmomenten

Erwartungsgemäß zeigen die Kriechversuche unter Torsionsbelastung einen Anstieg des zeitabhängigen Kriechverdrehwinkels φ_{cr} mit Zunahme des Torsionsmoments M_t. Die Bestimmtheitsmaße R^2 zwischen 0,98 und 0,99 weisen auch in diesem Fall auf eine sehr gute Übereinstimmung der Fittings der logarithmischen Gesetze der Verfestigungs- bzw. Erschöpfungstheorie mit den zeitabhängigen Kriechverdrehwinkel φ_{cr} hin.

Aufgrund der inhomogenen Schubspannungen τ über den Querschnitt können die Kriechparameter der jeweiligen Kriechraten-kontrollierenden Theorie keiner definierten Schubspannung τ zugeordnet werden. Die sich ergebenden Werte der Kriechparameter setzen sich diesbezüglich vielmehr aus mehreren über den Querschnitt verteilten Schubspannungen τ zusammen, die in Abhängigkeit der Länge und des Drahtdurchmessers der verwendeten Ventilfederdrähte variieren. Aus diesem Grund wird von einer

näheren Betrachtung der Schubspannungs- bzw. Momentenabhängigkeit der Kriechparameter abgesehen. Einen Überblick zur Verfestigung der einzelnen Federstähle bietet wiederum die semilogarithmische Darstellung der Kriechverdrehrate $\dot{\varphi}_{cr}$ über den Kriechverdrehwinkel φ_{cr} in Abbildung 47.

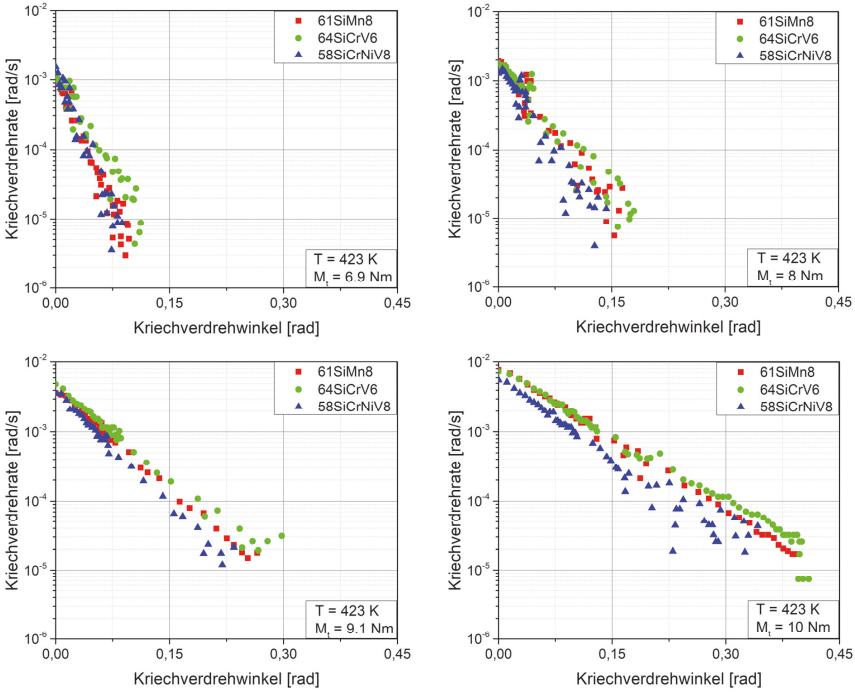


Abbildung 47: Kriechrate vs. Kriechverdrehwinkel unter Torsionsbelastung

Obwohl insbesondere bei den beiden niedrigeren Torsionsmomenten M_t der Einfluss der Streuung deutlich zu erkennen ist, zeichnet sich der Federstahl 58SiCrNiV8, wie auch bei den uniaxialen Kriechversuchen, durch eine minimal schnellere Verfestigung mit Zunahme des Kriechverdrehwinkels φ_{cr} gegenüber den anderen Federstählen aus. Der Federstahl 64SiCrV6 weist erneut die niedrigste Kriechbeständigkeit auf.

Im Gegensatz zu den Kriechversuchen unter Zugbelastung ist zu Beginn des Kriechens kein signifikant nicht linearer Bereich sichtbar. Vielmehr ergibt sich ein durchgehend linear fallender Verlauf, der auch an dieser Stelle auf den Verbleib der Federstähle im primären Kriechbereich innerhalb einer Stunde hindeutet. Eine Überprüfung der Übertragbarkeit des Kriechverhaltens unter Zugbelastung auf das Kriechverhalten unter Torsionsbelastung soll im nachfolgenden Kapitel erfolgen.

7 Diskussion

Das Ziel dieses Kapitels ist das kritische Auseinandersetzen mit den experimentell ermittelten Ergebnissen, wobei zunächst auf die mechanischen Eigenschaften der Federstähle und anschließend auf das Kriechverhalten bei niedrigen Temperaturen eingegangen wird. Des Weiteren werden zur Beantwortung der 1. Forschungsfrage die beiden bestehenden Kriechraten-kontrollierenden Theorien des Niedrigtemperaturkriechens mit Hilfe der Spannungs- sowie Temperaturabhängigkeiten der Kriechparameter verifiziert. Unter Verwendung der Finite-Elemente-Methode wird die Übertragbarkeit einer ausgewählten mechanismenbasierten Kriechtheorie vom uniaxialen auf den biaxialen Belastungsfall überprüft. Die inkrementellen Stufentests offenbarten den Einfluss der Legierungselemente auf die ermittelten Aktivierungsparameter, d.h. Nettoaktivierungsenergie ΔG bzw. -volumen v. Zur Bestimmung des vorliegenden LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismus soll eine Interpretation der Aktivierungsparameter erfolgen. Ebenfalls soll eine Beurteilung des Technologieeinflusses, d.h. der unterschiedlichen Wärmebehandlung IHT bzw. FHT, auf die Kriechdehnung ε_{cr} stattfinden und eine Verbindung zum LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismus hergestellt werden.

7.1 Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften des Ventilfederdrahts

Eine Besonderheit der mechanischen Eigenschaften der Federstähle liegt in den unterschiedlichen 0,2 % Dehngrenzen unter Zug- $R_{p0,2}^{z}$ bzw. Druckbelastung $R_{p0,2}^{D}$. Dieses Phänomen ist in der Literatur unter dem Begriff „Strength Differential Effect“ (SDE) bekannt, wobei im Folgenden genauer darauf eingegangen wird.

7.1.1 Strength Differential Effect

Erwähnenswert ist, dass der SDE umso größer erscheinen soll, je mehr Restaustenitgehalt in einem Werkstoff vorhanden ist. Der SDE wird mit einer Änderung des Volumens in Verbindung gebracht, welche auf die dehnungsinduzierte Umwandlung des Restaustenits unter Zugbelastung basiert [47], [48]. Unter Raumtemperatur ist der Unterschied zwischen den 0,2 % Dehngrenzen der einzelnen Federstähle 61SiMn8, 64SiCrV6 und 58SiCrNiV8 mit 138 MPa, 182 MPa bzw. 291 MPa zu benennen. Die experimentell ermittelten SDE´s entsprechen somit den Erwartungen, da dieser mit zunehmenden Restaustenitgehalt ansteigt. Fraglich ist jedoch, ob die geringen Unterschiede der einzelnen Restaustenitgehalte mit ca. 9,3 % (61SiMn8), ca. 9,9 % (64SiCrV6) und ca. 10,8 % (58SiCrNiV8) tatsächlich für die verschiedenen Dehngrenzen verantwortlich sind.

Der martensitische Lagerstahl 1.3539 aus der Studie von Alfredsson und Arregui [47] weist trotz eines vergleichbaren Restaustenitgehalts von ca. 10 % einen SDE von ca. 1.000 MPa auf. Die Größenordnung der SDE´s der martensitischen Federstähle entspricht eher den Werten des hochfesten Lagerstahls 1.3539 mit bainitischer Mikrostruktur. Der bainitische Lagerstahl besitzt jedoch nur einen marginalen Restaustenitgehalt von 0,5 %.

Neben der Forschungsgruppe um B. Alfredsson haben auch Neu und Sehitoglu [30] einen Unterschied in den Fließgrenzen zwischen Zug- und Druckbelastung unter Raumtemperatur festgestellt. Der SDE betrug 708 MPa bei dem martensitischen Stahl 1.5919 mit 35 % Restaustenitgehalt. Im Vergleich zu dem Lagerstahl der Studie von Alfredsson ist somit trotz höheren Restaustenitgehalt ein ca. 300 MPa geringerer SDE festzustellen.

Beide Vergleiche mit den Werten der Literatur offenbaren, dass nicht nur die Höhe des Restaustenitgehalts, sondern auch die unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen, die Art der Wärmebehandlung oder verschiedene Festigkeiten einen Vergleich der

SDE´s einzelner Werkstoffe erschweren. Nichtsdestotrotz ist aufgrund der festgestellten SDE´s und dem damit verbundenen anisotropen Verhalten der Federstähle nicht nur die Berücksichtigung des deviatorischen Spannungsanteils, sondern auch die Eingliederung des hydrostatischen Drucks in das noch auszuwählende Modell zur Beschreibung des Kriechverhaltens erforderlich [15].

7.1.2 Drucker-Prager Fließkriterium

Die Berücksichtigung des hydrostatischen Drucks kann mit Hilfe des assoziativen Fließkriteriums f_{DP} von D.C. Drucker und W. Prager [59]

$$f_{DP} = \sigma_{eq} + a^{DP} \cdot I_1 - k^{DP} = 0 \qquad (7.1)$$

durch die Hinzunahme der ersten Invariante des Spannungstensors I_1, des Drucker-Prager Parameters a^{DP} und einer weiteren positiven Konstanten k^{DP} erfolgen. Beim Drucker-Prager Fließkriterium handelt es sich um eine Erweiterung des von Mises Fließkriteriums, wobei beide Fließkriterien zur Abgrenzung des linear-elastischen zum plastischen Verhalten der Werkstoffe dienen [60], [61].

Alfredsson [15] implementiert das Drucker-Prager Fließkriterium in die von ihm verwendeten Kriechgesetze zur Beschreibung des Kriechverhaltens von hochfesten Lagerstählen. Mit Hilfe der Gleichung (7.1), der Definition der Vergleichsspannung σ_{eq} nach R. von Mises in Gleichung (5.5) und der ersten Invariante I_1 ergeben sich die folgenden Zusammenhänge

$$\sigma_{YT} = R_e/(1 + a^{DP}) \qquad \tau_Y = R_e/\sqrt{3} \qquad \sigma_{YC} = R_e/(1 - a^{DP}) \qquad (7.2)$$

für die Fließgrenzen der einzelnen Belastungsrichtungen Zug, Torsion und Druck. Dabei setzt die Forschungsgruppe die ursprüngliche Streckgrenze R_e für die Konstante k^{DP} ein.

Der Drucker-Prager Parameter a^{DP} kann mit Hilfe des Diagramms „Vergleichsspannung σ_{eq} vs. Erste Invariante I_1“ ermittelt werden [47]. Dies ist durch das Fitting der linearen Funktion in Gleichung (7.1) an die jeweiligen Vergleichsspannungen σ_{eq} der drei Belastungsfälle möglich, wobei der Drucker-Prager Parameter a^{DP} durch die Steigung der Geraden charakterisiert ist. Ein solches Diagramm ist in Abbildung 48 für die untersuchten Federstähle dargestellt. Für die Berechnung der Vergleichsspannungen σ_{eq} sind die 0,2 % Dehngrenzen unter Raumtemperatur verwendet worden. Die 0,2 % Torsionsdehngrenze ist wie bei Alfredsson et al. mit Hilfe der Gestaltänderungshypothese nach R. von Mises in die entsprechende Vergleichsspannung σ_{eq} umgerechnet worden. Die Vergleichsspannungen σ_{eq} der drei Federstähle liegen auf einem ähnlichen Niveau, was zu einem Verdecken der ermittelten Werte bei einer positiven ersten Invarianten führt.

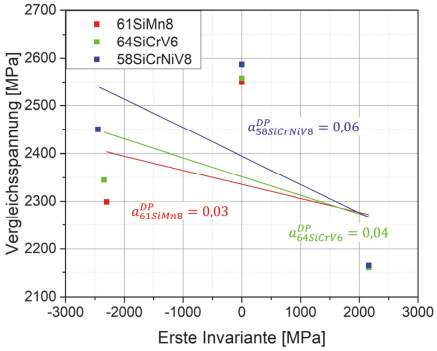


Abbildung 48: Vergleichsspannungen vs. Erste Invariante

Die entsprechenden Werte der Drucker-Prager Parameter a^{DP} unter Raumtemperatur sind noch einmal in der folgenden Tabelle 18 zusammengefasst. Da für die quasistatischen Torsionsversuche der Ventilfederdrähte keine Wärmekammer zur Verfügung stand und die Forschungsgruppe um B. Alfredsson zusätzlich keine Temperaturabhängigkeit des Drucker-Prager Parameters a^{DP} in einem Temperaturbereich zwischen 295 K – 423 K feststellen konnte, wird auf die Überprüfung einer eventuell vorhandenen Temperaturabhängigkeit mit nur zwei Belastungsfällen, d.h. Zug und Druck, abgesehen.

Tabelle 18: Drucker-Prager Parameter der Federstähle bei Raumtemperatur

Federstahl	**Drucker-Prager Parameter a^{DP}**
61SiMn8	0,03
64SiCrV6	0,04
58SiCrNiV8	0,06

Die Einbindung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} in das logarithmische Kriechgesetz (siehe Gleichung (3.3)) erfolgte im Rahmen der Untersuchungen von B. Alfredsson innerhalb der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter α^{VT} und β^{VT} [15], [47]. Für die untersuchten Federstähle soll zu einem späteren Zeitpunkt die Implementierung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} auf derselben Art und Weise durchgeführt werden.

7.2 Verifizierung der Theorien des Niedrigtemperaturkriechens

Die Anwendung der Kriechraten-kontrollierenden Theorien des Niedrigtemperaturkriechens auf das Kriechverhalten der martensitischen Federstähle soll mit Hilfe der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter überprüft werden. Diesbezüglich wird zunächst die Eignung der Verfestigungs- und anschließend der Erschöpfungstheorie genauer betrachtet.

7.2.1 Verifizierung der Verfestigungstheorie

Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} sowie ein lineares Fitting auf der Grundlage der Gleichung (3.4) sind in Abbildung 49 dargestellt.

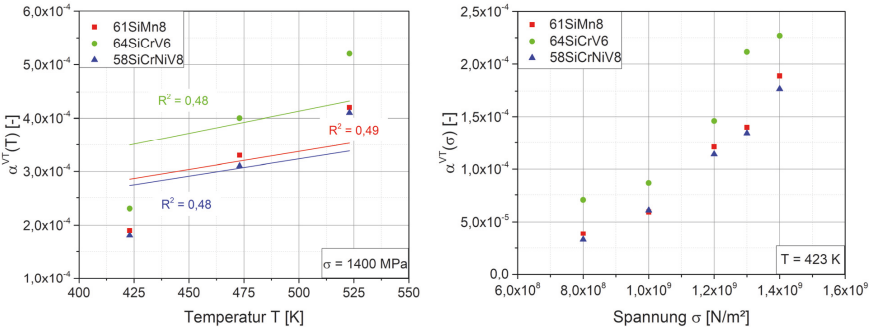


Abbildung 49: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von α^{VT}

Die Verfestigungstheorie schlägt einen linearen Zusammenhang zwischen dem Kriechparameter α^{VT} und der Temperatur vor. Dabei wird angenommen, dass der Kriechparameter α^{VT} beim absoluten Nullpunkt einen Wert von null annimmt. Obwohl eine lineare Temperaturabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} für alle drei Federstähle zu erkennen ist, scheint diese vom Ansatz der Verfestigungstheorie abzuweichen. Dies wird auch durch die Bestimmtheitsmaße R^2 verdeutlicht, welche unterhalb von 0,5 liegen. Die Temperaturabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} kann dementsprechend auf Grundlage der Verfestigungstheorie nicht vollständig beschrieben werden.

Ein lineares Fitting ohne Festlegung des Schnittpunkts im Koordinatenursprung führt zu Bestimmtheitsmaßen R^2 von 0,99. Bei solch einem linearen Fitting nimmt der Kriechparameter α^{VT} den Wert null bei einer durchschnittlichen Temperatur von ca. 340 K an. Ein thermisch aktivierter Kriechprozess würde folglich nach Gleichung (3.3) unterhalb dieser Temperatur nicht mehr stattfinden. Interessant dabei ist, dass eine Temperaturabhängigkeit der 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ unterhalb der genannten 340 K fast nicht vorhanden ist.

Eine explizite Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} ist in der Verfestigungstheorie nicht vorgesehen. Es ist jedoch in Abbildung 49 zu erkennen, dass der Kriechparameter α^{VT} mit Zunahme der Spannung σ ebenfalls ansteigt und somit eine Spannungsabhängigkeit vorliegt.

Der materialspezifische Kriechparameter β^{VT} wird aufgrund seiner Abhängigkeit von α^{VT} nicht separat berücksichtigt. Stattdessen erfolgt die Betrachtung des zusammengesetzten Kriechparameters γ^{VT}, der durch den natürlichen Logarithmus des Produkts beider Kriechparameter α^{VT} und β^{VT} definiert wird. Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ^{VT} ist in Abbildung 50 dargestellt. Im Fall des Kriechparameters γ^{VT} wird ein nicht linearer Oberflächenfit mit

$$\exp(\gamma^{VT}) = (M \cdot C) \cdot exp\{-(G - v \cdot \sigma)/(k_B \cdot T)\} \qquad (7.3)$$

durchgeführt, sodass die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit simultan berücksichtigt werden kann. Folglich sind die Bestimmtheitsmaße R^2 in beiden Diagrammen identisch. Trotz der sehr guten Werte kann bei einer konstanten Temperatur von 423 K eine Unterschätzung des Kriechparameters γ^{VT} beobachtet werden. Besonders deutlich fällt diese Abweichung beim Federstahl 64SiCrV6 auf.

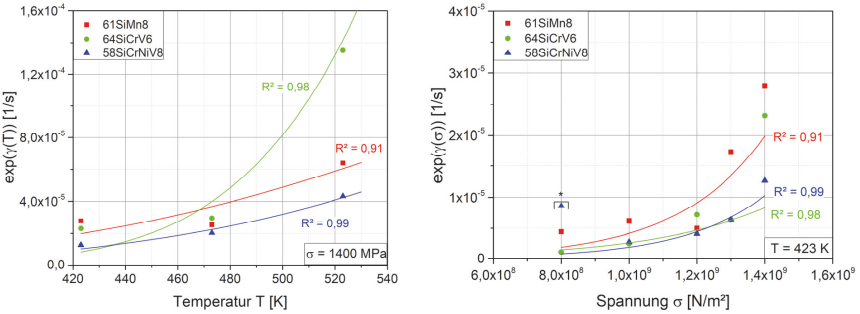


Abbildung 50: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von γ^{VT}

Weiterhin wurde beim Fitting des Federstahls 58SiCrNiV8 die niedrigste Spannung σ nicht berücksichtigt, da der Wert des Kriechparameters γ^{VT} vom nachvollziehbaren Trend abweicht.

Die Verfestigungstheorie ist folglich nur bedingt imstande die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ^{VT} zu beschreiben. Im Allgemeinen zeigt die Verfestigungstheorie deutliche Schwächen in der Charakterisierung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit beider Kriechparameter α^{VT} und γ^{VT}. Ein Nachweis zur vollständigen Eignung der Verfestigungstheorie zur Beschreibung des Niedrigtemperaturkriechverhaltens martensitischer Federstähle konnte demnach nicht erbracht werden.

7.2.2 Verifizierung der Erschöpfungstheorie

Die ursprüngliche Erschöpfungstheorie sieht ausschließlich für den Kriechparameter α^{ET} eine lineare Temperaturabhängigkeit vor. Ebenfalls vergleichbar zur Verfestigungstheorie wird keine explizite Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α^{ET} angenommen. Das der Kriechparameter α^{ET} jedoch sowohl eine Temperatur- als auch eine Spannungsabhängigkeit aufweist, kann in Abbildung 51 nachvollzogen werden.

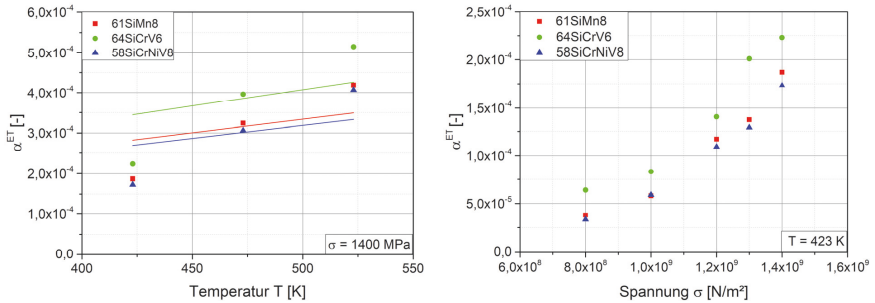


Abbildung 51: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von α^{ET}

Im Rahmen der Erschöpfungstheorie erfolgt die Annahme, dass der Kriechparameter β^{ET} eine Konstante ist. Die Temperaturabhängigkeit des Kriechparameters β^{ET} in Abbildung 52 erweckt jedoch einen gegensätzlichen Eindruck. Mit der Zunahme der Temperatur fällt dieser zunächst ab, um bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur schließlich wieder anzusteigen. Ein deutlicher Anstieg des Kriechparameters β^{ET} mit der Temperatur ist insbesondere im Fall des Federstahls 64SiCrV6 zu beobachten. Es kann

ebenfalls eine Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters β^{ET} in Abbildung 52 nachgewiesen werden. Entgegen der Temperaturabhängigkeit ist jedoch kein klarer Trend mit Zunahme der Spannung σ bei Betrachtung sämtlicher Federstähle für den Kriechparameter β^{ET} zu erkennen.

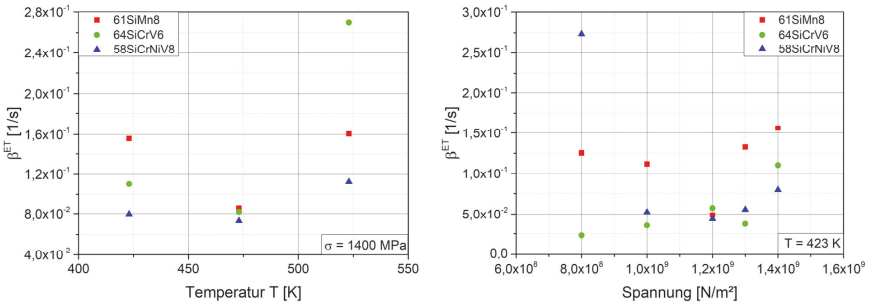


Abbildung 52: Temperatur- & Spannungsabhängigkeit von β^{ET}

Letztlich ist zu festzuhalten, dass die ursprüngliche Erschöpfungstheorie weder die Temperatur- bzw. Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α^{ET}, noch die des Kriechparameters β^{ET} beschreiben kann.

Modifizierte Erschöpfungstheorie

Aufgrund der guten Übereinstimmung der modifizierten Erschöpfungstheorie nach dem Ansatz der Arbeit von N. Remalli et al. für die Beschreibung der Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der Kriechparameter in einem Temperaturbereich von 298 K - 353 K, soll zusätzlich die Eignung dieser für den hier untersuchten Temperaturbereich am Beispiel des Federstahls 61SiMn8 überprüft werden. Diesbezüglich wird das folgende Kriechgesetz

$$\varepsilon_{cr}(t) = \alpha^{E} \cdot \left[\ln\left(\frac{f_0^*}{f_1^*}\right) + E_1(f_0^* \cdot t) - E_1(f_1^* \cdot t)\right] \tag{7.4}$$

mit

$$\alpha^{E}(\sigma, T) = C \cdot \frac{\sigma_e}{(\sigma_e - \sigma)^2} \cdot T \cdot n(T), \tag{7.5}$$

$$f_0^*(T) = \frac{f_0}{n(T)} \tag{7.6}$$

und

$$\frac{f_1^*(\sigma,T)}{f_0^*(T)} = \exp(-\frac{v_e \cdot (\sigma_e - \sigma)}{k_B \cdot T}) \tag{7.7}$$

verwendet, um die Kriechdehnung ε_{cr} bei verschiedenen Spannungen σ und Temperaturen T zu beschreiben. Dabei spiegeln α^E, $n(T)$ und $f_1^*(\sigma,T)/f_0^*(T)$ drei verschiedene Kriechparameter wider, die von der Spannung σ und der Temperatur T abhängen. Weiterhin ist f_0 als Frequenz anzusehen, mit der die Versetzungen versuchen Hindernisse zu überwinden. Die Werte der Kriechparameter α^E, $f_0^*(T)$ und $f_1^*(\sigma,T)$ sind in der folgenden Tabelle 19 aufgelistet.

Tabelle 19: Parameter der modif. Erschöpfungstheorie des 61SiMn8

Temperatur [K]	Spannung [MPa]	α^E $\cdot 10^{-5}$ [-]	f_0^* $\cdot 10^{-2}$ [1/s]	f_1^* $\cdot 10^{-17}$ [1/s]	R^2 [-]
523	1400	41,88	9,03	0,13	0,99
473	1400	32,59	4,65	11,84	0,99
423	1400	18,77	8,65	26,51	0,99
423	1300	13,81	7,40	10,43	0,99
423	1200	11,84	2,57	33,40	0,99
423	1000	5,83	6,35	50,29	0,99
423	800	3,95	5,81	3,68	0,98

Die Bestimmtheitsmaße R^2 zeigen, dass die Kriechdehnungen ε_{cr} im ersten Schritt sehr gut mit der modifizierten Erschöpfungstheorie beschrieben werden können. Bei Betrachtung der jeweiligen Werte ist ausschließlich bei den Kriechparametern α^E und f_1^* ein Trend erkennbar. Wohingegen der Kriechparameter α^E mit zunehmender Spannung bzw. Temperatur ebenfalls ansteigt, sinkt der Kriechparameter f_1^* bei höheren Temperaturen. Zur weiteren Veranschaulichung und zur weiteren Überprüfung der Eignung

der modifizierten Erschöpfungstheorie sind die jeweiligen Spannungs- und Temperaturabhängigkeiten der Kriechparameter α^E und f_1^*/f_0^* in der folgenden Abbildung 53 dargestellt.

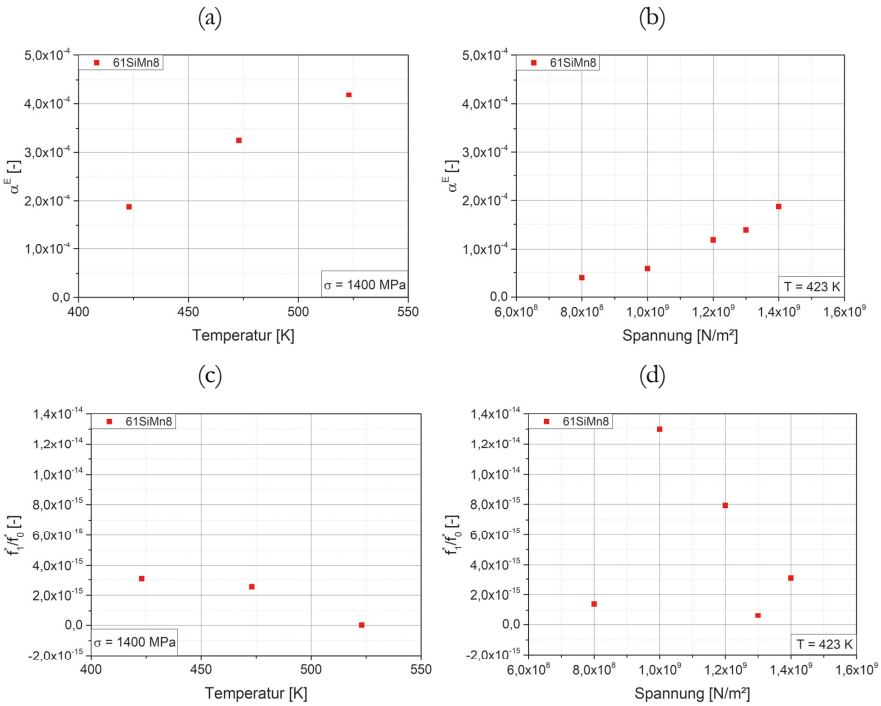


Abbildung 53: Temperatur- & Spannungsabhängigkeiten von α^E und f_1^*/f_0^*

Die Abbildung 53 (a) und (b) zeigen den bereits erwarteten Anstieg des Kriechparameters α^E mit Zunahme der Temperatur und Spannung. In der Studie von N. Remalli et al. wird angenommen, dass sich das Verhältnis $n(T)/n(T = T_0)$ linear steigend zur Temperatur verhält. Ein mit der Temperatur ansteigender Kriechparameter $n(T)$ bedeutet im Rahmen der modifizierten Erschöpfungstheorie die Berücksichtigung mehrfacher Überbrückung von Hindernissen durch mobile Versetzungen. Das Fitting der Kriechdehnung ε_{cr} des Federstahls 61SiMn8 sowie die anschließende Bestimmung des Kriechparameters $n(T)$ haben jedoch gezeigt, dass dieser mit Zunahme der Temperatur

keinen klaren Trend aufweist. Weiterhin kann keine Konvergenz des Fittings im Fall der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit in der Abbildung 53 (c) und (d) für den Kriechparameter f_1^*/f_0^* mit Hilfe der Gleichung (7.12) erreicht werden.

7.2.3 Zusammenfassung der Verifizierung

Die in der Literatur genannten Theorien können beide nicht vollständig für die Beschreibung des Kriechverhaltens martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich angewandt werden. Insbesondere die Erschöpfungstheorie offenbarte bei der Verifizierung deutliche Schwächen, was u.a. auf die vorgeschlagene Temperatur- und Spannungsunabhängigkeit des Kriechparameters β^E zurückzuführen ist.

Beide Theorien basieren auf das Versetzungsgleiten als LTC-tragenden Mechanismus des Niedrigtemperaturkriechens. Dabei werden vereinfachende Annahmen getroffen, die z.B. einen isotropen und einphasigen Werkstoff voraussetzen. Im Gegensatz dazu stehen jedoch die heutzutage oft verwendeten technischen Werkstoffe, welche mindestens zwei Phasen aufweisen. So liegen bei den untersuchten Federstählen mit Martensit und Restaustenit ebenfalls zwei Phasen vor, deren Eigenschaften sich voneinander unterscheiden.

Es ist anzunehmen, dass das Niedrigtemperaturkriechen hauptsächlich in der weicheren Phase Austenit stattfindet, wobei die in dieser Phase verstärkt auftretende zeitabhängige plastische Verformung zu Spannungsumlagerungen führen kann. Aufgrund der höheren Beanspruchung im Austenit kann es außerdem zu Phasenumwandlungen kommen, die in den ursprünglichen mechanismenbasierten Theorien nicht berücksichtigt worden sind. Die bereits erwähnte Veröffentlichung von N. Remalli et al. [50] hat gezeigt, dass es während des Niedrigtemperaturkriechens zu einer Phasenumwandlung von Austenit kommt. Dies und der vermehrte Anstieg der gesamten Versetzungsdichte in der austenitischen Phase deuten auf ein überwiegendes Stattfinden des Niedrigtemperaturkriechens im Austenit hin.

Die in der Veröffentlichung von N. Remalli et al. [50] ebenfalls enthaltene modifizierte Erschöpfungstheorie eignete sich sehr gut zur Beschreibung des Niedrigtemperaturkriechens bis zu einer Temperatur von 353 K. Es hat sich jedoch gezeigt, dass diese Weiterentwicklung der ursprünglichen Erschöpfungstheorie nicht für den untersuchten Temperaturbereich oberhalb von 353 K anwendbar ist. Dies könnte u.a. an die Vernachlässigung der temperaturabhängigen 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ liegen. In Abbildung 37 ist deutlich zu erkennen, dass die 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ bei den vorliegenden Federstählen eine deutlich stärkere Temperaturabhängigkeit oberhalb von ca. 360 K aufweisen. Eine erneute Erweiterung der Erschöpfungstheorie ist demnach zukünftig anzudenken.

In Kapitel 3.3 wurde bereits der Einfluss der Anzahl unterschiedlicher Phasen eines Werkstoffes, deren Morphologie [30], [45], [46] sowie einer vorhandenen Anisotropie [15] auf das Kriechverhalten von Stählen angeführt. Aus diesem Grund sollten solche Phänomene in zukünftige Modelle berücksichtigt werden, um so dem Kriechverhalten moderner Werkstoffe gerecht zu werden.

7.3 Numerische Simulation des Niedrigtemperaturkriechens

Die gewonnenen Erkenntnisse sollen versucht werden, in die numerische Simulation des Niedrigtemperaturkriechens der hochfesten Stähle implementiert zu werden. Insbesondere das Wissen über die unterschiedlichen Fließgrenzen der Federstähle in Abhängigkeit der Belastungsrichtung führt dazu, das Drucker-Prager Fließkriterium ebenfalls auf das Niedrigtemperaturkriechen der hochfesten Federstähle anzuwenden. Dies erfolgt, wie auch in den Studien von B. Alfredsson et al., im Rahmen des logarithmischen Kriechgesetzes der Verfestigungstheorie. Das modifizierte logarithmische Kriechgesetz wird für die numerische Simulation des Niedrigtemperaturkriechens der Federstähle unter Zug- und Torsionsbelastung verwendet, wobei die simulierten Kriechkurven der jeweiligen Belastungsfälle mit den experimentellen Kriechkurven verglichen werden. Die Besonderheit besteht darin, dass für die numerische Simulation des Kriechverhaltens

der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung die ermittelten Kriechparameter aus den Kriechuntersuchungen unter Zugbelastung eingesetzt werden.

7.3.1 Implementierung des Drucker-Prager Fließkriteriums

Da auch bei den Federstählen ein anisotropes Fließverhalten festgestellt wurde, soll ebenfalls das Drucker-Prager Fließkriterium zur Beschreibung des Kriechverhaltens genutzt werden. Die Implementierung des Drucker-Prager Fließkriteriums erfolgt wie bei Alfredsson et al. [15] mit Hilfe des logarithmischen Kriechgesetzes in Gleichung (3.3), wobei nach der Falsifizierung der vorgeschlagenen Spannungsabhängigkeiten der beiden Kriechparameter α^{VT} und γ^{VT} zunächst eine geeignete Abhängigkeit gefunden werden muss. Eine mögliche Beschreibung der Spannungsabhängigkeiten der beiden Kriechparameter α^{VT} und γ^{VT} ist in Abbildung 54 zu sehen.

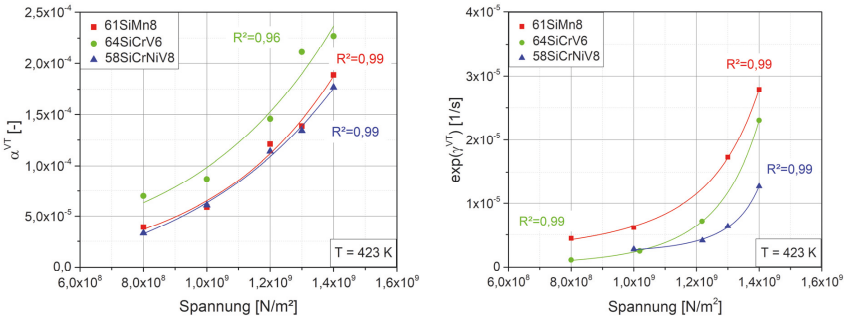


Abbildung 54: Best-Fitting-Spannungsabhängigkeiten von α^{VT} und γ^{VT}

Diese wurden manuell auf der Grundlage eines bestmöglichen Bestimmtheitsmaßes R^2 festgelegt. Dabei wurden im Fall des Kriechparameters γ^{VT} die Werte des Federstahls 61SiMn8 und 58SiCrNiV8 bei einer Spannung von 1.200 MPa bzw. 800 MPa als Ausreißer deklariert und weder im Diagramm noch in der Auswertung berücksichtigt. Die Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters α^{VT} lässt sich für alle Federstähle mit einem Bestimmtheitsmaß R^2 größer als 0,95 sehr gut durch

$$\alpha_T(\sigma) = \alpha_{Zug,1} \cdot exp\{\alpha_{Zug,2} \cdot \sigma_{DP}\} + \alpha_{Zug,3} \tag{7.8}$$

mit der Drucker-Prager Spannung σ_{DP}

$$\sigma_{DP} = \frac{\sigma}{(1 + a^{DP})} \tag{7.9}$$

beschreiben. Dabei folgt die zuletzt genannte Gleichung grundsätzlich den Zusammenhängen des Kapitels 7.1.2. Es wird jedoch die Konstante k^{DP} aus Gleichung (7.1) nicht durch die ursprüngliche Streckgrenze R_e ersetzt (siehe Gleichung (7.2)), sondern die ursprüngliche Spannung σ verwendet. Im Fall der Kriechversuche unter Zugbelastung verschwindet der Drucker-Prager Parameter a^{DP}, da ausschließlich eine Normalspannung wirkt. Somit entspricht die Drucker-Prager Spannung σ_{DP} der ursprünglichen Spannung σ [59].

Demgegenüber stehen die Kriechversuche unter Torsionsbelastung. Hierbei wird zunächst die Vergleichsspannung σ_{eq} nach Gleichung (5.5) berechnet und als Ersatz für die Spannung σ in Gleichung (7.9) verwendet. Es liegt nun eine biaxiale Belastung vor, sodass der ermittelte Drucker-Prager Parameter a^{DP} aus Tabelle 18 zum Einsatz kommt. Die werkstoffspezifischen Konstanten $\alpha_{Zug,1}$, $\alpha_{Zug,2}$ und $\alpha_{Zug,3}$ sind in Tabelle 20 aufgelistet.

Tabelle 20: Werkstoffspezifische Konstanten $\alpha_{Zug,1}$, $\alpha_{Zug,2}$, $\alpha_{Zug,3}$

	$\boldsymbol{\alpha_{Zug,1}}$ $[\cdot \mathbf{10^{-6}}]$	$\boldsymbol{\alpha_{Zug,2}}$ $[\cdot \mathbf{10^{-9}MPa^{-1}}]$	$\boldsymbol{\alpha_{Zug,3}}$ $[\cdot \mathbf{10^{-6}MPa^{-1}}]$
61SiMn8	6,37	2,45	-8,43
64SiCrV6	11,36	2,17	-1,35
58SiCrNiV8	14,16	1,92	-33,63

Die Spannungsabhängigkeit des Kriechparameters γ^{VT} kann mit Hilfe von

$$\exp(\gamma^{VT}(\sigma)) = \gamma_{Zug,1} \cdot ex\,p\{\gamma_{Zug,2} \cdot exp(\gamma_{Zug,3} \cdot \sigma_{DP})\} \tag{7.10}$$

abgebildet werden. Im Gegensatz zum Kriechparameter a^{VT} kommt eine doppelt exponentielle Abhängigkeit zum Einsatz. Die werkstoffspezifischen Konstanten $\gamma_{Zug,1}$, $\gamma_{Zug,2}$ und $\gamma_{Zug,3}$ sind in der folgenden Tabelle 21 zusammengefasst.

Tabelle 21: Werkstoffspezifische Konstanten $\gamma_{Zug,1}$, $\gamma_{Zug,2}$, $\gamma_{Zug,3}$

	$\gamma_{Zug,1}$ $[\cdot 10^{-6}]$	$\gamma_{Zug,2}$ $[\cdot 10^{-1} MPa^{-1}]$	$\gamma_{Zug,3}$ $[\cdot 10^{-3} MPa^{-1}]$
61SiMn8	1,84	1,74	1,96
64SiCrV6	0,05	11,85	1,17
58SiCrNiV8	2,13	0,014	5,13

7.3.2 Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung

Zunächst wird das Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode simuliert. Dies dient zum einen zur Kontrolle der Eignung des verwendeten Modells und zum anderen zur Überprüfung des in ANSYS neu programmierten Kriechgesetzes der Verfestigungstheorie in Gleichung (3.3). Unter der Annahme, dass sich die Drucker-Prager Parameter a^{DP} mit der Temperatur nicht verändern, kommen für die Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung die entsprechenden Drucker Prager Parameter a^{DP} unter Raumtemperatur der Tabelle 18 zum Einsatz. Die Ergebnisse der Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung für eine Temperatur von 423 K sind in der Abbildung 55 dargestellt. Weitere Temperaturen werden im Rahmen der numerischen Simulation nicht betrachtet.

Es kann eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentell ermittelten Messwerten sowohl in den Diagrammen Kriechdehnung ε_{cr} vs. Zeit als auch in den Diagrammen Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ vs. Kriechdehnung ε_{cr} festgestellt werden. Lediglich der Federstahl 61SiMn8 lässt bei einer Spannung von 1.300 MPa eine leichte Abweichung erkennen. Aufgrund dieser Ergebnisse ist von einer sehr guten Ausgangslage für die Simulation des Kriechverhaltens von Ventilfederdrähten unter Torsionsbelastung auszugehen.

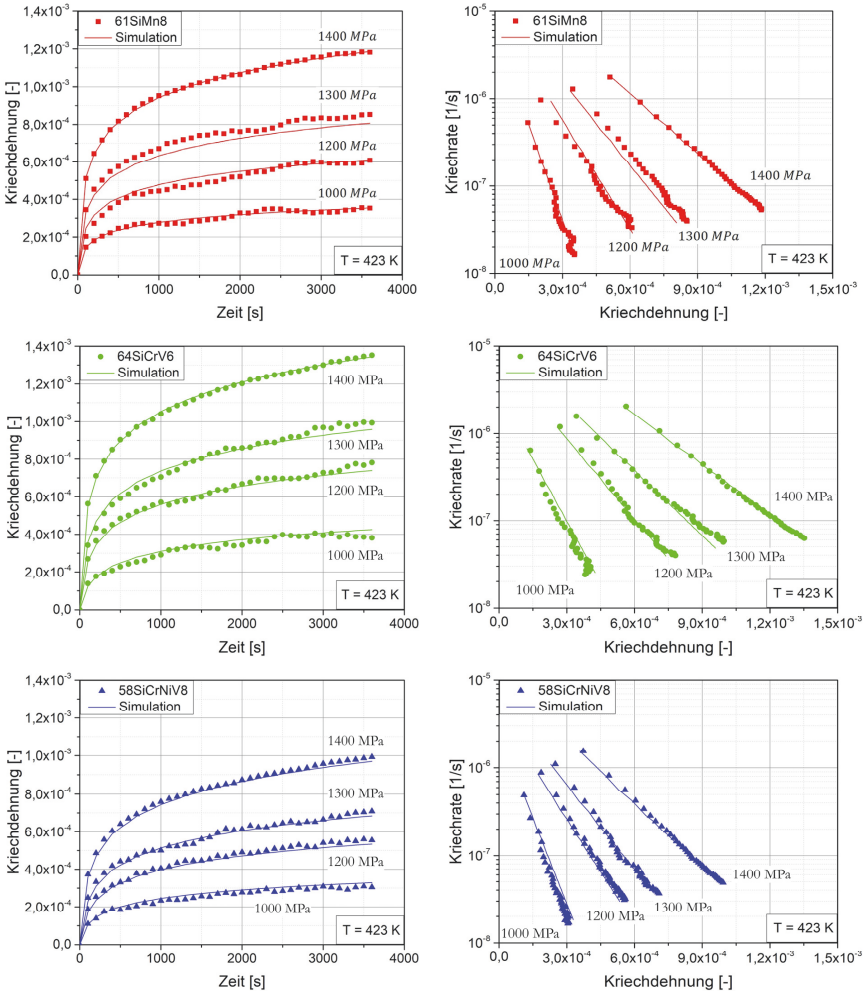


Abbildung 55: Simulation des Kriechverhaltens unter Zugbelastung

7.3.3 Simulation des Kriechverhaltens unter Torsionsbelastung

Die Ergebnisse der Simulation des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung für eine Temperatur von 423 K sind in der Abbildung 56 dargestellt.

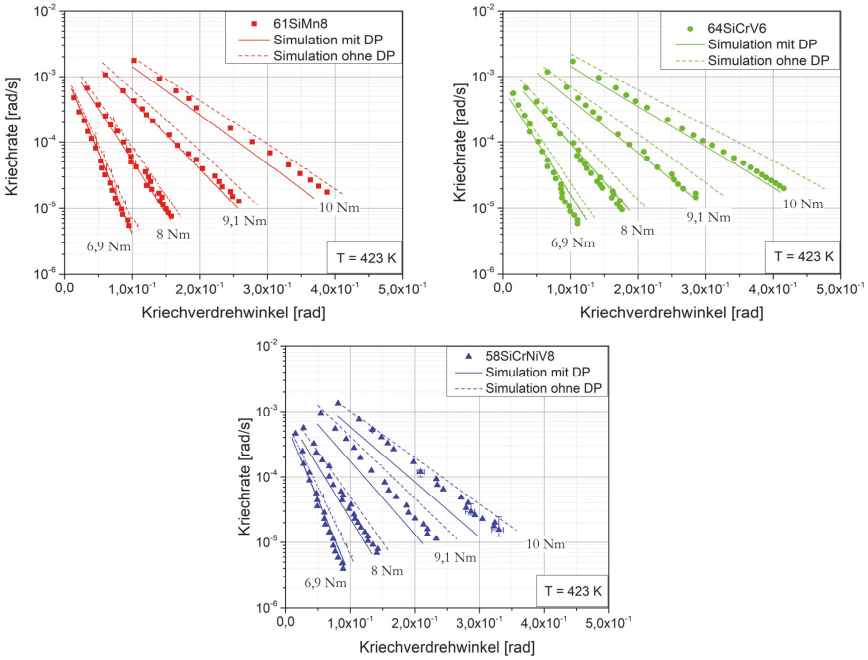


Abbildung 56: Auswirkungen des experimentell ermittelten Drucker-Prager Parameters auf die Simulation des Kriechverhaltens unter Torsionsbelastung

Dabei wird durch den Vergleich der Kriechkurven mit bzw. ohne die Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} der Einfluss dessen besonders hervorgehoben. Unter Hinzunahme des Drucker-Prager Parameters a^{DP} kommt es zu einer Verringerung des Kriechverdrehwinkels φ_{cr} nach einer Stunde. Die Verfestigung ändert sich hingegen kaum. Bei der Betrachtung der Ergebnisse des 58SiCrNiV8 fällt auf, dass die simulierten Kriechkurven unter Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP}, insbesondere im Fall der beiden höheren Torsionsmomente M_t, deutlicher von den experimentellen Kurven abweichen.

Fraglich ist an dieser Stelle, worauf die Abweichungen zurückzuführen sind. Eine denkbare Ursache könnte in dem gewählten Simulationsmodell bzw. in der Diskretisierung des Modells liegen. Beides wurde jedoch für alle Federstähle konstant gehalten, sodass

dies als mögliche Ursache abgelehnt werden kann. Ebenso kann eine schlechte Bestimmung der Kriechparameter a^{VT} und γ^{VT} bzw. deren Beschreibung der Spannungsabhängigkeit als Grund für die gezeigten Abweichungen ausgeschlossen werden. Dies ist darin begründet, dass beide Kriechparameter mit einem Bestimmtheitsmaß R^2 von 0,99 aus den Kriechversuchen unter Zugbelastung ermittelt worden sind.

Ein weiterer Ansatz ist eventuell in der Durchführung der Kriechversuche unter Torsionsbelastung zu sehen. Dies hat mit der möglichen Streuung des Kriechverdrehwinkels φ_{cr} des 58SiCrNiV8 aufgrund der manuellen Belastung bzw. der manuellen Bestimmung der Startzeit des Kriechens zu tun. Aus diesem Grund ist beispielhaft die Streuung des Kriechverdrehwinkels φ_{cr} mit Hilfe von Fehlerbalken im Fall des Federstahls 58SiCrNiV8 für ein Torsionsmoment M_t von 10 Nm eingezeichnet. Die Streuung scheint sich in beiden Fällen, d.h. mit zunehmendem Kriechverdrehwinkel φ_{cr} und ansteigender Kriechverdrehrate $\dot{\varphi}_{cr}$, ebenfalls zu erhöhen. Mit Ausnahme des Fehlerbalkens bei dem höchsten Kriechverdrehwinkel φ_{cr} ist trotz manueller Belastung der Ventilfederdrähte von einer Streuung auszugehen, welche die schlechtere Übereinstimmung der Simulation unter Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} nicht erklären kann. Eine zukünftige Annäherung der experimentellen und simulierten Kriechkurven bei konstanter Belastungsrate bzw. exakter Bestimmung der Startzeit des Kriechens ist jedoch weiterhin vorstellbar.

Im Allgemeinen kann festgehalten werden, dass ohne die Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} der Kriechverdrehwinkel φ_{cr} kontinuierlich überschätzt wird. Die Verwendung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} führt zu einer Verringerung des Kriechverdrehwinkels φ_{cr}, was grundsätzlich zu einer Verbesserung der Simulation des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung beiträgt. Dementsprechend gilt es nicht nur den deviatorischen, sondern auch den hydrostatischen Anteil beim Kriechen hochfester Stähle mit einem SDE zu berücksichtigen.

7.4 Bestimmung des Mechanismus im Niedrigtemperaturbereich

Zur Klärung der vorliegenden thermisch aktivierten Mechanismen wurden Spannungs-Stufen- sowie Temperatur-Stufen-Tests durchgeführt. Durch die abrupte Änderung der Spannung σ bzw. der Temperatur T stellten sich unterschiedliche Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ ein, die für die Berechnung des jeweiligen Aktivierungsparameters verwendet wurden. Um die Entropie des Federstahls, wie z.B. die Versetzungsstruktur, während eines solchen Versuches konstant zu halten, wurde im Fall der Temperatur-Stufen-Tests eine Änderung von 20 K angewendet. Eine Empfehlung für die Änderung der Spannung σ beim Spannungs-Stufen-Tests lag nicht vor.

Aus diesem Grund wurden verschiedene Spannungssprünge zur Ermittlung des Aktivierungsvolumens v untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass mit Zunahme des Niveaus der Spannungssprünge $\Delta\sigma$ die Unterscheidung der Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ vor und nach einem Spannungssprung vereinfacht wurde. Ob es bei einem Spannungssprung von 100 MPa jedoch bereits zu Veränderungen der Entropie gekommen ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Vergleichbare Aktivierungsvolumen v wie bei den Spannungs-Stufen-Tests mit niedrigeren Spannungssprüngen $\Delta\sigma$ lassen jedoch eine konstante Entropie vermuten. Somit konnten beide Aktivierungsparameter bestimmt werden, was eine Zuordnung der Aktivierungsparameter zu möglichen thermisch aktivierten Mechanismen zulässt.

7.4.1 Bestimmung des Mechanismus mit Hilfe des Aktivierungsvolumens

Die Bedeutung des Aktivierungsvolumens v liegt darin, einen Hinweis bezüglich des thermisch aktivierten Mechanismus während des Niedrigtemperaturkriechens von Federstählen zu bekommen. Es wurde die Abhängigkeit des Aktivierungsvolumens v von dem Spannungsniveau σ, der Größe des Spannungssprungs $\Delta\sigma$ und der Haltezeit t un-

tersucht, wobei kein Einfluss auf das Aktivierungsvolumen v zu erkennen ist. Die experimentell ermittelten Aktivierungsvolumen v in Tabelle 16 und 17 sind in guter Übereinstimmung mit den Werten der Forschungsgruppe von K. K. Mani Pandey [62] und deuten nach Conrad [20] auf das Quergleiten von Versetzungen bzw. das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als thermisch aktivierter Mechanismus in martensitischen Federstählen hin.

Beim Quergleiten verlässt die Versetzung die Gleitebene mit der höchsten Schubspannung τ und gleitet auf einer benachbarten Gleitebene weiter. Mit Hilfe dieses vorübergehenden Vorgangs gelingt es der Versetzung eventuelle Hindernisse, wie z.B. Ausscheidungen oder Fremdatome, zu umgehen. Neben den genannten Hindernissen beeinflusst auch die Aufspaltungsweite der Versetzungen deren Geschwindigkeit. So wird das Quergleiten von Versetzungen mit ansteigender Aufspaltungsweite zunehmend behindert [7], [63]. Ob eine Aufspaltung von Versetzungen in kubisch raumzentrierten Kristallen möglich ist, wird in der Literatur jedoch kontrovers diskutiert und eher den kubisch flächenzentrierten Kristallen zugeordnet [64], [65]. Aus diesem Grund wird das Quergleiten als thermisch aktivierter Mechanismus für das Niedrigtemperaturkriechen martensitischer Federstähle eher angezweifelt.

Die Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} wird den „Short-Range" Hindernissen zugeordnet und wirkt den Versetzungsbewegungen auf einer Gleitebene entgegen. Die Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} wird oft als Gitterreibung verstanden, welche sich periodisch wiederholt. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 57 eine durch die Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} behinderte Versetzungsbewegung angeführt. Im Fall von martensitischen Stählen werden die ½ a [1 1 1] Schraubenversetzungen als Träger der plastischen Verformung vermutet. Die Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} kann mit

$$\tau^{PS} = \frac{2 \cdot G}{(1 - \nu_Q)} \cdot exp(-\frac{2 \cdot \pi}{(1 - \nu_Q)} \cdot \frac{d^{GL}}{b}) \qquad (7.11)$$

berechnet werden [63], [66], [67].

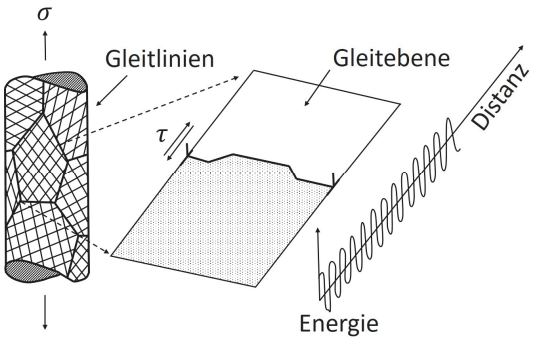


Abbildung 57: Behinderung der Versetzung durch die Peierls Spannung , ähnlich [68]

Hierbei entspricht d^{GL} dem Abstand zweier benachbarter Gleitebenen. Die Querkontraktionszahl ν_Q wird auch hier mit 0,25 und der Burgers Vektor b mit 0,249 nm angenommen. Der Abstand zweier benachbarter Gleitebenen d^{GL} ist wie folgt definiert

$$d^{GL} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \tag{7.12}$$

wobei h, k und l die Miller´schen Indizes der Gleitebene im Kristall widerspiegeln. Für kubisch raumzentrierte Kristalle wird oftmals die (1 1 0) - Gleitebene eingesetzt [69]. Der Atomabstand a variiert mit der chemischen Zusammensetzung, welche das Vorkommen von interstitiellen Atomen, wie z.B. H-, Li-, Na- oder C-Atome, bzw. Substitutionsatome, wie z.B. Si- oder Ni-Atome, in einem Legierungssystem beeinflusst. Grundsätzlich wird der Atomabstand a durch die interstitiellen Atome erweitert, was zu einer Verringerung der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} führt. Im Fall der Substitutionsatome hängt dahingegen die Änderung der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} vom Größenverhältnis der ursprünglichen Atome zu den Substitutionsatomen ab. Eine näherungsweise Berechnung des Atomabstands a kann mit

$$a = 0{,}28664 + 0{,}039 \cdot \text{wt\% C} - 0{,}00185 \cdot \text{wt\% Si} + 0{,}0006 \cdot \text{wt\% Mn} \tag{7.13}$$

erfolgen [70]. Unter der Annahme einer konstanten Querkontraktionszahl ν_Q und eines Burgers Vektor b ergeben sich unter Zuhilfenahme der zuvor genannten Gleichungen (7.11) - (7.13) folgende in der Tabelle 22 zusammengefasste Peierls Nabarro Spannungen τ^{PS} für die Federstähle.

Tabelle 22: Peierls Nabarro Spannungen und Gleitebenenabstände

	61SiMn8	**64SiCrV6**	**58SiCrNiV8**
d^{GL} [nm]	0,2174	0,2181	0,2167
τ^{PS} [MPa]	141	139	144

Die ermittelten Peierls Nabarro Spannungen τ^{PS} bewegen sich in einer vergleichbaren Größenordnung wie die von Kamimura et al. [71] veröffentlichten Werte für kubisch raumzentriertes Eisen. Aufgrund des Widerstands der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} gegenüber dem Gleiten mobiler Versetzungen, ist bei einer höheren Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} von einer geringeren Kriechdehnung ε_{cr} auszugehen. Dieses Verhalten spiegelt sich in den Kriechergebnissen der Ventilfederdrähte unter Zug- bzw. Torsionsbelastung wider. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Berechnung des Atomabstandes a nicht die gesamten Legierungselemente der Federstähle beinhaltet und so die Werte der Peierls Nabarro Spannungen τ^{PS} nur als Indiz angesehen werden können.

7.4.2 Bestimmung des Mechanismus mit Hilfe der Nettoaktivierungsenergie

Mit Hilfe der Temperatur-Stufen-Tests konnten die Nettoaktivierungsenergien ΔG der verschiedenen Federstähle berechnet werden. Diese entsprechen nach den Kriechversuchen der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung sowie der Gleichung (3.1) in einem bestimmten Ausmaß den Erwartungen, d.h. eine hohe Kriechbeständigkeit ist mit einer hohen Nettoaktivierungsenergie ΔG verbunden. So lässt sich zwar beim Federstahl 61SiMn8 eine höhere Nettoaktivierungsenergie ΔG gegenüber dem Federstahl 64SiCrV6

nachweisen, jedoch müsste der Federstahl 58SiCrNiV8 die größte Nettoaktivierungsenergie ΔG besitzen. Diese Unstimmigkeit kann auf die sehr geringen Kriechdehnungen ε_{cr} des Federstahls 58SiCrNiV8 zurückzuführen sein, welche die Bestimmung der Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$ vor und nach den abrupten Temperaturänderungen erheblich erschwert.

Ein Vergleich mit den Nettoaktivierungsenergien ΔG von Neu und Sehitoglu [30] für einen mit Kohlenstoff angereicherten Stahl zeigt, dass sich die ermittelten Nettoaktivierungsenergien ΔG in derselben Größenordnung bewegen. Wie in Tabelle 15 ersichtlich, weisen die verwendeten Federstähle trotz minimaler Abweichungen ebenfalls eine von der Temperatur unabhängige Nettoaktivierungsenergie ΔG innerhalb eines Bereiches von 363 K – 438 K auf. Die Temperaturabhängigkeit der Nettoaktivierungsenergie ΔG wurde ferner von Sherby et al. [72] für Aluminium untersucht, wobei bei einer steigenden Nettoaktivierungsenergie ΔG mehrere thermisch aktivierte Mechanismen angenommen werden. Im Gegensatz dazu spricht eine von der Temperatur unabhängige Nettoaktivierungsenergie ΔG für nur einen wirkenden Mechanismus. Aus diesem Grund ist im Rahmen der gegenwärtigen Untersuchungen und auf Grundlage der Annahmen von Sherby et al. von nur einem thermisch aktivierten Mechanismus auszugehen.

Aufgrund der experimentell ermittelten Aktivierungsvolumen v wird das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als thermisch aktivierter Mechanismus für die martensitischen Federstähle im Niedrigtemperaturbereich vermutet. Dieser Mechanismus ist mit der Bildung von zwei Kinken in einer Versetzungslinie verbunden, wobei die schematische Darstellung in Abbildung 58 einen detaillierteren Einblick gewährleistet.

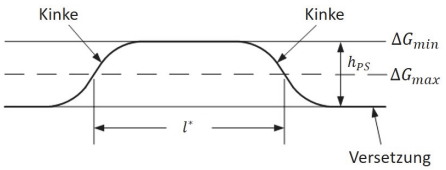


Abbildung 58: Bildung von Doppelkinken in einer Versetzungslinie, ähnlich [20]

Die durchgezogenen Linien spiegeln die Gleichgewichtspositionen einer Versetzung wider. Dabei stehen die Gleichgewichtspositionen mit den Energieminima ΔG_{min} der periodisch wiederkehrenden Peierls-Täler in Verbindung. Das Energiemaximum ΔG_{max} bzw. der Peierls-Berg ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Aufgrund thermischer Schwankungen werden bestimmte Versetzungssegmente mit der Länge l^* befähigt, unter Ausbildung der bereits angesprochenen Kinken das mit der Distanz h_{PS} benachbarte Peierls-Tal zu erreichen.

Der wesentliche Aspekt ist in dem Ausknicken der Versetzungslinie bis zum Peierls-Berg zu sehen. Die dafür benötigte Energie wird als Nettoaktivierungsenergie ΔG zur Bildung sogenannter Kinkenpaare bezeichnet [73]. Nach Kubin [74] liegt die Nettoaktivierungsenergie ΔG zur Überbrückung der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS}, welche die Bildung der Doppelkinken als Mechanismus miteinschließt, oft zwischen 1 eV– 2 eV.

Für Alpha-Eisen wird eine minimal geringere Nettoaktivierungsenergie ΔG von 0,80 eV vorgeschlagen. Unter Zuhilfenahme der Avogadro Konstante N_a kann die angegebene Nettoaktvierungsenergie ΔG zu ca. 18 kcal⁄mol umgerechnet werden, sodass ein anschließender Vergleich mit den experimentell ermittelten Nettoaktivierungsenergien ΔG in Tabelle 15 ermöglicht wird. Dabei sind nur geringe Abweichungen zwischen den jeweiligen Nettoaktivierungsenergien ΔG ersichtlich, was insbesondere bei einem Vergleich der in der Literatur gefundenen Nettoaktivierungsenergie ΔG mit den gemittelten Nettoaktivierungsenergien ΔG der drei Federstähle von 23 kcal⁄mol verdeutlicht wird. Die Überbrückung der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} inklusive der Bildung von Doppelkinken wird somit als thermisch aktivierter Mechanismus für die martensitischen Federstähle im Niedrigtemperaturbereich bekräftigt.

7.4.3 Einfluss der Technologie auf dem Mechanismus

Fraglich ist nun, wie das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als LTC-Ratenkontrollierender Mechanismus mit dem Kriechverhalten des unterschiedlich angelassenen Federstahls 61SiMn8 in Abbildung 43 in Verbindung gebracht werden kann und ob ggf. zusätzliche mikrostrukturelle Veränderungen in Betracht gezogen werden müssen. Festzuhalten ist, dass die Verringerung der mechanischen Eigenschaften, wie z.B. der 0,2 % Dehngrenzen $R_{p0,2}^{Z}$ unter Zugbelastung, welche bei einer Erhöhung der Temperatur ab ca. 360 K in Abbildung 37 zu beobachten ist, nicht den gesamten Verlauf der Kriechdehnung ε_{cr} in Abbildung 43 erklären kann.

Abbildung 43 lässt vermuten, dass mehrere Mechanismen während des Niedrigtemperaturkriechens der Federstähle beteiligt sind und der parabolische Verlauf nicht nur auf der Grundlage des Überbrückens der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} basiert. Aus diesem Grund sollen in den folgenden Abschnitten weitere mikrostrukturelle Veränderungen während der Anlassbehandlung betrachtet werden. Zu Beginn soll überprüft werden, ob die Erhöhung der Anlasstemperatur zu einer Reduzierung der mobilen Versetzungsdichte ρ_m führt. Die Bestimmung der Versetzungsdichte ρ kann mit Hilfe der Diffraktogramme in Abbildung 36, der modifizierten Williamson-Hall-Funktion

$$\Delta K = \frac{0{,}9}{D_{WH}} + b \cdot M_{WH} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2} \cdot \rho} \cdot \left(K \cdot \bar{C}^{1/2}\right) \tag{7.14}$$

und dem von T. Ungár et al. [75] verwendeten Versetzungsmodell unter Berücksichtigung der elastischen Konstanten eines Werkstoffs erfolgen. Hierbei ist ΔK ein Parameter, der mit der Halbwertsbreite θ_{HWB} eines Reflexes in Verbindung gebracht wird und mit

$$\Delta K = 2 \cdot \cos(\theta) \cdot (\theta_{HWB})/\lambda \tag{7.15}$$

definiert ist. Die durchschnittliche Kristallitgröße ist durch das Symbol D_{WH} charakterisiert. Das Symbol M_{WH} ist ein Versetzungsverteilungsparameter, welcher vom effektiven

äußeren Abschneideradius einer Versetzung abhängig ist und oft einen Wert zwischen eins und zwei annimmt [76]. Der Parameter K wird durch

$$K = (2 \cdot \sin(\theta))/\lambda \tag{7.16}$$

beschrieben. Letztlich wird der durchschnittliche Kontrastfaktor $\bar{C}$ mit Hilfe von

$$\bar{C} = \bar{C}_{h00} \cdot (1 - q_{WH} \cdot H^2) \tag{7.17}$$

bestimmt, wobei sich dieser von der Art der Versetzung und von den von elastischen Konstanten abhängigen Parameter $\bar{C}_{h00}$

$$\bar{C}_{h00} = a_{WH,1} \cdot \left[1 - exp\left(-\frac{A_i}{b_{WH,1}}\right)\right] + c_{WH,1} \cdot A_i + d_{WH,1}, \tag{7.18}$$

dem Parameter q_{WH} mit

$$q_{WH} = a_{WH,2} \cdot \left[1 - exp\left(-\frac{A_i}{b_{WH,2}}\right)\right] + c_{WH,2} \cdot A_i + d_{WH,2} \tag{7.19}$$

und dem Parameter H^2 mit

$$H^2 = \frac{h^2 \cdot l^2 + h^2 \cdot k^2 + l^2 \cdot k^2}{(h^2 + k^2 + l^2)^2} \tag{7.20}$$

ableiten lässt. Dabei entsprechen $a_{WH,1}$, $b_{WH,1}$, $c_{WH,1}$, $d_{WH,1}$, $a_{WH,2}$, $b_{WH,2}$, $c_{WH,2}$ und $d_{WH,2}$ den Materialkonstanten des von T. Ungár et al. [75] verwendeten Modells, die von der Art der Versetzung und dem Kristalltyp abhängig sind. Die Bedeutsamkeit der elastischen Konstanten c_{44}, c_{11} und c_{12} wird im Fall des elastischen Anisotropiefaktors A_i mit

$$A_i = \frac{2 \cdot c_{44}}{(c_{11} - c_{12})} \tag{7.21}$$

gezeigt. Die für die Berechnung des elastischen Anisotropiefaktors A_i benötigten elastischen Konstanten werden mit $c_{44} \approx 79{,}06$ GPa, $c_{11} \approx 268{,}1$ GPa und $c_{12} \approx 111{,}2$ GPa angenommen. Diese Werte basieren auf einer Studie von S. Kim und W. Johnson [77], die sich mit einem induktiv gehärteten martensitischen Stahl SAE 1050 beschäftigte. Der elastische Anisotropiefaktor A_i nimmt entsprechend Gleichung (7.21) einen Wert von eins an. Der Parameter H^2 wird anschließend für jede Netzebene des Martensits berechnet, wobei für die Netzebenen (1 1 0)α und (2 1 1)α ein Wert von 0,25 sowie für die Netzebene (2 0 0)α ein Wert von null bestimmt werden kann. Die Materialkonstanten $a_{WH,2}$, $b_{WH,2}$, $c_{WH,2}$ und $d_{WH,2}$ nehmen die Werte 8,659, 0,3730, 0,0424 bzw. -6,074 an. Dabei wird vorausgesetzt, dass Schraubenversetzungen Träger der plastischen Verformung kubisch raumzentrierter Werkstoffe bei niedrigen Temperaturen sind und das Verhältnis der elastischen Konstanten c_{12} und c_{44} ungefähr eins entspricht [75].

Nach Gleichung (7.19) ergibt sich somit ein Wert für den Parameter q_{WH} von 2,05. Die Werte für die Materialkonstanten $a_{WH,1}$, $b_{WH,1}$, $c_{WH,1}$ und $d_{WH,1}$ sind in der Tabelle 23 zusammengefasst, wobei diese ebenfalls nur für Schraubenversetzungen in kubisch raumzentrierten Werkstoffen gelten.

Tabelle 23: Materialkonstanten $a_{WH,1}$, $b_{WH,1}$, $c_{WH,1}$ und $d_{WH,1}$ für $\bar{C}_{h00}$ im Fall von Schraubenversetzungen im kubisch raumzentrierten Kristall

Materialkonstanten	$\boldsymbol{c_{12}/c_{44} = 1}$
$a_{WH,1}$	0,1740
$b_{WH,1}$	1,9522
$c_{WH,1}$	0,0293
$d_{WH,1}$	0,0662

Mit Hilfe dieser Werte ist eine Berechnung des Parameters $\bar{C}_{h00}$ möglich, was zu einem Wert von 0,166 führt. Als nächstes kann unter Berücksichtigung der verschiedenen Werte des Parameters H^2 der durchschnittliche Kontrastfaktor $\bar{C}$ nach Gleichung (7.17) ermittelt werden. Dieser nimmt für die Netzebenen (1 1 0)α bzw. (2 1 1)α den Wert

0,081 bzw. für die Netzebene (2 0 0)$_\alpha$ 0,166 an. Die Bestimmung der Halbwertsbreiten θ_{HWB} erfolgt mittels des Fittings der einzelnen Reflexe durch das Gaußverfahren, wobei die Halbwertsbreiten θ_{HWB} für die Netzebenen (1 1 0)$_\alpha$ bzw. (2 1 1)$_\alpha$ in der folgenden Tabelle 24 aufgelistet sind.

Tabelle 24: Halbwertsbreiten der jeweiligen Netzebenen

Netzebene	**Halbwertsbreite [rad]**					
	FHT			**IHT**		
	573 K	**673 K**	**773 K**	**573 K**	**673 K**	**773 K**
(1 1 0)$_\alpha$	0,015	0,012	0,008	0,019	0,015	0,012
(2 1 1)$_\alpha$	0,086	0,070	0,042	0,099	0,087	0,067

Die Berechnung der beiden Parameter K bzw. ΔK kann schließlich nach Gleichung (7.15) bzw. (7.16) erfolgen. Durch das Quadrieren der Gleichung (7.14) zu

$$\Delta K^2 = \left(\frac{0{,}9}{D_{WH}}\right)^2 + \frac{b^2 \cdot (M_{WH})^2 \cdot \pi}{2} \cdot \rho \cdot K^2 \cdot \bar{C} \qquad (7.22)$$

wird ersichtlich, dass es sich um eine Geradengleichung handelt, die zum Anpassen der Werte in einem Diagramm ΔK^2 vs. $K^2\bar{C}$ verwendet werden kann. Ein solches Diagramm ist für die jeweilige Wärmebehandlung in Abbildung 59 dargestellt. Unter der Annahme, dass der Versetzungsverteilungsparameter M_{WH} einen Wert von 1,5 annimmt und der Burgers Vektor b 0,249 nm beträgt, kann letztlich die Versetzungsdichte ρ mit Hilfe der Steigung der Fitting-Geraden bestimmt werden [76]. Die Versetzungsdichte ρ ist zusätzlich in Tabelle 25 zusammengefasst.

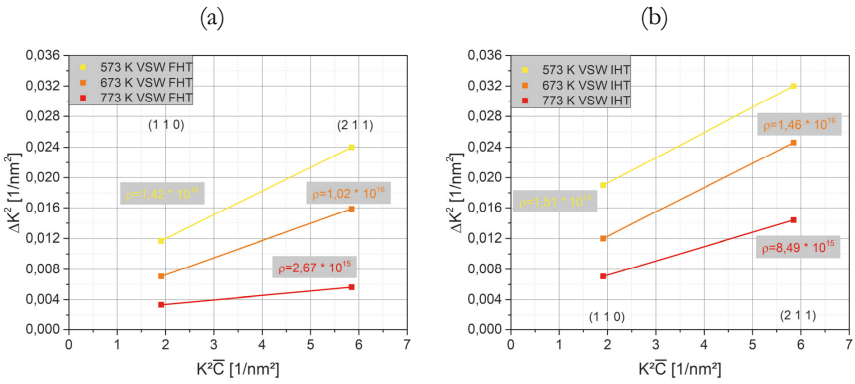


Abbildung 59: Modifiziertes Williamson-Hall-Diagramm für den 61SiMn8

Tabelle 25: Versetzungsdichte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungen

	FHT			IHT		
	573 K	**673 K**	**773 K**	**573 K**	**673 K**	**773 K**
$\boldsymbol{\rho}$ **[· 10¹⁶]**	1,42	1,02	0,27	1,51	1,46	0,85

Es ist ersichtlich, dass sich die Versetzungsdichte ρ mit Zunahme der Anlasstemperatur verringert. Unter der Annahme, dass die mobile Versetzungsdichte ρ_m bei beiden Wärmebehandlungen den gleichen Anteil von der gesamten Versetzungsdichte ρ entspricht, ist schließlich von der kleinsten Kriechrate $\dot{\varepsilon}_{cr}$ nach Gleichung (3.15) bei dem 773 K angelassenen Federstahl 61SiMn8 auszugehen. Eine kontinuierlich sinkende mobile Versetzungsdichte ρ_m mit Zunahme der Temperatur kann jedoch in Verbindung mit der Orowan Gleichung nur den linken Teil der Parabel erklären. Das in Abbildung 43 dargestellte Kriechverhalten kann somit nicht vollständig durch diese mikrostrukturelle Veränderung begründet werden.

Ein wesentlicher Hinweis könnte in den Kapiteln 7.1.1 und 7.1.2 gegeben worden sein, welche ein anisotropes Verhalten der untersuchten Federstähle offenbart haben. Folglich wird zum einen die Implementierung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} und zum

anderen die Berücksichtigung von Phasenumwandlungen während des Kriechverhaltens der Federstähle vorgeschlagen. Die gute Übereinstimmung der Simulation unter Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} mit dem Kriechverhalten der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung lässt ebenfalls das Vorhandensein von möglichen Phasenumwandlungen, wie z.B. Austenit zu Martensit, während der Kriechversuche der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung vermuten. Zur Unterstützung solcher Untersuchungen müssten jedoch weitere Werkzeuge, wie z.B. die Software JMatPro zur Berechnung temperaturabhängiger Werkstoffeigenschaften bzw. zur Ermittlung des Einflusses von Legierungselementen auf die Phasenstabilität, eingesetzt werden.

Mögliche Phasenumwandlungen, welche aufgrund vorheriger Wärmebehandlungen entstanden sein könnten, bedingen eine genauere Betrachtung der verschiedenen Stufen des Anlass-Prozesses. Dabei gilt es zu berücksichtigen, dass sich die folgenden Anlassstufen auf eine FHT-Wärmebehandlung beziehen. Die erste Stufe kann im Allgemeinen dem Temperaturbereich zwischen 295 K und 473 K zugeordnet werden. Innerhalb dieser Stufe kommt es zu einer Segregation und Umverteilung von Kohlenstoff an Gitterfehlern, wie z.B. Versetzungen, ehemaligen Austenitkorngrenzen oder Martensitlatten. Weiterhin bilden sich sogenannte Übergangskarbide, wie z.B. kohärente Epsilonkarbide $Fe_{2,4}C$, die eine hexagonale Struktur aufweisen [43], [78], [79].

Die zweite Stufe beinhaltet die Umwandlung des Restaustenits zu einer bainitischen Struktur, welche sich aus ferritischen Anteilen und dem inkohärenten Zementit Fe_3C zusammensetzt. Während in der Dissertation von Neu [43] diese Anlassstufe mit einem Temperaturbereich zwischen 373 K und 573 K angegeben wird, beginnt dieser Bereich nach der Forschungsgruppe um Saha [79] erst bei 100 K höheren Temperaturen.

In einem Temperaturbereich zwischen 523 K und 623 K ist die dritte Anlassstufe angesiedelt. Während dieser Stufe lösen sich im Allgemeinen die metastabilen Übergangskarbide komplett auf. Es bilden sich parallel stabförmige Karbide, wie z.B. Zementit Fe_3C. Aufgrund der Ausscheidung von Karbiden wandelt sich zusätzlich Martensit, welcher

einen sehr geringen Kohlenstoffgehalt hat, zu Ferrit um. Oberhalb von 623 K kommt es zu einer Vergröberung des angesprochenen Zementits [43], [79].

Wie bereits ersichtlich wurde, kann es zu unterschiedlichen Angaben der einzelnen Temperaturbereiche innerhalb der Literatur kommen. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass die meisten Forschungsgruppen unterschiedliche Werkstoffe mit verschiedenen chemischen Zusammensetzungen untersucht haben. So haben Horn und Ritchie [80] beispielsweise den Einfluss eines höheren Siliziumgehaltes herausgearbeitet, welcher die Umwandlung des metastabilen Epsilonkarbids in Zementit zu einem höheren Temperaturbereich zwischen 673 K und 743 K verschiebt. Die chemische Zusammensetzung von einem der beiden Stähle ist in Tabelle 26 aufgelistet, wobei diese nicht allzu weit von der chemischen Zusammensetzung der untersuchten Federstähle abweicht.

Tabelle 26: Chemische Zusammensetzung des Stahls 300-M [80]

Stahlgüte	**Chemische Zusammensetzung**						
	C	**Si**	**Mn**	**Cr**	**V**	**Mo**	**Ni**
300-M	0,42	1,59	0,76	0,76	0,10	0,41	1,76

Angaben in wt%

Von großer Bedeutung sind in diesem Zusammenhang ebenfalls die Ergebnisse der Dissertation von Choi [81]. Dieser hat in Zusammenarbeit mit dem südkoreanischen Stahlhersteller POSCO den Federstahl SAE9254 mit unterschiedlichen Siliziumgehalten untersucht. Es stellte sich dabei heraus, dass die Bildung der metastabilen Epsilonkarbide in einem Temperaturbereich zwischen 623 K und 673 K liegt und deren Umwandlung zu Zementit bei einer Temperatur von ca. 723 K stattfindet. Darüber hinaus hat Choi eine Vergröberung des Zementits festgestellt.

Die vorherigen Abschnitte offenbaren mehrere Möglichkeiten zur Interpretation des Kriechverhaltens in Abbildung 43. Unter der Annahme, dass sich die Temperaturbereiche der einzelnen Anlassstufen aufgrund der chemischen Zusammensetzung der Federstähle zu höheren Temperaturen verschieben, ist eine verzögerte Umwandlung des

Restaustenits zu einer bainitischen Struktur bei Temperaturen zwischen 550 K und 650 K denkbar. Um dem Verlauf der Parabel auf der linken Seite gerecht zu werden, müsste eine Erhöhung des Anteils der bainitischen Mikrostruktur folglich zu einer Verbesserung der Kriechbeständigkeit der Federstähle führen. Dass die austenitische Phase weicher als die bainitische Mikrostruktur ist, wird in den Forschungsbemühungen von Mateo und Caballero [82] aufgezeigt. Dabei führen beide die überlegenen Eigenschaften der bainitischen Mikrostruktur hauptsächlich auf die sehr geringe Breite der Ferritplatten zurück. Die linke Seite der Parabel in Abbildung 43 könnte demnach nicht nur durch die Abnahme der mobilen Versetzungsdichte ρ_m innerhalb einer Mikrostruktur, sondern auch in der Umwandlung des Restaustenits zu Bainit begründet sein. Eine letzte Variante zur Beschreibung der linken Seite der Parabel ist mit der Bildung der Epsilonkarbide verbunden. Diese könnten mit den Versetzungen insofern interagieren, dass die Versetzungsbewegung behindert und somit die Kriechdehnung ε_{cr} verkleinert wird. Mit steigender Anzahl bzw. Vergröberung der Epsilonkarbide wäre eine immer größer werdende Spannung für den Schneidprozess der Versetzungen notwendig, sodass die Kriechdehnung ε_{cr} sinken würde.

Bezüglich der rechten Seite der Parabel in Abbildung 43 kommen ebenfalls mehrere Szenarien in Frage. So könnte die Zunahme der Kriechdehnung ε_{cr} einerseits mit der Umwandlung des Martensits zu Ferrit in der dritten Anlassstufe erklärt werden. Dies wäre jedoch ebenfalls nur bei einer Verschiebung des Temperaturbereiches zu höheren Temperaturen aufgrund der chemischen Zusammensetzung der Federstähle denkbar. Letztlich sind wiederum die Ergebnisse von Choi [81] zu berücksichtigen, der die Umwandlung der kohärenten Epsilonkarbide zu inkohärentem Zementit bei einer Temperatur von ca. 723 K beobachtet hat. Folglich müsste bei einer Vergröberung des Zementits ab einer Temperatur oberhalb von 723 K eine immer geringere Spannung zum Umgehen der Karbide aufgebracht werden. Die Kriechdehnung ε_{cr} würde somit ansteigen.

7.5 Zusammenfassende Diskussion

In den vorherigen Kapiteln wurde anfänglich der SDE der verschiedenen Federstähle betrachtet, welcher mit unterschiedlichen 0,2 % Dehngrenzen unter verschiedenen Belastungsrichtungen in Verbindung gebracht wird. Ein solch anisotropes Verhalten verlangte die Implementierung des Drucker-Prager Fließkriteriums in die Beschreibung des Kriechverhaltens von Federstählen.

Dieses wurde mit Hilfe von Kriechversuchen der Ventilfederdrähte unter Zug- bzw. Torsionsbelastung untersucht. Zur Beschreibung des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung wurden in der Literatur zwei Theorien, die Verfestigungs- und die Erschöpfungstheorie, vorgeschlagen. Es konnte jedoch anhand der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter gezeigt werden, dass sich beide Theorien nicht eignen. Selbst die Weiterentwicklung der Erschöpfungstheorie konnte im untersuchten Temperaturbereich nicht zum gewünschten Erfolg führen. Dies könnte u.a. an die Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der 0,2 % Dehngrenzen unter Zugbelastung $R_{p0,2}^{Z}$ liegen. Eine Erweiterung der Erschöpfungstheorie sollte demnach zukünftig in Betracht gezogen werden.

Um dennoch die Übertragbarkeit des Kriechverhaltens von Ventilfederdrähten unter Zugbelastung auf das Kriechverhalten von Ventilfederdrähten unter Torsionsbelastung zu ermöglichen, wurde die Spannungsabhängigkeit beider Kriechparameter des logarithmischen Gesetzes aus Gleichung (3.3) manuell festgelegt. Im Rahmen dieser Spannungsabhängigkeit wurde der zuvor ermittelte Drucker-Prager Parameter a^{DP} integriert. Es hat sich gezeigt, dass unter Berücksichtigung des Drucker-Prager Parameters a^{DP} eine Annäherung der simulierten Kriechkurven zu den experimentell ermittelten Kriechkurven erreicht werden kann. Das Voraussagen des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte unter Torsionsbelastung mit Hilfe der Kriechparameter aus den Kriechversuchen der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung wurde somit ermöglicht.

Um den Einfluss verschiedener Anlasstemperaturen herausarbeiten zu können, wurden zusätzliche Kriechversuche der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung durchgeführt. Diese offenbarten zunächst eine Verringerung der Kriechdehnung ε_{cr} mit Zunahme der Anlasstemperatur, wobei sich der Trend unter Berücksichtigung der verschiedenen Anlass-Prozesse in einem Temperaturbereich von 675 K – 725 K umkehrte. Daraufhin wurden mögliche Mechanismen, wie z.B. Phasenumwandlungen oder Wechselwirkungen der mobilen Versetzungen mit eventuell vorhandenen Karbiden, diskutiert. Letztlich konnte der LTC-Raten-kontrollierende Mechanismus mit Hilfe der experimentell ermittelten Aktivierungsvolumen v und Nettoaktivierungsenergien ΔG bestimmt werden, wonach das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} für das Kriechverhalten der Federstähle im Niedrigtemperaturbereich verantwortlich ist.

Fraglich ist, inwiefern das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} das Kriechverhalten in Abbildung 43 erklären kann. Dies soll im Zusammenhang mit den zuvor genannten Ansätzen, d.h. den Phasenumwandlungen bzw. den Wechselwirkungen der mobilen Versetzungen mit eventuell vorhandenen Karbiden, diskutiert werden. Um den Ansatz der Wechselwirkungen von mobilen Versetzungen mit eventuell vorhandenen Karbiden näher zu überprüfen, wird auf die Gleichung (3.7) zur Berechnung des Aktivierungsvolumens v zurückgegriffen. Nach Angaben von Choi [81] liegt der Abstand benachbarter Hindernisse l^* im Fall der Epsilonkarbiden des SAE9254 bei ca. 42 nm. Unter der Annahme, dass der Abstand benachbarter Hindernisse l^* ebenfalls für den untersuchten Federstahl 61SiMn8 gilt, kann die Größe d^* möglicher Epsilonkarbide mit Hilfe des Burgers Vektors und dem experimentell bestimmten Aktivierungsvolumen v berechnet werden. Diese würde ca. 0,01 nm betragen und somit die Werte der stäbchenförmigen Epsilonkarbide in Choi´s Studie mit einer gefundenen Länge von ca. 80 nm bzw. einer Breite von ca. 8 nm nach einem Anlassprozess von 5 min bei 400°C deutlich unterschreiten. Typische Werte für die Dimensionen der Epsilonkarbide betragen 100 nm für die Länge und 20-30 nm für die Breite [83]. Die ermittelte Größe der möglichen Epsilonkarbide ist somit selbst unter Berücksichtigung des kürzeren Anlassprozesses der IHT-Wärmebehandlung als unrealistisch einzustufen.

Ebenso darf dieser Ansatz im Hinblick auf den theoretischen Abstand benachbarter Hindernisse l^* im Fall des Zementits angezweifelt werden. Für den angelassenen Federstahl der Studie von Choi wurde eine tatsächliche Größe des runden Zementits von ca. 140 nm gemessen. Unter der Annahme, dass diese Größe auch für den Federstahl 61SiMn8 gilt, ergibt sich auf Basis der Gleichung (3.7) und dem experimentell ermittelten Aktivierungsvolumen v ein möglicher Abstand benachbarten Zementits von ca. 0,003 nm. Zum Vergleich ist der tatsächliche Abstand benachbarten Zementits in Choi´s Studie mit ca. 25 µm zu erwähnen. Der Ansatz der Wechselwirkungen von mobilen Versetzungen mit eventuell vorhandenen Karbiden ist aufgrund der durchgeführten Überlegungen und der fehlenden TEM Aufnahmen der untersuchten Federstähle eher kritisch zu betrachten.

Bezüglich des Ansatzes der Phasenumwandlungen während der verschiedenen Anlassstufen kann auf die Arbeiten von Liu et al. [46] bzw. N. Remalli et al. [50] zurückgegriffen werden. So wurde in der Studie von Liu et al. gezeigt, dass verschiedene Phasen bzw. Morphologien zu einem unterschiedlichen Kriechverhalten führen können. Der eigentliche LTC-Raten-kontrollierende Mechanismus innerhalb einer Phase muss sich jedoch nicht zwangsläufig ändern. Folglich könnte im Rahmen der Dissertation die Umwandlung des Restaustenits zu Bainit zunächst zu einer Verbesserung der Kriechbeständigkeit führen, wohingegen der Verlust der tetragonalen Verzerrung des Martensits aufgrund der zunehmenden Ausscheidung von Karbiden und einer einhergehenden Annäherung der Kristallstruktur an den kubisch raumzentrierten Ferrit eine Verschlechterung der Kriechbeständigkeit offenbart. Trotz lokal unterschiedlicher Kriecheigenschaften wäre in sämtlichen Phasen das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als der ablaufende LTC-Raten-kontrollierende Mechanismus zu benennen. Der Nachweis möglicher Phasenumwandlungen müsste jedoch in zukünftigen Phasen- bzw. Thermoanalysen bewiesen werden.

8 Zusammenfassung & Ausblick

Es ist unumstritten, dass nicht nur gesetzliche Richtlinien und Normen, sondern auch stetig steigende Kundenanforderungen zu einem innovativen Handeln in der Automobilindustrie aufrufen. Selbst etablierte Prozesse und altbewährte Produkte müssen fortwährend überdacht und den gegenwärtigen bzw. zukünftigen Marktsituationen angepasst werden. So führen die Forderungen nach einem strukturellen Leichtbau auch im Fall der Ventilfeder zu einem Weiterdenken. Die verwendeten Federstähle sind während der Lebensdauer einer Ventilfeder mit einer Kombination aus mechanischen und thermischen Belastungen konfrontiert, was neben einer hohen Dauerfestigkeit insbesondere eine hohe Kriechbeständigkeit der Federstähle bedingt. Um den Anforderungen nach einer optimalen Werkstoffausnutzung und einer Erhöhung der Kriechbeständigkeit der Federstähle gerecht zu werden, ist es demnach unabdingbar die LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismen aufzudecken und neue Impulse in der Werkstoffentwicklung zu setzen. Die Werkstoffentwicklung soll dabei so geführt werden, dass geeignete Werkstoffe frühzeitig, ohne die kostenintensive Herstellung von Ventilfedern, identifiziert werden.

Diesbezüglich wurde das Kriechverhalten martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich untersucht, wobei auf das Kriechverhalten von Ventilfederdrähte unter Zug- bzw. Torsionsbelastung eingegangen wurde. Sämtliche Ergebnisse haben gezeigt, dass die zeitabhängige Kriechdehnung ε_{cr} martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich mit Hilfe des jeweiligen Gesetzes der Verfestigungs- bzw. Erschöpfungstheorie beschrieben werden kann. Dabei wurde nachgewiesen, dass die materialspezifischen Kriechparameter aus der uniaxialen Belastung unter Einbehaltung derselben Wärmebehandlung und unter Zuhilfenahme des Drucker-Prager Fließkriteriums zur Voraussage des Kriechverhaltens von Ventilfederdrähten unter Torsionsbelastung verwendet werden können.

Die Verfestigungs- und die Erschöpfungstheorie, welche beide auf Versetzungsgleitprozesse als LTC-tragenden Mechanismus des Niedrigtemperaturkriechens basieren, wurden weiterhin auf deren Eignung zur Beschreibung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter überprüft. Beide Theorien erwiesen sich als ungeeignet.

Dass das Versetzungsgleiten dennoch eine wesentliche Rolle im Kriechverhalten martensitischer Federstähle im Niedrigtemperaturbereich spielt, konnte schließlich mit Hilfe der inkrementellen Stufentests und der damit verbundenen Bestimmung der Nettoaktivierungsenergie ΔG und des Aktivierungsvolumens v offenbart werden. So verweisen beide Aktivierungsparameter auf das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als LTC-Raten-kontrollierenden Mechanismus. Weitere Kriechversuche der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung haben den Einfluss der Anlasstemperatur auf die Kriechdehnung ε_{cr} gezeigt. Zur Erklärung des Kriechverhaltens wurden verschiedene Theorien aufgestellt, wobei die Wechselwirkungen der mobilen Versetzungen mit eventuell vorhandenen Karbiden während des Kriechens eher abzulehnen ist. Stattdessen ist ein lokales Kriechen in unterschiedlichen Phasen vorstellbar, welches das Überbrücken der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als thermisch aktivierten Mechanismus beinhaltet.

Schließlich geben die Diagramme in Abbildung 43 (a) bzw. (b) einen indirekten Hinweis zur Übertragbarkeit des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte auf das Kriechverhalten einer Ventilfeder. Dies wird unter Betrachtung der jeweiligen Anlasstemperaturen in der Serienproduktion verdeutlicht, welche bei den Ventilfederdrähten zwischen 723 K – 773 K und bei den Ventilfedern zwischen 573 K – 673 K liegen. Während demnach eine höhere Anlasstemperatur im Temperaturbereich der Ventilfederdrähte zu höheren Kriechdehnungen ε_{cr} führt, ist von einem umgekehrten Verhalten der Ventilfedern auszugehen. Eine Übertragung des Kriechverhaltens der Ventilfederdrähte auf das Kriechverhalten der Ventilfedern wäre somit unter Beibehaltung der gegenwärtigen Anlass-Prozesse voraussichtlich nicht möglich. Weiterhin können vorhandene Eigenspannun-

gen in den Ventilfedern einen wesentlichen Unterschied beim Niedrigtemperaturkriechen ausmachen. Diese sind jedoch im Fall der Ventilfederdrähte nicht betrachtet worden, da kein serienmäßiger Kugelstrahlprozess für die Ventilfederdrähte existiert.

Ausblick

Die Verifizierung der ursprünglichen Theorien, d.h. der Verfestigungs- bzw. der Erschöpfungstheorie, ergab, dass beide Theorien nicht in der Lage waren, die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter zu beschreiben. Die Eignung der weiterentwickelten Erschöpfungstheorie konnte zwar in einem Temperaturbereich von 298 K - 353 K nachgewiesen werden, führte jedoch im untersuchten Temperaturbereich zu keiner Verbesserung. Denkbar wäre, dass die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der 0,2 % Dehngrenzen $R_{p0,2}^{Z}$ unter Zugbelastung im Rahmen einer weiteren Modellentwicklung zur geeigneten Beschreibung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der jeweiligen Kriechparameter führen könnte.

Zur Bekräftigung des Überbrückens der Peierls Nabarro Spannung τ^{PS} als LTC-Ratenkontrollierenden Mechanismus sind entweder weitere Spannungs-Stufen-Tests mit Spannungsänderungen von ca. 50 MPa oder die Durchführung von Dehnratenwechseltests mit Hilfe der Nanoindentierung zu empfehlen. Dies würde nicht nur eine bessere Unterscheidung der Kriechraten $\dot{\varepsilon}_{cr}$, sondern auch einen Vergleich mit einer anderen Methodik ermöglichen. Zur Absicherung der Korrelation zwischen möglicher Phasenumwandlungen aufgrund verschiedener Anlasstemperaturen und dem resultierenden Kriechverhalten sind entsprechende Thermoanalysen durchzuführen. Ebenso bieten sich nachführende Untersuchungen mit einem Transmissionselektronenmikroskop an, um den Ansatz bezüglich der Wechselwirkungen zwischen den Versetzungen und eventuell vorhandenen Karbiden zu untersuchen.

Ob es tatsächlich zu Phasenumwandlungen während des Kriechens unter Zugbelastung bei den untersuchten Temperaturen kommt, gilt es ebenfalls herauszuarbeiten. Diesbezüglich wäre eine quantitative Phasenanalyse notwendig, die den Restaustenitgehalt vor

und nach dem Kriechen der Ventilfederdrähte unter Zugbelastung bestimmt. Eine nachweisliche Phasenumwandlung würde den Einsatz des Drucker-Prager Fließkriteriums weiter bekräftigen.

Die Voraussage des Kriechverhaltens von Ventilfedern unter Verwendung des Drucker-Prager Fließkriteriums würde aufgrund unterschiedlicher Herstellungsprozesse zwischen dem Ventilfederdraht und der Ventilfeder nicht gelingen. Der Einsatz von weiteren Übertragungsfaktoren wäre an dieser Stelle nicht zielführend. Stattdessen sollten zunächst Ventilfederdrähte und Ventilfedern in einem kleinen Umfang unter denselben Rahmenbedingungen hergestellt und anschließend geprüft werden. Dies würde die Grundvoraussetzungen zur Übertragbarkeit des Kriechverhaltens von Ventilfederdrähten auf das Kriechverhalten von Ventilfedern schaffen und so dem Ziel der Beurteilung des Federstahls bereits vor der zeit- und kostenintensiven Produktion von Ventilfedern näherkommen.

9 Literaturverzeichnis

[1] P. D. s. t. T. Koch, D.-I. O. Toedter und P. Weber, „VDI-Studie - Ökobilanz von Pkws mit verschiedenen Antriebsystemen," 2020.

[2] T. Muhr, *Zur Konstruktion von Ventilfedern in hochbeanspruchten Verbrennungsmotoren,* Aachen, 1992.

[3] R. van Basshuysen und F. Schäfer, Handbuch Verbrennungsmotor, Bd. 4, Wiesbaden: Vieweg Verlag, 2007.

[4] M. Meissner, H.-J. Schorcht und U. Kletzin, Metallfedern - Grundlagen, Werkstoffe, Berechnung, Gestaltung und Rechnereinsatz, Bd. 3, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2015.

[5] H. Wittel, D. Muhs, D. Jannasch und J. Voßiek, Roloff/Matek Maschinenelemente - Normung Berechnung Gestaltung, 22 Hrsg., Wiesbaden: Springer Vieweg, 2015.

[6] *DIN EN 13906-1,* 2002.

[7] J. Rösler, H. Harders und M. Bäker, Mechanisches Verhalten der Werkstoffe, Wiesbaden: Springer Verlag, 2012.

[8] M. Petrich, R. Reich und U. Kletzin, „Development of fatigue strength diagrams for helical compression springs made of spring steel wire," in *1st Compendium of Modern Spring Technologies 2021*, 2021, pp. 9-18.

[9] E. Macherauch und H.-W. Zoch, Praktikum in Werkstoffkunde, Wiesbaden: Vieweg+Teuber, 2011.

[10] *DIN EN 10270.*

[11] A. Calik, A. Duzgun, O. Sahin und N. Ucar, „Effect of Carbon Content on the Mechanical Properties of Medium Carbon Steels," *Zeitschrift für Naturforschung,* pp. 468-472, 2010.

[12] E. Hornbogen, G. Eggeler und E. Werner, Werkstoffe - Aufbau und Eigenschaften von Keramik-, Metall-, Polymer- und Verbundwerkstoffen, 2012.

[13] T. Hamada, „Outline of Steel Production System," Kakogawa, 2020.

[14] V. Geinitz, M. Weiß, U. Kletzin und P. Beyer, *Relaxation of Helical Springs and Spring Steel Wires,* Ilmenau, Thüringen, 2011.

[15] B. Alfredsson, I. L. Arregui und J. Lai, „Low Temperature Creep in a high strength roller bearing steel," *Mechanics of Materials,* pp. 109-125, 2016.

[16] M. Kassner, C. S. Campbell und K. Smith, „Low-temperature creep in pure metals and alloys," *Journal of Material Science,* OKtober 2015.

[17] F. Garofalo, Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals, 1965.

[18] H. Frost und M. Ashby, Deformation-Mechanism Maps, 1982.

[19] E. Hornbogen und H. Warlimont, Metallkunde, 1967.

[20] H. Conrad, „Thermally Activated Deformation of Metals," *Journal of Metals,* pp. 582-588, 1964.

[21] S. W. Bonk, *Dissertation,* 2018.

[22] A. Evans und R. Rawlings, „The thermally activated deformation of crystalline materials," *Phys. stat. sol.,* pp. 9-31, 1969.

[23] B. P. Thimm, *Dissertation,* 2019.

[24] E. Orowan, „Problems of Plastic Gliding," *Proceedings of the Physical Society,* pp. 8-22, 1940.

[25] N. Mott, „LXXVIII: A theory of work-hardening of metals II: Flow without slip-lines, recovery and creep," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 44,* pp. 742-765, 1953.

[26] E. Orowan, The Creep of Metals, 1947.

[27] E. Orowan, „Zur Kristallplastizität. I. Tieftemperaturplastizität und Beckersche Formel," *Zeitschrift für Physik,* pp. 605-613, 1934.

[28] P. Thornton und P. Hirsch, „The effect of stacking fault energy on low temperature creep in pure metals," *Philosophical Magazine,* pp. 738-761, 1958.

[29] H. Conrad, „An investigation of the rate controlling mechanism for plastic flow of copper crystals at 90° and 170°K," *Acta Metallurgica,* pp. 339-350, Mai 1958.

[30] R. Neu und H. Sehitoglu, „Low-Temperature Creep of a Carburized Steel," *Metallurgical Transaction A,* Nr. Volume 23 A, pp. 2619-2624, September 1992.

[31] H. Conrad und H. Wiedersich, „Activation energy for deformation of metals at low temperatures," *Acta Metallurgica,* pp. 128-130, 1960.

[32] R. Arsenault, „Low-Temperature Creep of Alpha Iron," *Acta Metallurgica,* pp. 547-554, Mai 1964.

[33] M. E. Kassner und K. Smith, „Low temperature creep plasticity," *Journal of Materials Research and Technology,* pp. 280-288, 2014.

[34] A. Cottrell, „The Time Laws of Creep," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids Vol. 1,* pp. 53 - 63, 1952.

[35] N. Mott und F. Nabarro, „Dislocation Theory and Transient Creep," 1948.

[36] D. O. Welch, „Exhaustion Theory of creep in metals at low temperatures," *J. Phys. Chem. Solids.,* pp. 1115 - 1127, 1972.

[37] N. Mott, „Mechanical Strength and Creep in Metals," in *Imperfections in nearly perfect crystal*, 1950, pp. 173-196.

[38] C. Smith, „A Theory of Transient Creep in Metals," *The Proceedings of the Physical Society,* Bd. Vol. 61, Nr. 345, pp. 201-205, September 1948.

[39] F. Nabarro, Theory of Crystal Dislocations, 1967.

[40] T. H. Alden, „Strain Hardening During Low Temperature Creep of 304 Stainless Steel," *Acta metall.,* pp. 2621 - 2626, 1987a.

[41] T. H. Alden, „Theory of Mobile Dislocation Density: Application to the Deformation of 304 Stainless Steel," *Metallurgical Transactions A,* Bd. 18A, pp. 51 - 62, January 1987b.

[42] T. H. Alden, „Theory of Plastic and Viscous Deformation," *Metallurgical Transactions A,* Bd. 18A, pp. 811 - 826, May 1987c.

[43] R. W. Neu, *An Investigation into the Mechanisms of Cone Bore Growth in Railroad Bearings,* 1991.

[44] A. Oehlert und A. Atrens, „Room Temperature Creep of High Strength Steels," *Acta Metall. Mater.,* Nr. Vol. 42, No. 5, pp. 1493-1508, 1994.

[45] C. Liu, Z. Zhao und D. Northwood, „Effect of Heat Treatments on Room Temperature Creep Strain of a High Strength Steel," *Key Engineering Materials,* Nr. Vols. 171-174, pp. 403-410, 2000.

[46] C. Liu, P. Liu, Z. Zhao und D. O. Northwood, „Room Temperature Creep of a High Strength Steel," *Materials and Design,* Nr. 22, pp. 325-328, 2001.

[47] I. L. Arregui und B. Alfredsson, „Elastic-plastic characterization of a high strength bainitic roller bearing steel - experiments and modelling," *International Journal of Mechanical Science,* pp. 1254 - 1268, 2010.

[48] W. Spitzig, R. Sober und O. Richmond, „Pressure Dependence of Yielding and Associated Volume Expansion in Tempered Martensite," *Acta Metallurgica,* pp. 885 - 893, July 1975.

[49] M. Kassner, P. Geantil und R. Rosen, „Ambient Temperature Creep of Type 304 Stainless Steel," *Journal of Engineering Materials and Technology,* April 2011.

[50] N. Remalli, M. Hasan, N. Kishore, G. Rajavel, M. Münch, K. Donnerbauer, F. Stern, N. Baak, F. Walther, M. Sambandam, J. Heßland, S. Klapprott, K. V. Rajulapati und R. Brandt, „Pivotal Role of Retained Austenite in the Low Temperature Creep Controlling Mechanismin a Martensitic Spring Steel," *Journal of Materials Science and Engineering: A,* 2023.

[51] V. Kobelev, „Some basic solutions for nonlinear creep," *International Journal of Solids and Structures,* Nr. 51, pp. 3372-3381, 2014.

[52] U. Kletzin und J. Schleichert, „Kriech- und Relaxationsverhalten von Federstahldrähten in Schraubenfedern," Ilmenau, 2018.

[53] „SLV Rostock," 30 Januar 2021. [Online]. Available: https://www.slv-rostock.de/fileadmin/user_upload/Rostock/Simulation/Gleeble_3500_at_SLV_M-V_GmbH_Rostock_Germany.pdf.

[54] „Uni Bayreuth," 30 Januar 2021. [Online]. Available: https://www.metalle.uni-bayreuth.de/de/5-ausstattung/1-werkstoffpruefung/index.html.

[55] C. Spura, Technische Mechanik 2. Elastostatik - Nach fest kommt ab, Wiesbaden: Springer Vieweg, 2019.

[56] W. Rust, Nichtlineare Finite-Elemente-Berechnungen: Kontakt, Kinematik, Material, Springer, 2016.

[57] ANSYS, Inc., *ANSYS Mechanical APDL Programmer´s Reference,* 2013.

[58] H.-P. Bäumer, Programmieren mit Fortran 90: Eine umfassende Einführung für Studenten und Praktiker, Vieweg+Teubner Verlag, 1997.

[59] D. Drucker und W. Prager, „Soil mechanics and plastic analysis or limit design," *Quarterly of Applied Mathematics,* pp. 157 - 165, 1952.

[60] C. Seck, „Entwicklung eines Bemessungsmodells für ein kontinuierliches Verbundmittel im Holz-Beton-Verbundbau mittels numerischer und experimenteller Untersuchungen," Kaiserslautern, 2022.

[61] S. Kattenstedt, „Untersuchungen zur Modellierung und numerischen Simulation des Querkrafttragverhaltens von Stahlbetonbalken," Dortmund, 2017.

[62] K. Mani Pandey, O. Prakash und B. Bhattacharya, „Variation of activation volume with temperature for Fe, Si, and Ge," *Materials Letters,* Nr. 57, pp. 4319-4322, 2003.

[63] G. Gottstein, Materialwissenschaft und Werkstofftechnik, Aachen: Springer Vieweg, 2014.

[64] J. F. Devlin, „Stacking-fault energies in simple metals: applications to bcc metals," *J. Phys. F: Metal Phys.,* Nr. 11, pp. 2497-2513, 1981.

[65] C. Weinberger, B. Boyce und C. Battaile, „Slip planes in bcc transition metals," *International Materials Reviews,* pp. 296-314, 2013.

[66] Y. Kamimura, K. Edagawa, A. Iskandarov, M. Osawa, Y. Umeno und S. Takeuchi, „Peierls stresses estimated via the Peierls-Nabarro model using ab-initio γ-surface and their comparison with experiments," *Acta Materialia,* Nr. 148, pp. 355-362, 2018.

[67] G. Wang, A. Strachan, T. Cagin und W. A. Goddard, „Calculating the Peierls energy and Peierls stress from atomistic simulations of screw dislocation dynamics: application to bcc tantalum," *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.,* Nr. 12, pp. 371-389, 2004.

[68] H. Frost und M. Ashby, Deformation-Mechanism Maps, 1982.

[69] L. Ventelon, F. Willaime, E. Clouet und D. Rodney, „Ab initio investigation of the Peierls potential of screw dislocations in bcc Fe and W," *Acta Materialia,* Nr. 61, pp. 3973-3985, 2013.

[70] F. Huyan, R. Larker, P. Rubin und P. Hedström, „Effect of Solute Silicon on the Lattice Parameter of Ferrite in Ductile Irons," *ISIJ International ,* Nr. 54, pp. 248-250, 2014.

[71] Y. Kamimura, K. Edagawa und S. Takeuchi, „Experimental evaluation of the Peierls stresses in a variety of crystals and their relation to the crystal structure," *Acta Materialia ,* Nr. 61, pp. 294-309, 2013.

[72] O. Sherby, J. Lytton und J. Dorn, „Activation energies for creep of high purity aluminum," *Acta Metallurgica,* Bd. Vol. 5, Nr. Issue 4, pp. 219-227, April 1957.

[73] T. Suzuki, S. Takeuchi und H. Yoshinaga, „Dislocation Dynamics and Plasticity," in *Springer Series in Material Science*, Bd. 12, 1991.

[74] L. P. Kubin, Dislocations, Mesoscale Simulations and Plastic Flow, 2013.

[75] T. Ungár, I. Dragomir, Á. Révész and A. Borbély, "The contrast factors of dislocations in cubic crystals: the dislocation model of strain anisotropy in practice," *J. Appl. Cryst.,* vol. 32, pp. 992-1002, 1999.

[76] T. Gräning, *Dissertation,* Berlin, 2017.

[77] S. A. Kim and W. L. Johnson, "Elastic constants and internal friction of martensite steel, ferritic-pearlitic steel, and Alpha-iron," *Materials Science and Engineering A 452-453,* pp. 633-639, 2007.

[78] Y. Wang, S. Denis, B. Appolaire und P. Archambault, „Modelling of precipitation of carbides during tempering of martensite," *Journal de Physique IV,* pp. 103-110, 2004.

[79] D. C. Saha, E. Biro, A. Gerlich und Y. Zhou, „Effects of tempering mode on the structural changes of martensite," *Materials Science & Engineering A,* pp. 467-475, 2016.

[80] R. M. Horn und R. O. Ritchie, „Mechanisms of Tempered Martensite Embrittlement in Low Alloy Steels," *Metallurgical Transactions A,* pp. 1039-1053, 1978.

[81] S. Choi, *Optimization of microstructure and properties of high strength spring steel,* 2011.

[82] C. G. Mateo und F. G. Caballero, „The Role of Retained Austenite on Tensile Properties of Steels with Bainitic Microstructures," *Materials Transactions,* Bd. Vol. 46, Nr. 8, pp. 1839-1846, 2005.

[83] S. A. Forsik und P. E. Rivera-Diaz-del-Castillo, „Martensitic Steels: Epsilon Carbides in Tempered," *Encyclopedia of Iron, Steel, and their Alloys,* 2016.

Anhang

Anhang 1: Spannungs-Dehnungs-Diagramme

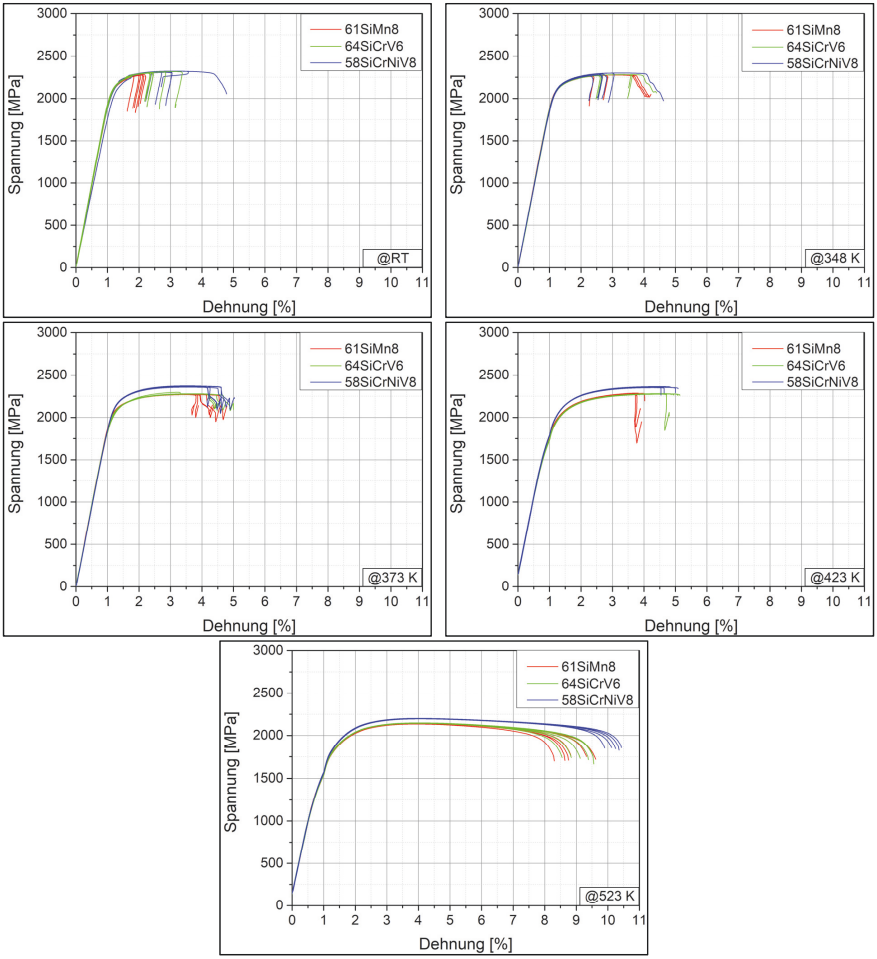


Abbildung 60: Spannungs-Dehnungs-Diagramme

Anhang 2: Streuung der Kriechversuche

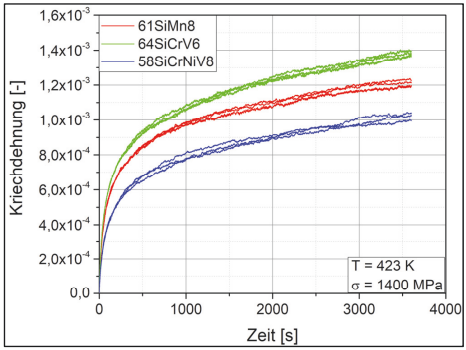


Abbildung 61: Streuung der Kriechversuchen unter Zugbelastung

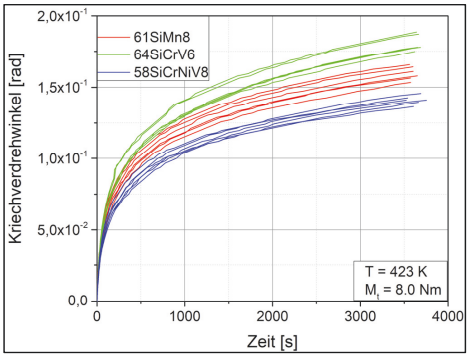


Abbildung 62: Streuung der Kriechversuchen unter Torsionsbelastung