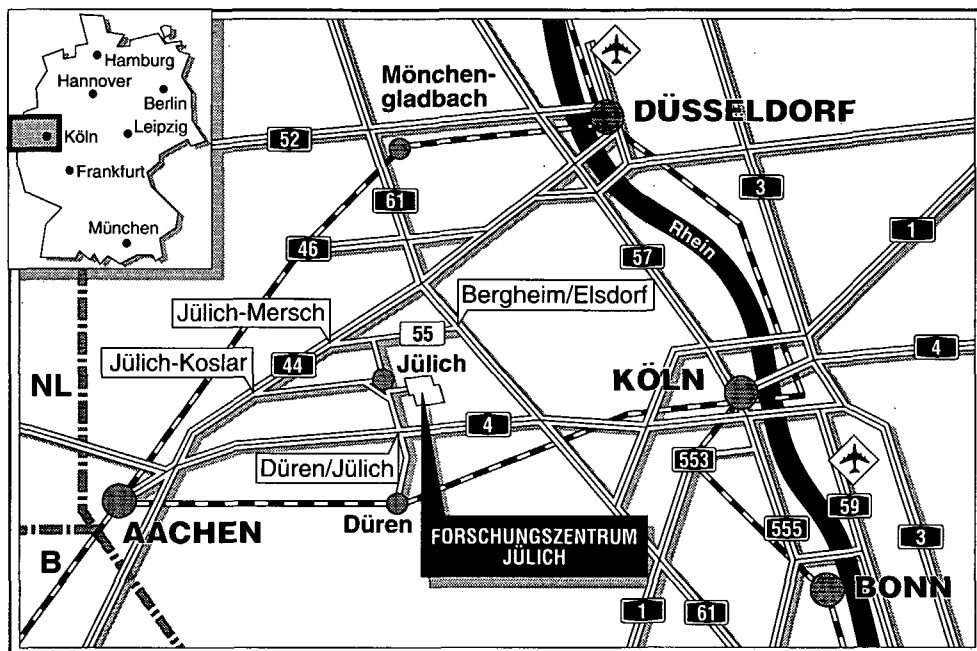


Institut für Reaktorwerkstoffe

2714

**Anwendung der Stoffgleichung
„Ein-Parameter-Modell“
auf eine hochwarmfeste Legierung**

Edelbert Schwarze Hans Schuster Hubertus Nickel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2714

ISSN 0366-0885

Institut für Reaktorwerkstoffe Jül-2714

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Jül-2714

Januar 1993

ISSN 0366-0885

Anwendung der Stoffgleichung „Ein-Parameter-Modell“ auf eine hochwarmfeste Legierung

Edelbert Schwarze* Hans Schuster Hubertus Nickel

*Dissertation

**Anwendung der Stoffgleichung
"Ein-Parameter-Modell"
auf eine hochwarmfeste Legierung**

von
E. Schwarze*
H. Schuster
H. Nickel

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein bestehendes Stoffgesetz, welches zur Beschreibung des Zeitstandverhaltens metallischer Werkstoffe mit Hilfe der aus Zug- und Dehnratenwechselversuchen gewonnenen Modellkonstanten konzipiert wurde, für eine Anwendung auf Hochtemperaturwerkstoffe modifiziert.

Dazu wurde neben der Entwicklung von Versetzungsdichte und -anordnung auch die Wechselwirkung von Teilchen einer zweiten Phase (Carbide) mit den Versetzungen berücksichtigt. Die zeit- und temperaturabhängige Evolution der Carbidstruktur wurde durch eine Gleichung beschrieben, welche sowohl die Carbidbildung als auch die Carbidreifung (Ostwald-Reifung) berücksichtigt.

Angewendet wurde das so erweiterte Modell auf den carbidbildenden Werkstoff Incoloy 800H. Dazu wurden Zug-, Dehnratenwechsel-, Zeitstand- und Relaxationsversuche an den Chargen ADU und BAK bei 800-900°C sowohl an lösungsgeglühtem als auch an 10, 100, und 1000h lange ausgelagerten Proben durchgeführt.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Zugversuchen, bei denen die Carbidstruktur nur eine untergeordnete Rolle spielt, hat die jeweilige Carbidstruktur entscheidenden Einfluß auf das Kriechverhalten im primären Bereich bei niedrigen Spannungen und hohen Temperaturen.

The One-Parameter-Model
a Constitutive Equation Applied to a Heat Resistant Alloy

von
E. Schwarze*
H. Schuster
H. Nickel

Abstract

In the present work a constitutive model earlier developed and used to predict experimental results of hot tensile tests and fatigue tests from creep experiments of metallic materials were modified to comply with the properties of a high temperature resistant material.

The improved model accounts for the properties of a material developing a density and a structure of dislocation lines which are capable of interactions with particles (carbides) from a second phase. The time and temperature dependent evolution of the carbide structure has been described by an equation which explains the formation of seeds as well as their growths (Ostwald ripening).

The extended model was applied to Incoloy 800H which is known to develop a carbide structure. Therefore hot tensile and fatigue tests, creep and relaxation experiments using the heats ADU and BAK (KFA specifications) at temperature between 800 ° C and 900 ° C were performed including both solution treated specimens and specimens heat treated for 10, 100 and 1000 hours.

As compared with the results from tensile tests where the carbide structures play a subordinated role, alternately, these structures have a decisive influence on the creep properties of specimens during the primary creep phase, i.e. at low stresses and high temperatures.

Inhaltsverzeichnis

1.0	Einleitung und Zielsetzung	1
2.0	Theorie des Ein-Parameter-Modells	5
2.1	Experimentelle Fakten	7
2.2	Die Wahl des Strukturparameters	8
2.3	Die kinetische Gleichung	10
2.4	Die Evolutionsgleichung	12
2.4.1	Verfestigungsmechanismus	12
2.4.1.1	Grobkörniger, einphasiger Werkstoff	13
2.4.1.2	Feinkörniger Werkstoff	14
2.4.1.3	Carbidbildender Werkstoff	14
2.4.2	Erholungsmechanismus	19
2.4.3	Gleichzeitige Wirkung von Verfestigung und Erholung	19
2.5	Bestimmung des Verfestigungs- und Kriechverhaltens	20
2.6	Relaxationsverhalten	23
2.7	Verfahren zur Ermittlung der Modellkonstanten	27
3.0	Beschreibung des Werkstoffs	31
3.1	Chemische Zusammensetzung und mechanische Eigenschaften	31
3.2	Einfluß der verschiedenen Legierungselemente	32
3.3	Ausscheidungen und Versetzungen	33
3.3.1	Mikrostruktur und mechanische Eigenschaften nach Auslagerung bei hohen Temperaturen	35
3.4	Verformungsschaubilder	36
4.0	Gefügeuntersuchungen	38
4.1	Transelektronenmikroskopische Untersuchungen	38
4.2	Metallographische Untersuchungen	40
4.2.1	Probenvorbereitung	40
4.2.2	Carbidverteilung	40
5.0	Experimentelle Ergebnisse	43
5.1	Zusammenstellung der durchgeführten Versuche	43
5.2	Zugversuche	45

5.2.1	Probenform	45
5.2.2	Beschreibung des Versuchsstandes	46
5.2.3	Zusammenstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse	47
5.2.4	Darstellung der Versuchsergebnisse	49
5.3	Zeitstandversuche	55
5.3.1	Probenform	55
5.3.2	Beschreibung des Versuchsstandes	55
5.3.3	Zusammenstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse	57
5.3.4	Darstellung der Versuchsergebnisse	59
5.4	Relaxationsversuche	68
5.4.1	Probenform	68
6.0	Ermittlung der Modellkonstanten	75
6.1	Bestimmung des Exponenten m	75
6.2	Bestimmung des Exponenten n	79
6.3	Bestimmung der Verfestigungsrate	81
6.4	Bestimmung von Konstanten für die Carbidentwicklung	84
6.5	Zusammenstellung der bestimmten Konstanten	85
7.0	Vergleich zwischen experimentell und theoretisch ermittelten Kurven für die Charge ADU	86
7.1	Zu den verwendeten Formeln des EPM	86
7.2	Bewertung	91
8.0	Zusammenfassung	93
9.0	Symbolverzeichnis	95
10.0	Literaturverzeichnis	98
Anhang A.	Details zur Theorie	107

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1. Schematische Darstellung von a) Zug-, und b) Kriechversuch	2
Abb. 2. Auftragung vorgegebener Versuchsergebnisse aus Warmzugversuchen an Alloy 800H, (Charge BAK) /14/.	7
Abb. 3. Stationäre Versetzungsdichte als Funktion der schubmodulnormierten Spannung für AlZn 11 /13/	9
Abb. 4. Beziehung zwischen Versetzungsdichte und Subkorngröße bei AlZn11./13/	13
Abb. 5. Änderung der Verfestigungsmechanismen in Abhängigkeit von Zeit, Spannung und Dehnung für Alloy 800 H bei 900° C	17
Abb. 6. Änderung des Carbidabstandes in Abhängigkeit von der Zeit	17
Abb. 7. Schematische Darstellung eines Zug- und eines Dehnratenwechselversuches	27
Abb. 8. Auftragung der Ergebnisse aus Zug- und Dehnratenwechselversuchen für das KM-Modell	28
Abb. 9. Auftragung der Ergebnisse aus Zug- und Dehnratenwechselversuchen für das modifizierte Modell	29
Abb. 10. Auftragung der Ergebnisse aus Zugversuchen für das KM-Modell	29
Abb. 11. Auftragung der Ergebnisse aus Zugversuchen für das Hybrid-Modell	30
Abb. 12. Binäre Carbide der Übergangselemente, die in Stählen und Hochtemperaturlegierungen auftreten /66/.	33
Abb. 13. Zeit-Temperatur-Auscheidungs-Diagramm für Alloy 800 H /66/.	35
Abb. 14. Verformungsschaubild nach Ashby für reines Nickel	37
Abb. 15. Gefügebilder	38
Abb. 16. Carbidabstand in Abhängigkeit von der Zeit in Relation zu Ergebnissen aus Zeitstandversuchen bei 900° C	41
Abb. 17. Gefügebilder in 5000facher Vergrößerung	42
Abb. 18. Zugprobe Z32	45
Abb. 19. Hauptbestandteile der elektrisch-mechanischen Prüfmaschine	46
Abb. 20. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrates an lösungsgeglühten Proben bei 800°C	49
Abb. 21. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrates an lösungsgeglühten Proben bei 900°C	49
Abb. 22. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit einer wahren Dehnrates von 0,001 1/s an lösungsgeglühten Proben	50
Abb. 23. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrates an lösungsgeglühten Proben bei 800°C	50

Abb. 24. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C	51
Abb. 25. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 750°C	51
Abb. 26. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 800°C	52
Abb. 27. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 850°C	52
Abb. 28. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C	53
Abb. 29. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 950°C	53
Abb. 30. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 800°C	54
Abb. 31. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C	54
Abb. 32. Zeitstandprobe Z33	55
Abb. 33. Zeitstandmaschine	56
Abb. 34. Zeitdehnwerte unterschiedlich lange ausgelagerter Proben in Zeitstandversuchen bei 800°C	59
Abb. 35. Dehnraten-Zeit-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 800°C	59
Abb. 36. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 45 MPa und 800°C	60
Abb. 37. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 60 MPa und 800°C	60
Abb. 38. Dehnung-Zeit-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C	61
Abb. 39. Zeitdehnwerte unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 17/25/34 MPa und 900°C	61
Abb. 40. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 25 MPa und 900°C	62
Abb. 41. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 34 MPa und 900°C	62
Abb. 42. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei verschiedenen Spannungen und 900°C	63

Abb. 43. Zeitdehnwerte lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C	63
Abb. 44. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 800°C	64
Abb. 45. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C	64
Abb. 46. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 34 MPa und 900°C	65
Abb. 47. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 800°C	65
Abb. 48. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 900°C	66
Abb. 49. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 800°C	66
Abb. 50. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 900°C	67
Abb. 51. Verwendete Relaxationsproben	68
Abb. 52. Aufbau der verwendeten Relaxationsmaschine	69
Abb. 53. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 80 MPa und 800°C	70
Abb. 54. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 80 MPa und 800°C	71
Abb. 55. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 100 MPa und 800°C	72
Abb. 56. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 100 MPa und 800°C	73
Abb. 57. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 60 MPa und 900°C	73
Abb. 58. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 60 MPa und 900°C	74
Abb. 59. Verfestigungsrate-Spannung-Schaubild des KM-Modelles von Dehnratenwechselversuchen an Alloy 800 H, ADU bei 800°C.	75
Abb. 60. Spannungsrate-Spannung-Schaubild der Ergebnisse aus Relaxationsversuchen an Alloy 800 H, Charge: BAK bei 800°C	76
Abb. 61. Vergleich eines Dehnratenwechselversuches mit Zugversuchen bei 800°C an Alloy 800 H, Charge: ADU	77
Abb. 62. Vergleich eines Dehnratenwechselversuches mit Zugversuchen bei 900°C	

an Alloy 800 H, Charge: ADU	77
Abb. 63. Abhängigkeit des Exponenten m von Temperatur und Dehnrates	78
Abb. 64. Dehnrates-Spannung-Schaubild mit Versuchsergebnissen aus Zug- und Dehnrateswechselversuchen an Alloy 800 H, Charge: BAK bei 800° C ..	79
Abb. 65. Dehnrates-Spannung-Schaubild mit Versuchsergebnissen aus Zug- und Dehnrateswechselversuchen an Alloy 800 H, Charge: BAK bei 800° C ..	80
Abb. 66. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei 800° C.	82
Abb. 67. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C	82
Abb. 68. Anwendung des modifizierten Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei 800° C	83
Abb. 69. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei einer Dehnrates von 0.001 1/s.	84
Abb. 70. Carbidadstand bei 900° C in Abhängigkeit von der Auslagerungszeit ...	85
Abb. 71. Spannung-Dehnung-Diagramm für Alloy H, Charge: ADU bei 800° C ..	86
Abb. 72. Spannung-Dehnung-Diagramm für Alloy H, Charge: ADU bei 900° C ..	87
Abb. 73. Spannung-Dehnung-Diagramm für Alloy H, Charge: ADU bei einer Dehnrates von 0.001	87
Abb. 74. Relaxationskurven für Alloy H, Charge: ADU bei 800° C und 80 MPa Ausgangsspannung	88
Abb. 75. Relaxationskurven für Alloy H, ADU bei 800° C und 100 MPa Ausgangs- spannung	88
Abb. 76. Relaxationskurven für Alloy H, Charge: ADU bei 900° C und 60 MPa Ausgangsspannung	89
Abb. 77. Dehnrates-Zeit-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C ...	89
Abb. 78. Dehnung-Zeit-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C ...	90
Abb. 79. Dehnrates-Dehnung-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900°C	90
Abb. 80. Dehnrates-Dehnung-Diagramm für Alloy 800 H und 34 MPa Ausgangs- spannung, Charge: ADU bei 900°C	91

Tabellenverzeichnis

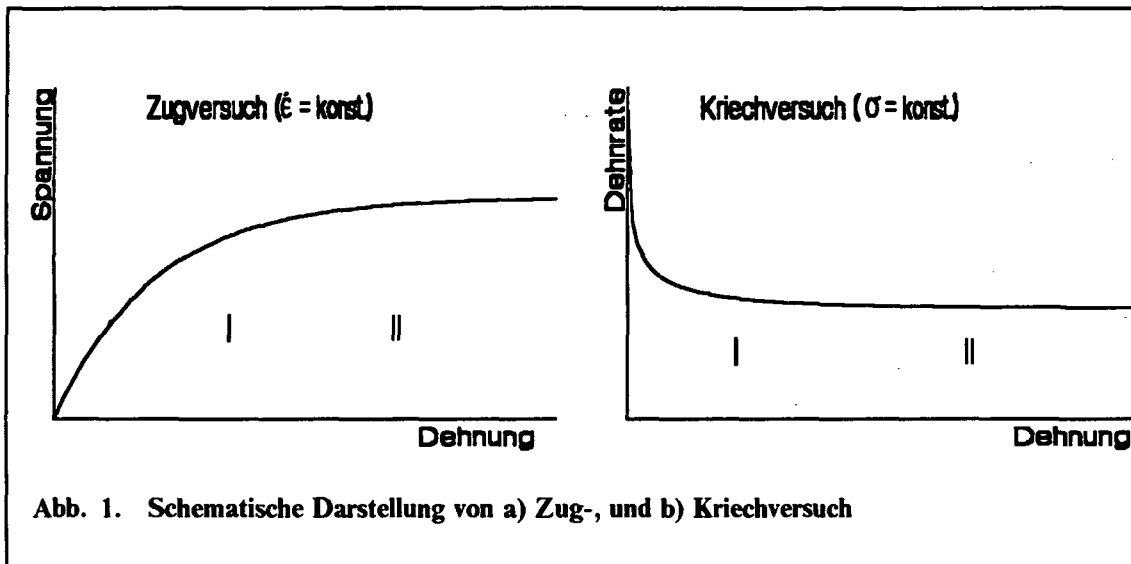
Tab. 1. Zusammenstellung der verschiedenen Formen des EPM	26
Tab. 2. Chemische Analyse der verwendeten Chargen der Eisenbasislegierung Alloy 800 H (in Massen%) /14/	31
Tab. 3. Hersteller, Form und Größe, Formgebungsverfahren und Wärmebehandlung der verwendeten Chargen BAK und ADU /66/.	31
Tab. 4. Physikalische Eigenschaften der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur /66/.	32
Tab. 5. Durchgeführte Versuche mit Alloy 800 H, Charge: ADU	43
Tab. 6. Durchgeführte Versuche mit Alloy 800 H, Charge: BAK	44
Tab. 7. Sättigungsspannung und Elastizitätsgrenze der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur	47
Tab. 8. Sättigungsdehnraten und minimale Dehnraten der Legierung Alloy 800 H, Charge: BAK in Abhängigkeit von der Temperatur	57
Tab. 9. Modellkonstanten der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur	85

1.0 Einleitung und Zielsetzung

In Gasturbinen, fossil beheizten Kraftwerken und in der chemischen Industrie werden Bauteile mechanischen Belastungen bei so hohen Temperaturen ausgesetzt, daß Werkstoffkriechen verursacht wird. Da dessen Einfluß bei Festigkeitsberechnungen nicht vernachlässigt werden darf, spielt die Kenntnis dieses Werkstoffverhaltens eine entscheidende Rolle bei der konstruktiven Auslegung von Hochtemperaturkomponenten.

Zur mathematischen Beschreibung dieses Verhaltens sind geeignete Stoffgleichungen erforderlich. Wünschenswert sind dabei solche Stoffgesetze, deren Anwendbarkeit sich nicht auf einen Werkstoff oder eine Belastungsart beschränkt, sondern eine unifizierte Beschreibung der inelastischen Verformung für verschiedene Belastungsarten und Werkstoffe ermöglicht. Diese Gleichungen können auf phänomenologischem Wege gefunden werden. Es liegt jedoch nahe, die Gleichungen an Formulierungen zu orientieren, welche die den Verformungen des Werkstoffs zugrunde liegenden metallkundlichen Mechanismen beschreiben. Dadurch besteht eine begründete Aussicht, den Anwendungsbereich über den experimentell gesicherten Datenumfang hinaus extrapolieren zu können. Das bedeutet für Hochtemperaturlegierungen, daß neben der Entwicklung der Versetzungsdichte und -anordnung auch das Ausscheidungsgefüge, insbesondere die Wechselwirkung von Teilchen einer zweiten Phase (Carbide) mit den Versetzungen, berücksichtigt werden sollte. Um eine einfache Anwendung zu ermöglichen, sollte die Gleichung möglichst wenige Modellkonstanten, die an das Werkstoffverhalten angepaßt werden müssen, aufweisen.

In diesem Sinne wurde, basierend auf Arbeiten von K. Kocks /10,19,20,30-33/, durch H.Mecking /21,52-58/ und Y.Estrin /22,34,82-85/ das "Ein-Parameter-Modell" entwickelt. Durch seine Anpassung an Zugversuche lassen sich die Konstanten des Modelles gewinnen, so daß dann die Berechnung des Kriech- und Relaxationsverhaltens des gleichen Werkstoffs möglich sein sollte. Als Zugversuch wird dabei die Belastungsart verstanden, bei der über die Versuchsdauer die Dehnrage entweder konstant gehalten (siehe Abb. 1) oder auch gesteuert geändert wird. Beim Kriechversuch wird die Spannung oder ggf. statt der Spannung die Last an der Probe und beim Relaxationsversuch eine eingestellte Gesamtdehnung konstant gehalten. Die Anwendbarkeit des Modelles auf das Kriechverhalten beschränkt sich auf den primären und den sekundären bzw. stationären Bereich; der Bereich der Materialschädigung bis zum Bruch wird nicht beschrieben. Das Modell betrachtet die Dichte der immobilen Versetzungen, für die vereinfachend die Gesamtdichte der Versetzungen verwendet wird, als Strukturgröße, die für die Verfestigung des Werkstoffs verantwortlich ist ("Ein Parameter" Modell).



Es muß hier erwähnt werden, daß durch die Wahl eines einzigen Strukturparameters, der an die sich kontinuierlich verändernde Verfestigungsrate gekoppelt ist, das Werkstoffverhalten bei schnellen Änderungen der Verformungsbedingungen nicht wiedergegeben werden kann, da nur langsam ablaufende Prozesse beschrieben werden können. Die Anwendbarkeit des Modelles wird dadurch auf genügend große Dehnungen nach dem elastischen Bereich beschränkt. Eine Erweiterung des Modelles für andere Bedingungen wurde während der Laufzeit dieser Arbeit entwickelt/1/.

Die Entwicklung der Versetzungsdichte ρ mit der inelastischen Dehnung $\epsilon_{inel.}$ läßt sich durch die gleichzeitige Wirkung der konkurrierenden Prozesse Verfestigung und Erholung beschreiben /2/. Unter Erholung versteht man Umordnungs- und Vernichtungsprozesse der Versetzungen, welche zu einer Reduktion ihrer Dichte führen. Die mathematische Formulierung des Modelles berücksichtigt nur die dynamische Erholung, d.h. nur die Erholung, die eine Dehnrage voraussetzt. Hierin unterscheidet sich dieser Ansatz vom Bailey-Orowan-Typ, welcher eine statische Erholung berücksichtigt/3,4/. Eine Verfestigung im Material ist die Folge der Immobilisierung und Speicherung von Versetzungen, wobei der mittlere Laufweg der beweglichen Versetzungen in den Gleitebenen bis zu ihrer Speicherung die Festigkeit und seine Änderung die Verfestigungsrate bestimmt. In einem grobkörnigen, einphasigen Material spielen die Korngrenzen als Hindernisse für den Laufweg nur eine geringe Rolle. Der Gleitweg ist im Falle einer homogenen Versetzungsverteilung proportional zum Abstand der immobilen Versetzungen, d.h. zu $\rho^{-1/2}$, aber auch wenn sich eine Zell- oder Subkornstruktur entwickelt hat, bleibt im Prinzip diese Proportionalität bestehen /2/. Liegt jedoch ein Material mit inkohärenten Teilchen einer zweiten Phase (Carbide) vor, und ist der mittlere Abstand zwischen diesen Teilchen kleiner als $100 \cdot \rho^{-1/2}$ /2/, so ist

überwiegend dieser Abstand für die mittlere freie Weglänge der Versetzungen verantwortlich. Ist dies der Fall, so ist zu den Daten von Zugversuchen zusätzlich die Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten, nach der die Evolution der ausgeschiedenen Phase erfolgt, Voraussetzung für eine eindeutige Vorhersage des Kriechverhaltens aus den Daten von Zugversuchen.

Es ist das Ziel dieser Arbeit, das "Ein-Parameter-Modell" auf einen Werkstoff anzuwenden, dessen Festigkeit bei hohen Temperaturen auf der Mischkristallverfestigung und der Carbidentwicklung beruht. Als "hohe Temperatur" wird ein Bereich verstanden, in dem das Carbidgefüge nicht mehr als stabil angesehen werden kann. Zunächst scheiden sich die Carbide aus. Nach Erreichen eines annähernd thermodynamischen Gleichgewichtes zwischen dem gelöstem Kohlenstoff und den ausgeschiedenen Carbiden, d.h. bei Erreichen eines konstanten Carbidd Volumens, wachsen die großen Carbide bei hoher Temperatur auf Kosten der kleineren ("Ostwald-Reifung"). Dabei ändert sich der Carbidadstand proportional zum Carbidradius. Der jeweilige Zustand hängt also von der Kinetik der Auflösung der kleinen Carbide und von der Bildung neuer Carbide ab; d.h. von der Temperatur und der Zeit, denen das Material ausgesetzt ist. Durch eine Variation der Auslagerungsdauer vor einem Versuch läßt sich somit zu Beginn eines Versuches ein bestimmter Ausgangszustand, d.h. ein bestimmter Abstand der Carbide, einstellen, dessen Auswirkung auf das Werkstoffverhalten durch das Modell wiedergegeben werden sollte. Änderungen der Carbidmorphologie im Rahmen der hier interessierenden Untersuchungsdauern finden dabei nur bei Temperaturen oberhalb 600°C statt.

Es soll mit dem Modell das Zeitstand- und Relaxationsverhalten beschrieben werden. Die zur Berechnung nötigen Modellkonstanten sind also aus Zugversuchen und Gefügeuntersuchungen zu bestimmen. Da die Legierungsbestandteile, und damit das Werkstoffverhalten, chargenabhängig sind, sollen zur Prüfung der Anwendbarkeit des "Ein-Parameter-Modells" zunächst nur Versuchsergebnisse einer Charge benutzt werden. Am Institut für Reaktorwerkstoffe sind umfangreiche Versuchsprogramme /5-7/ an einer Charge (institutsinterne Bezeichnung: BAK) der Legierung Alloy 800 H durchgeführt worden, welche dazu geeignet sind, eine Ausgangsbasis zur Überprüfung des Modelles zu bilden. Die Anwendung des Modelles auf Alloy 800 H sowie notwendige Erweiterungen, die die instabile Struktur dieser Legierung einbeziehen, werden in der vorgelegten Arbeit dargestellt.

Nach dieser Einleitung wird in Kap. 2 die dem "Ein-Parameter-Modell" zugrundeliegende Theorie vorgestellt. Eine Beschreibung des verwendeten Werkstoffes Alloy 800H bezüglich seiner Gefügeeigenschaften, chemischen Zusammensetzung und mechanischen Eigenschaften wird in Kap. 3 vorgenommen. In Kap. 4 werden die Ergebnisse aus den

metallographischen Gefügeuntersuchungen zusammengestellt und die Werkstoffkennwerte für das Carbidwachstum bestimmt. Die Ergebnisse aus Zug-, Dehnratenwechsel-, und Relaxationsversuchen werden in Kap. 5 präsentiert. Eine Anpassung der Stoffgleichung an die experimentellen Ergebnisse wird in Kap. 6 vorgenommen. Die mit ihrer Hilfe theoretisch bestimmten Kurven für Relaxations-, Zug- und Zeitstandversuche werden im Anschluß daran in Kap. 7 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Mit der Zusammenfassung in Kap. 8 schließt die Arbeit ab.

2.0 Theorie des Ein-Parameter-Modells

Für die Formulierung des "Ein-Parameter-Modells" (EPM) werden drei Basisgleichungen benutzt. Bei einem konstanten Gefüge beschreibt die *kinetische Gleichung*

$$f(S, \sigma, \dot{\epsilon}_{inel.}, T)|_{Struktur} = 0 \quad (1)$$

den Zusammenhang zwischen einem Strukturparameter S , der äußeren Spannung σ , der inelastischen Dehnrates $\dot{\epsilon}_{inel.}$ und der absoluten Temperatur T .¹ Diese Gleichung kann dann als Zustandsgleichung bezeichnet werden, wenn die angelegte Spannung nur vom Momentanwert des Strukturparameters S und nicht von der zu diesem Zustand führenden Prozesse abhängt.

Wie wir sehen werden, wird das beim EPM angenommen. In Anlehnung an ein auf Cottrell [8,9] zurückgehendes Konzept wird durch die Wahl eines einzigen Strukturparameters eine besonders kompakte und handliche Formulierung der Stoffgleichung erreicht. Der Strukturparameter S wird verändert durch Verformung des Materials ($d\epsilon$) und bei einem Einsatz bei hohen Temperaturen durch Auslagern (dt). Eine zeitabhängige Erholung wird bei der Entwicklung des EPM allerdings nicht berücksichtigt. Die *Evolutionsgleichung*

$$\frac{dS}{d\epsilon_{inel.}} = f(S, \dot{\epsilon}_{inel.}, T) \quad (2)$$

beschreibt die Entwicklung des Strukturparameters S über der Dehnung in Abhängigkeit von seinem Momentanwert, der inelastischen Dehnrates $\dot{\epsilon}_{inel.}$ und der absoluten Temperatur T . Strukturänderungen hängen hier also ebenfalls nur vom jeweiligen Materialzustand und nicht von der Vorverformung ab. Es wird also berücksichtigt, daß eine Dehnung Strukturänderungen bewirkt, die für verschiedene Materialzustände verschieden sind. Das Modell setzt aber immer voraus, daß ein momentaner Materialzustand eindeutig durch S beschrieben werden kann. Bei der Beschreibung der Verformungskinetik folgt die Modellbildung der Kocks/Mecking-Konzeption [10,11]. Die Entwicklung des Gefüges bestimmt das Verfestigungsverhalten des Werkstoffes, das

¹ Die verwendeten Symbole werden zusammenfassend in Kap. 9 definiert.

wesentlich mit der Entwicklung der Versetzungsdichte verbunden ist, welche mit zunehmender Verfestigung, also zunehmender Fließspannung im Zugversuch und abnehmender Dehnrate im Kriechversuch, zunimmt. Daher war es für die Anwendung des Modells naheliegend, die Entwicklung des Gefüges und damit den *Strukturparameter* S mit der Versetzungsdichte ρ zu korrelieren:

$$S = f(\rho) \quad (3)$$

Das Bezeichnende für das EPM ist, daß der Strukturparameter S ausschließlich an die Versetzungsdichte ρ gekoppelt wird. Es wird davon ausgegangen, daß im Laufe der plastischen Verformung die Versetzungsdichte einem Sättigungswert ρ_s entgegenstrebt, welcher im EPM durch einen konstanten numerischen Wert ausgedrückt wird. Estrin diskutiert /2/, daß sich im Material nicht nur der numerische Wert der Versetzungsdichte, sondern auch die Versetzungsstruktur ändert. Jedoch wird in der hier verwendeten Form des EPM, die dem Stand in /34/ entspricht, der Einfluß der Änderung der Versetzungsanordnung vernachlässigt. Die Evolution der Versetzungsdichte ρ mit der Dehnung ε hängt nach den Gln. 3 und 2 vom Momentanwert der Versetzungsdichte ρ , der inelastischen Dehnrate $\dot{\varepsilon}_{inel.}$ und der Temperatur T ab. Da im stationären Zustand $dS/d\varepsilon = 0$, ist hierbei die numerische Versetzungsdichte das Ergebnis des Gleichgewichts zwischen den parallel ablaufenden Prozessen Verfestigung und dynamische Entfestigung /10,11/. Damit kann die Sättigungsversetzungsdichte ρ_s nach den Gln. 2 und 3 in Abhängigkeit der beiden Größen $(\dot{\varepsilon}_{inel.}, T)$ ausgedrückt werden. Die gegenseitige Abhängigkeit von Spannung, Dehnrate und Temperatur im stationären Zustand läßt sich also durch eine *mechanische Zustandsgleichung*

$$f(\sigma, \dot{\varepsilon}_{inel.}, T) = 0 \quad (4)$$

beschreiben. Für diese Gleichung kann empirisch ein Potenzgesetz angesetzt werden, welches die Gesetzmäßigkeit zwischen den einzelnen Zustandsgrößen wiedergibt. Da sich durch experimentelle Ergebnisse eine Spannungsabhängigkeit der Versetzungsdichte im stationären Zustand verifizieren läßt (s./13/ und Abb. 3), kann die Sättigungsversetzungsdichte ρ_s in Abhängigkeit vom erwähnten Potenzgesetz ausgedrückt werden. Dieses Potenzgesetz wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

2.1 Experimentelle Fakten

Aus Abb. 2 ist erkennbar, daß bei Spannung-Dehnungskurven (kfz-Metalle), die mit konstanter Dehnrage ermittelt werden, die Sättigungsspannung σ_s eine Funktion der inelastischen Dehnrage ist. Das Wertepaar $\sigma_s, \dot{\epsilon}$ im Zugversuch ist dem stationären Zustand im Kriechversuch äquivalent, d.h. für Zug- und Kriechversuche wird der gleiche Sättigungszustand erreicht, falls die im Kriechversuch eingestellte Spannung der im Zugversuch erreichten Sättigungsspannung entspricht.

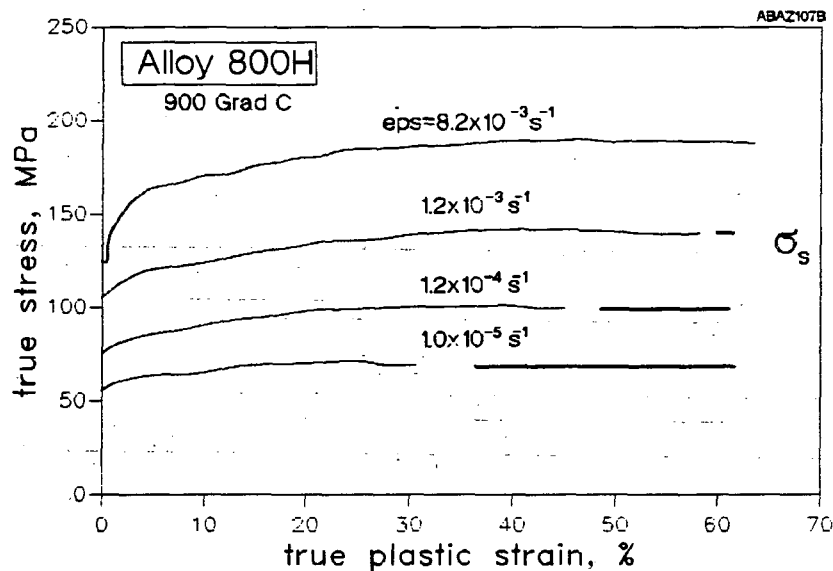


Abb. 2. Auftragung vorgegebener Versuchsergebnisse aus Warmzugversuchen an Alloy 800H, (Charge BAK) /14/.

Dieser Zusammenhang zwischen Dehnrage, Spannung und Temperatur läßt sich für den stationären Zustand in guter Näherung durch ein Potenzgesetz [15, 16]

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\epsilon}_{inel.}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (5)$$

beschreiben. $\dot{\epsilon}_0$ und σ_0 stellen Normierungsgrößen dar; Sie lassen sich für zwei verschiedene Temperaturbereiche folgendermaßen charakterisieren:

- a) für $T < 0,4 T_{Smp.}$ $\Rightarrow \dot{\epsilon}_0 = konst., \bar{n} \approx 1/T, \sigma_0 = konst.$
b) für $T > 0,6 T_{Smp.}$ $\Rightarrow \dot{\epsilon}_0 = A e^{-\frac{U_{sd}}{kT}}, \bar{n} = konst., \sigma_0 = konst.$

wobei U_{sd} eine Aktivierungsenergie in der Größenordnung der Selbstdiffusion, k die Boltzmann'sche Konstante, T die absolute Temperatur und A eine Konstante darstellen.

Der Exponent $\bar{n}$

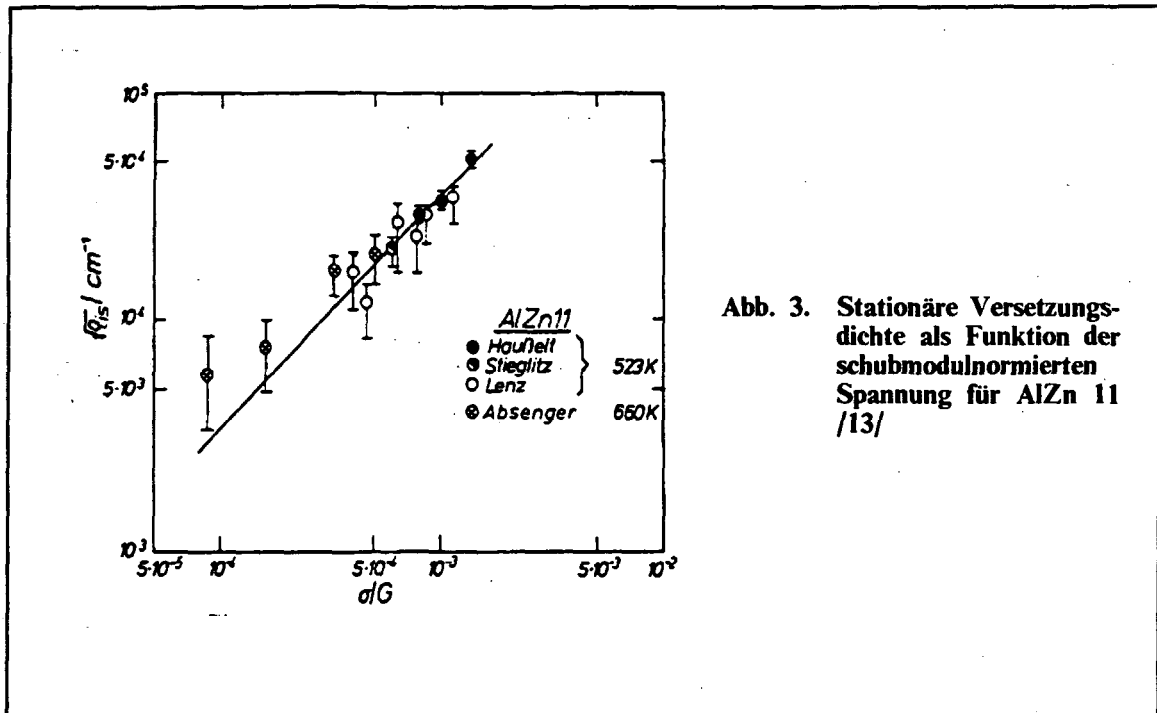
$$\bar{n} = \frac{\partial \ln \dot{\epsilon}_{inel.}}{\partial \ln \sigma} \quad (6)$$

gibt also die Spannungssensitivität der inelastischen Dehnrates für den stationären Bereich einer Verformung wieder. Für kubischflächenzentrierte Materialien kann diese Größe, obwohl sie in Wirklichkeit mit Dehnung und Spannung leicht variiert, im Temperaturbereich $T > 0,6 T_{Smp.}$, sonst in beschränkten Temperaturintervallen, näherungsweise als konstant angesehen werden, womit der Ansatz eines Potenzgesetzes zur Beschreibung des Sättigungszustandes gerechtfertigt werden kann. Die inverse Form von Gl. 5 ist als Norton'sche Gleichung bekannt.

2.2 Die Wahl des Strukturparameters

Die oben schon erwähnte Korrelation des Strukturparameters S mit der Versetzungsdichte soll hier weiter ausgeführt werden. Die Arbeitsergebnisse von Blum /13/ an AlZn11 (Abb. 3) und von Kocks/Mecking an Cu /11/ zeigen, daß eine proportionale Abhängigkeit der Fließspannung σ von $\rho^{\frac{1}{2}}$ über drei Größenordnungen besteht /102/. Aufgrund dieses Zusammenhangs zwischen Versetzungsdichte und Spannung, welcher von anderen Autoren /17,18/ bestätigt wird, ist es plausibel, den zu wählenden Strukturparameter mit der Versetzungsdichte zu korrelieren. Das kann auch durch den zugrundeliegenden Mechanismus interpretiert werden. Der mechanische Widerstand gegen die Gleitung beweglicher Versetzungen kann für den Einkristall bei einer gewählten Temperatur, z.B. $T=0K$, durch einen charakteristischen Wert $\hat{\tau}$ der Schubspannung τ beschrieben werden, welche linear vom mittleren Versetzungsabstand $L_{ver.}$ abhängt. Bei homogener Verteilung der Versetzungen gilt $L_{ver.} = \rho^{-1/2}$, so daß gilt: $\hat{\tau} = \alpha G b \rho^{\frac{1}{2}}$. Im EPM wird nun die für den Fall der Polykristallverformung für $T=0$ geltende einaxiale Spannung $\hat{\sigma}$ als *Strukturparameter* gewählt:

$$\hat{\sigma} = M \alpha G b \rho^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$



mit: M = Taylor'scher Faktor
 G = Schubmodul

α = alphanumerische Konstante
 b = Burgersvektor

Der Taylor'sche Faktor M besitzt dabei einen theoretischen Wert von 3,06 und gibt den Unterschied zwischen der Schubspannung $\hat{\tau}$ und der einaxialen Prüfspannung am polykristallinen Gefüge an. Die dimensionslose alphanumerische Konstante α hat einen Wert von ca. 0,5 und der Burgersvektor b nimmt bei Alloy 800 H einen Wert von 0,254 nm an.

Da sich die Fließspannung, wie erwähnt, ebenfalls proportional zu $\rho^{\frac{1}{2}}$ ändert, kann die von außen angelegte Spannung σ proportional zum Strukturparameter $\hat{\sigma}$ ausgedrückt werden:

$$\sigma = \hat{\sigma} f(\dot{\epsilon}, T) \quad (8)$$

Der Faktor f gibt die Dehnraten-, und Temperaturabhängigkeit der Spannung an. Im nachfolgenden Kapitel soll dieser Faktor f durch modelltheoretische Überlegungen bestimmt werden.

Es wird hier darauf hingewiesen, daß bei normaler Versuchsführung oft nicht die inelastische Dehnrates $\dot{\epsilon}_{inel.}$, sondern die gesamte Dehnrates $\dot{\epsilon}_{ges.}$ konstant gehalten wird. Da das Modell aber für genügend große Dehnungen konzipiert werden soll, kann auch außerhalb des stationären Bereiches die gesamte Dehnrates der inelastischen Dehnrates gleich-

gesetzt werden. Demzufolge wird der Index "inel.", mit Ausnahme bei der Beschreibung der Relaxation bei nachfolgenden Anführungen der Dehnrates und der Dehnung weglassen. Das Modell wird außerdem zur Beschreibung des plastischen Verhaltens bei zügiger einaxialer Belastung entwickelt. Es muß für mehrdimensionale Anwendungen durch die von Mises'schen Vergleichskriterien erweitert werden.

2.3 Die kinetische Gleichung

Der überwiegende Prozeß der plastischen Verformung ist bei dem hier interessierenden Werkstoff bei Temperaturen unter 950° C die Gleitung von Versetzungen, wobei der weitaus größte Teil der Versetzungen unbeweglich ist, und nur ein geringer Bruchteil gleitet und die plastische Verformung bewirkt. Nach Orowan gilt:

$$d\gamma = b \rho_m dy \quad (9)$$

bzw. in Ratenform:

$$\dot{\gamma} = b \rho_m \bar{v} \quad (10)$$

mit:

ρ_m =	Dichte der beweglichen Versetzungen	b =	Burgersvektor
$\bar{v}$ =	mittlere Geschw. aller Versetzungen	$\dot{\gamma}$ =	mittlere Ableitgeschw.
dy =	Mittlerer Gleitweg beweglicher Versetzungen		

Die Dichte der beweglichen Versetzungen ist im Verhältnis zur gesamten Versetzungsdichte gering. Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ aller Versetzungen folgt dabei der Arrheniusgleichung

$$\bar{v} = \bar{v}_0 e^{-\frac{\Delta G}{kT}}, \quad (11)$$

wobei ΔG die freie Gibbs'sche Aktivierungsenthalpie, k die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur, und $\bar{v}_0$ einen konstanten Präexponentialfaktor darstellt. Die freie Gibbs'sche Aktivierungsenthalpie ΔG kann geschrieben werden als /11/:

$$\Delta G = F_0 \left(1 - \left(\frac{\tau}{\hat{\tau}} \right)^p \right)^q \quad (12)$$

Sie ist eine Funktion der Schubspannung τ und gibt die Art der Wechselwirkung beweglicher Versetzungen mit Hindernissen bei konstantem Faktor F_0 , welcher die totale Aktivierungsenergie darstellt, und einer konstanten Struktur ($\hat{\tau} = \text{konst.}$) wieder /19, 21/. Damit enthält also die Aktivierungsenergie ΔG die Spannungsabhängigkeit von $\bar{v}$.

Die beiden Exponenten p und q können sich in den Größenordnungen ($0 \leq p \leq 1 \leq q \leq 2$) bewegen. Für eine Anwendung von Gl. 11 auf einen kubischflächenzentrierten Werkstoff läßt sich Gl. 12 zu

$$\Delta G = F_0 \left(1 - \frac{\tau}{\hat{\tau}}\right) \quad (13)$$

vereinfachen /19/. Die Gleichungen 10 und 11 lassen sich nun zusammenfassen und als

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 e^{-\frac{\Delta G}{kT}} \quad (14)$$

schreiben, wobei in $\dot{\gamma}_0$ die Dichte ρ_m der beweglichen Versetzungen enthalten ist. Differenzieren der Abgleitgeschwindigkeit $\dot{\gamma}$ nach der Spannung τ erlaubt (für einen beschränkten Bereich von τ) die Vereinfachung von Gl. 14 zu einem Potenzgesetz:

$$\frac{\partial \ln \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}}{\partial \ln \frac{\tau}{\hat{\tau}}} \Big|_{T, \hat{\tau}} = \frac{-1}{kT} \frac{\partial \Delta G}{\partial \ln \frac{\tau}{\hat{\tau}}} \Big|_{T, \hat{\tau}} = \frac{-1}{kT} \frac{\partial \Delta G}{\partial \frac{\tau}{\hat{\tau}}} \frac{\tau}{\hat{\tau}} \Big|_{T, \hat{\tau}} = \frac{F_0}{kT} \frac{\tau}{\hat{\tau}} \Big|_{T, \hat{\tau}} \quad (15)$$

$$\tau = \hat{\tau} \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{\frac{1}{m}} \Big|_{\hat{\tau}} \quad (16)$$

Für den Fall der Polykristallverformung, d.h. mit $\hat{\sigma} = M \hat{\tau}$ und $\dot{\epsilon} = M^{-1} \dot{\gamma}$, läßt sich Gl. 16 zu einer *kinetischen Gleichung*

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}} \right)^m \Big|_{\hat{\sigma}} \quad \sigma < \hat{\sigma} \quad (17)$$

mit dem *Spannungsexponenten* m

$$m = \frac{F_0}{kT} \frac{\tau}{\hat{\tau}} \quad (18)$$

umformen. Mit $\tau/\hat{\tau} \simeq 1$ vereinfacht sich Gl. 18 zu $m = F_0/(kT)$. Diese Näherungslösung besitzt eine ausreichende Genauigkeit, wenn sich die Spannung in der Nähe der durch den Strukturparameter $\hat{\sigma}$ vorgegebenen mechanischen Schwellenspannung befindet. In diesem Bereich läßt sich die in Gl. 15 benutzte Aktivierungsenthalpie ΔG durch $-F_0 \ln(\tau/\hat{\tau})$ substituieren und daher ein spannungs- und dehnratenunabhängiger Exponent m bestimmen. Der durch die kinetische Gleichung beschriebene Zusammenhang zwischen Spannung, Temperatur und Dehnrates gilt sowohl für den primären als

auch den sekundären Bereich und gibt prinzipiell das Cottrell-Stokes Gesetz wieder /21/. Nachdem der Zusammenhang zwischen Spannung und Strukturparameter und die Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte hergeleitet worden ist, muß als letztes die Entwicklung der Versetzungsdichte über der Dehnung bestimmt werden.

2.4 Die Evolutionsgleichung

Die Evolutionsgleichung beschreibt die gleichzeitige Wirkung der beiden Prozesse Verfestigung und Erholung auf die Entwicklung der Versetzungsdichte. Dabei ist die Verfestigung im wesentlichen mit einer Erhöhung und die Erholung mit einer Senkung der Versetzungsdichte verbunden. Zwischen diesen beiden Prozessen soll zunächst unterschieden werden.

2.4.1 Verfestigungsmechanismus

Wie bereits in Kapitel 2.3 angeführt, läßt sich die Abgleitgeschwindigkeit $d\gamma$ in einem Material nach Gl. 10 in Abhängigkeit der drei Größen $(b, \rho_m, \bar{v})$ ausdrücken. Der diese Abgleitung verursachende Versetzungslaufweg ist nicht hindernisfrei und unbegrenzt. Hindernisse im Werkstoff, wie z.B. Korngrenzen, Subkorngrenzen oder Carbide, begrenzen die freien Laufwege und wirken daher festigkeitssteigernd. Teilweise wirken sie, z.B. durch Gitterverzerrungen bei wachsenden Carbiden oder durch Erzeugen von Orowanringen beim Überwinden von Teilchen, zusätzlich als Multiplikatoren und tragen somit zur Erhöhung der Versetzungsdichte bei /65,66,71,74/. Da die Abgleitung weitergeht, obwohl laufend Versetzungen an Hindernissen festgehalten werden, muß sich die Versetzungsdichte ρ erhöhen. Gl. 10 läßt sich daher auch durch

$$d\gamma = b L_{ges.} d\rho \quad (19)$$

interpretieren, wobei $d\rho$ ein Inkrement an erzeugter und gespeicherter Versetzungsdichte darstellt, und $L_{ges.}$ der mittlere freie Laufweg ist. Nach Substitution von γ durch $M \epsilon$ in Gl. 19 erhält man eine Gleichung zur Beschreibung der Versetzungsdichtenzunahme $d\rho$ über der Dehnung $d\epsilon$ in Abhängigkeit vom freien Versetzungslaufweg $L_{ges.}$. Die *Verfestigung*, in der Form einer Steigerung der Versetzungsdichte, ist daher:

$$\frac{d\rho^+}{d\epsilon} = \frac{M}{b} \frac{1}{L_{ges.}} \quad (20)$$

also reziprok proportional zum Laufweg $L_{ges.}$. Der Ausdruck ρ^+ bedeutet, daß es bei der Verfestigung des Werkstoffes zu einer Erhöhung der Versetzungsdichte kommt. Nachfolgend wird nun zwischen verschiedenen Gefügearten bezüglich der jeweils dominierenden Hindernisart unterschieden. Als bestimmende Hindernisart für das Verformungsverhalten wird zunächst die mit den kürzesten Abständen zwischen den einzelnen Hindernissen angesehen.

2.4.1.1 Grobkörniger, einphasiger Werkstoff

In einem grobkörnigen Werkstoff werden die Korngrenzen keinen wesentlichen Einfluß haben. Bei einer regellosen Versetzungsanordnung wird daher der Laufweg der Versetzungen im wesentlichen durch den mittleren Versetzungsabstand bestimmt. Da sich bei der Verformung von Metallen aber nach einigen Prozent Dehnung Subkornstrukturen bilden [13,14], und das Subkorninnere nur eine sehr geringe Versetzungsdichte aufweist, übernimmt hier die Subkorngröße die Rolle der laufwegbegrenzenden Hindernisart. Die Arbeitsergebnisse von Blum [13], welche in Abb. 4 dargestellt sind, und die anderer Autoren [24,27] zeigen, daß sich die Größe der Subkörner ebenfalls proportional zu $\rho^{-\frac{1}{2}}$ verhält und typischerweise bei $10 \rho^{-\frac{1}{2}}$ liegt.

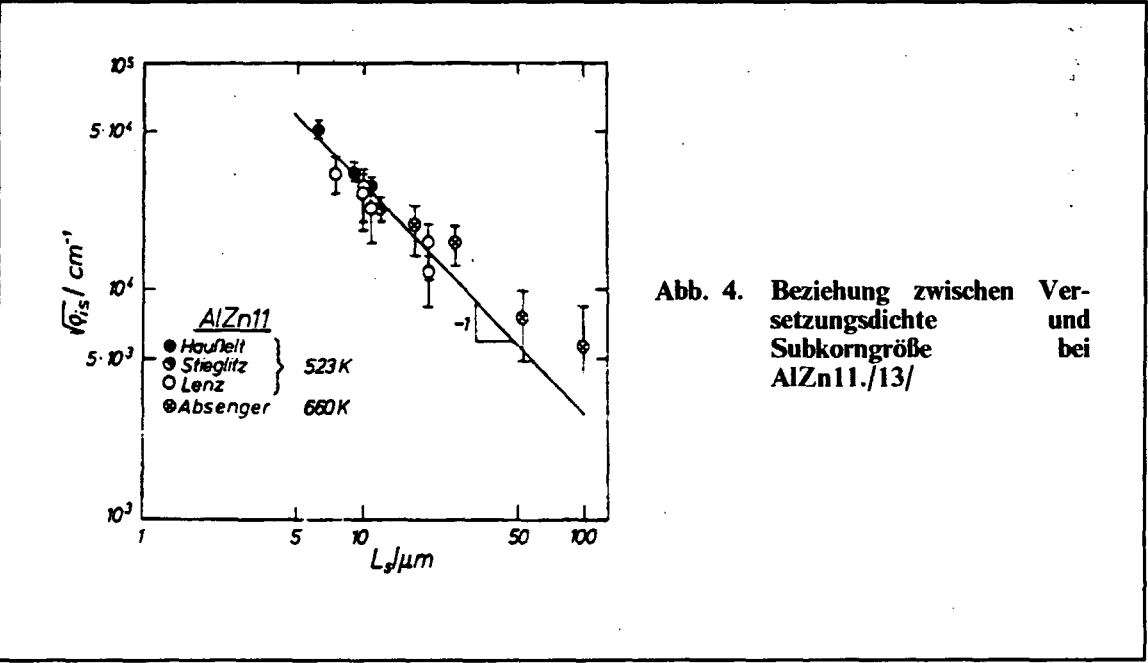


Abb. 4. Beziehung zwischen Versetzungsdichte und Subkorngröße bei AlZn11./13/

Der Laufweg $L_{Sub.}$

$$L_{Sub.} = \beta \rho^{-\frac{1}{2}} \sim L_{Ver.} \tag{21}$$

welcher mit dem Subkorndurchmesser übereinstimmen sollte, verhält sich also ebenfalls proportional zu $\rho^{-\frac{1}{2}}$. Für ein grobkörniges Material kann damit generell eine Abhängigkeit des Laufweges in Form von Gl. 21 angenommen werden. Der Faktor β beschreibt dabei die Selbstorganisation der ursprünglich regellos angenommenen Versetzungen in eine Subkornstruktur und variiert entlang einer Verformungskurve. Da es bisher keine allgemeingültige Theorie zur Beschreibung dieses Sachverhaltes gibt, und um keinen zusätzlichen Anpassungsparameter zu erhalten, wird dieser Faktor als konstant angenommen. Anzumerken ist an dieser Stelle, daß die Präsenz von Teilchen einer zweiten Phase die Bildung von Subkornstrukturen ebenfalls beeinflusst /28/.

2.4.1.2 Feinkörniger Werkstoff

Bei einem feinkristallinen Werkstoff, d.h. einem Werkstoff, dessen Korngröße D_{Korn} viel kleiner als die durch Versetzungsdichte und Subkorn Grenzen bestimmte freie Weglänge ist, stellen Korngrenzen die laufwegbegrenzenden Hindernisse für die Versetzungen dar. Diese Annahme gilt, wenn folgende Bedingung für die Korngröße D_{Korn} erfüllt ist:

$$D_{Korn} < < 100 \rho^{-\frac{1}{2}} \text{ oder } 10 L_{Sub}. \quad (22)$$

Kocks zeigt in seiner Arbeit, daß ein Faktor von 100 anzunehmen ist, um den richtigen athermischen Verfestigungskoeffizienten zu erhalten. Der Laufweg L_{Korn} einer Versetzung läßt sich bei Erfüllung obiger Bedingung in Abhängigkeit vom Korndurchmesser D_{Korn} zu

$$L_{Korn} = \zeta D_{Korn} \quad (23)$$

ausdrücken. ζ stellt dabei einen numerischen Proportionalitätskoeffizienten dar, welcher als konstant angenommen wird /72/.

2.4.1.3 Carbidbildender Werkstoff

Bei einem carbidbildenden Werkstoff wird die mittlere freie Weglänge der Versetzungen bis zur Speicherung durch den Carbidabstand bestimmt, falls der Carbidabstand kleiner als Korn- bzw. zehnfacher Subkorndurchmesser ist. Bei hohen Temperaturen sind, durch die schnelle Diffusion des interstitiell gelösten Kohlenstoffes, die Carbide nicht stabil. Im Gegensatz zum Korndurchmesser ändert sich dadurch der Carbidabstand in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur. Er läßt sich generell durch Gl. 25 in Abhängigkeit der temperatur- und zeitabhängigen Carbidanzahl N in einem bestimmten Volumen V ausdrücken /62,63/.

$$L(t) = \xi (V/N)^{1/3}(t,T) \quad (24)$$

Die Carbidentwicklung kann dabei grundsätzlich in die beiden Bereiche Carbidbildung und Carbidreifung aufgeteilt werden. Während der Carbidbildung scheiden sich ständig neue Carbide durch Aufzehren des im Material vorhandenen gelösten Kohlenstoffpotentials aus, womit in diesem Bereich Carbidvolumen V , -anzahl N und -durchmesser d ansteigen /38-41,100/.

Die Entstehungsrate der Carbide ist während der Phase der Carbidbildung annähernd konstant, so daß eine zeitlich lineare Zunahme der Carbidanzahl angenommen werden kann /42,46,51/. Eine Erhöhung der Carbidanzahl bewirkt aber eine Abnahme des verfestigungsrelevanten Carbidabstandes L .

In Anlehnung an Gl. 24 kann damit im Bereich der Carbidbildung für den Carbidabstand eine zeitliche Abhängigkeit der Form $L \sim t^{-1/3}$ postuliert werden. Nach einer bestimmten Zeit ist ein Gleichgewichtszustand zwischen Carbidvolumen und gelöstem Kohlenstoffvorrat erreicht, d.h. das Carbidvolumen bleibt von dieser Zeit an annähernd konstant, und die Keimbildungsrate der Carbide geht bis auf vernachlässigbare Werte zurück. Damit wird zunächst ein minimaler Carbidabstand erreicht.

Bedingt durch Ausgleichsprozesse in der freien Energie der Teilchen wachsen nun die größeren Carbide auf Kosten der kleineren, welche teilweise ganz verschwinden und damit zu einem Vergrößern des Abstandes beitragen.

Da sich das nun konstante gesamte Carbidvolumen aus den beiden Faktoren Carbidanzahl N und Einzelcarbidvolumen zusammensetzt, kann gemäß Gl. 24 für den Carbidabstand L eine lineare Abhängigkeit vom mittleren Einzelcarbiddurchmesser d erwartet werden.

Zeitliche Änderungen des Carbidabstandes L hängen damit im Bereich der Carbidreifung alleine von der zeitlichen Änderung des mittleren Carbiddurchmessers d ab. Die Änderungsgeschwindigkeit des Durchmessers ist aber bereits genügend erforscht und läßt sich durch den Prozeß der Ostwaldreifung /47-50,59/

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D C_3}{r^2} \quad (25)$$

beschreiben. Die Ostwaldreifung gibt die Zunahme des Radius r über der Zeit in Abhängigkeit vom Momentanwert des Radius und des Diffusionskoeffizienten D an. Unter

der Voraussetzung eines sehr kleinen Anfangsdurchmessers der Carbide läßt sich die Gl. 25 wie folgt lösen:

$$2r = d = a t^{1/3} \quad (26)$$

Die Konstante a enthält dabei den temperaturabhängigen Diffusionskoeffizienten D . In Anlehnung an die Ergebnisse verschiedener Autoren /36-38/ ergibt sich für die Konstante a folgender Ausdruck:

$$a = \left(\frac{8}{9} \frac{D\omega c}{kTC_\alpha} \right)^{1/3} \quad (27)$$

mit: D = Diffusionskoeffizient ω = freie Energie der Carbid-Matrix-Oberfläche
 T = Temperatur k = Boltzmannkonstante
 C_α = Gleichgewichtskonzentration der Lösung

Die experimentellen Ergebnisse, welche zeigen, daß der Carbidradius d zu großen Zeiten einem Sättigungswert d_s entgegenstrebt, können durch eine Modifikation von Gl. 26 zu

$$\frac{d}{d_s} = 1 - ce^{-a(t+t_0)^{1/3}} \quad (28)$$

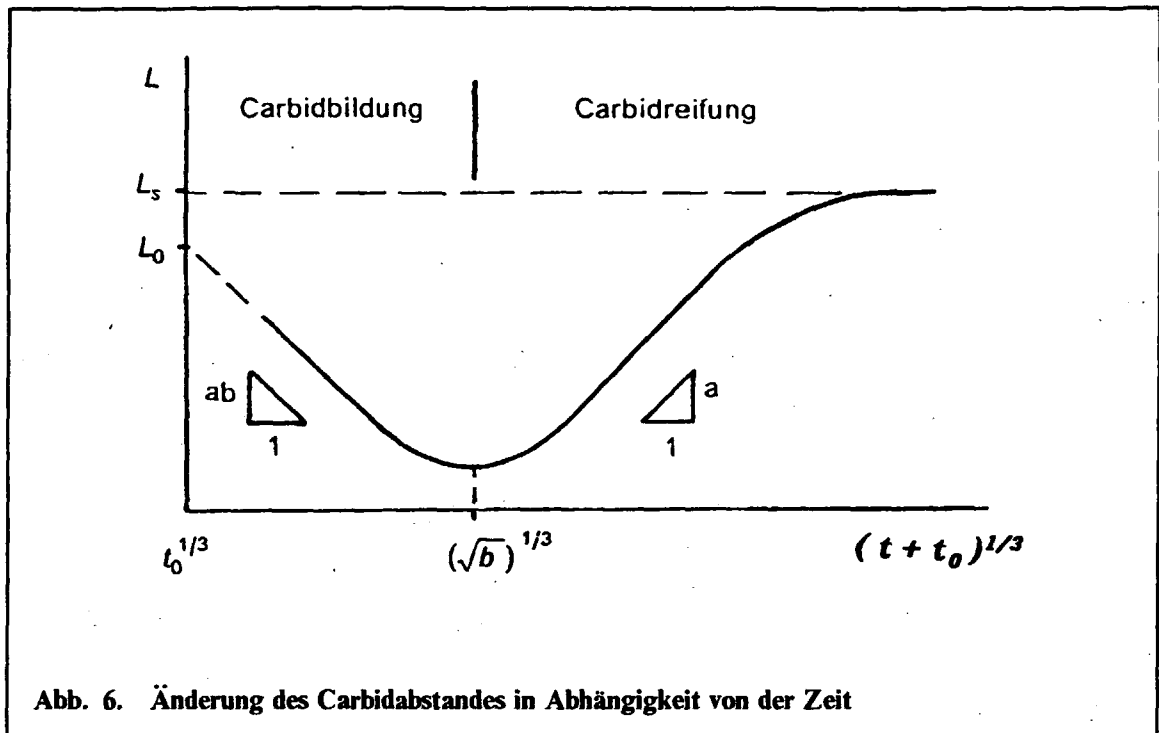
mit d_s = Sättigungscarbidradius
 t_0 = Vorausspeicherungszeit
 c = Konstante

berücksichtigt werden. Die Konstante c ist nur unwesentlich größer als 1, womit eine Taylorentwicklung der Gleichung für kleine t die Ostwaldreife liefert.

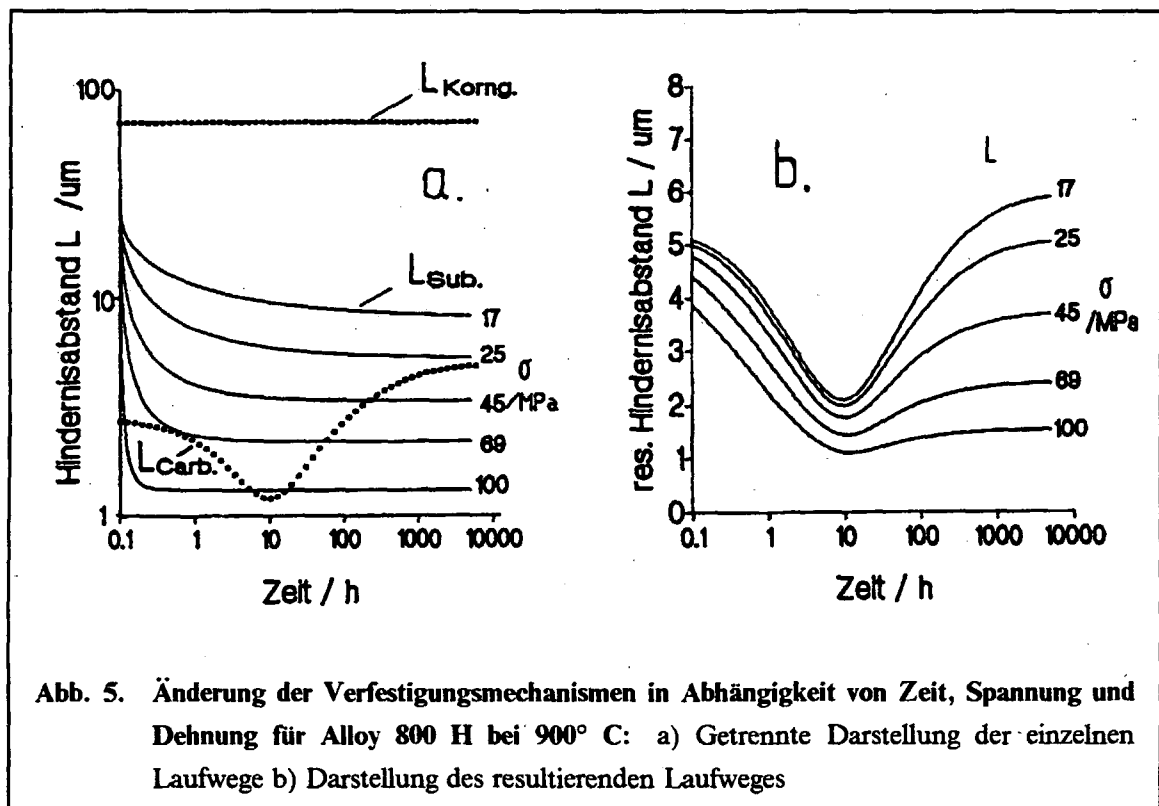
Wie schon erwähnt, verhalten sich im Bereich der Carbidreife Durchmesser- und Abstandsänderungen proportional /60/. Um eine Beschreibung des gesamten Abstandsverlaufs, also auch des Bereichs der Carbidbildung, zu ermöglichen, wird der Exponent in Gl. 28 durch einen empirischen Ansatz erweitert. Für die den Carbidabstandsverlauf beschreibende Gleichung wird vorgeschlagen:

$$\frac{L_{\text{Carb.}}}{L_{s \text{ Carb.}}} = 1 - ce^{-a \left(t + t_0 + \frac{b(T)}{t + t_0} \right)^{1/3}} \quad (29)$$

Diese Gleichung wurde aus der Ostwaldreife durch sukzessives Berücksichtigen der Keimbildung und dem Erreichen eines Sättigungscarbidabstandes L_s entwickelt. Durch



Einführen der Modellkonstanten b kann das Auftreten eines minimalen Carbidabstandes zum Zeitpunkt $\sqrt{b}$ berücksichtigt werden.



Zu kleinen Zeiten $t < \sqrt{b}$, also im Bereich der Carbidbildung, ist der Term $b/(t + t_0)$ im Exponenten der Gleichung aufgrund seiner reziproken Abhängigkeit von der Zeit größer als $t + t_0$. Damit hängt in diesem Bereich der Abstandsverlauf der Carbide linear von $t^{-1/3}$ ab. Der Parameter b bestimmt den Zeitpunkt, zu dem sich ein minimaler Carbidabstand einstellt. Da er nur gering spannungs- und temperaturabhängig ist, kann er im wesentlichen als konstant angesehen werden. Im Bereich $t < \sqrt{b}$ ist $t + t_0$ größer als $b/(t + t_0)$. Daher kann für Zeiten unmittelbar nach Durchlaufen des Minimums die Gleichung durch Entwicklung einer Taylorreihe vereinfacht werden. Diese Taylorreihe gibt dann den Prozeß der Ostwaldreifung wieder. Der Faktor a ist dabei temperaturabhängig und bestimmt die Carbidwachstumsgeschwindigkeit. Zu sehr großen Zeiten strebt die Exponentialfunktion in Gl. 29 dem Wert Null entgegen, womit ein Sättigungswert für den Carbidabstand erreicht wird. Mit Hilfe des Faktors c in der Gleichung läßt sich der Abstand zwischen einem minimalen und einem maximalen Carbidabstand einstellen.

Abb. 6 zeigt schematisch die Änderung des Carbidabstandes L in Abhängigkeit von der Zeit.

Eine Betrachtung aller gleichzeitig verfestigungsrelevanter Laufwege in Abhängigkeit von Zeit, Dehnung und Spannung

$$\frac{1}{L_{ges.}} = \frac{1}{L_{Sub.}} + \frac{1}{L_{Carb.}} + \frac{1}{L_{Korn.}} \quad (30)$$

ergibt auf der Basis von Arbeitsergebnissen für Carbidwachstum, Korngröße und Subkorngröße bei Alloy 800 H die in Abb. 5 dargestellten Schaubilder. Wie ersichtlich, ist bei niedrigen Spannungen der Carbidabstand die laufwegbestimmende Größe [60,69]. Bei höheren Spannungen wird die sich mit der Dehnung bildende Subkorngröße immer kleiner und letztendlich verfestigungsrelevant.

Der gleiche Effekt wird durch eine Vorauslagerung bei hohen Temperaturen erreicht, dabei wird die in Abb. 5 enthaltene Kurve für den Carbidabstand nach links verschoben. Bei einer Temperatur von 900° C und wesentlich größeren Auslagerungszeiten als 10 Stunden macht sich somit kein entscheidender Einfluß der Carbidstruktur auf das Verfestigungsverhalten bemerkbar [97]. Als nächstes wollen wir die Erholung betrachten, welche für das Erreichen einer Sättigungsversetzungsdichte ρ_s , und damit für das Zustandekommen von Sättigungsspannung und Sättigungsdehnrate verantwortlich ist.

2.4.2 Erholungsmechanismus

Erholung im Material geschieht durch Umordnen und Annihilation von Versetzungen, welche dazu ihre Gleitebenen durch Quergleiten von Schraubenversetzungen ($T \leq 0,4 T_m$) oder durch Klettern von Stufenversetzungen verlassen müssen [90]. Der Ansatz zur Formulierung der Entfestigung wurde anhand heuristischer Überlegungen gewählt:

$$\frac{d\rho^-}{d\varepsilon} = - M k_2 \rho f_1 \quad (31)$$

ρ^- bedeutet, daß dieser Term für eine Abnahme der Versetzungsdichte verantwortlich ist. In dem für das Modell gewählten Bild der Verformung verschwindet eine mobile Versetzung dann, wenn sie auf ihrem Gleitweg auf eine der verankerten Versetzungen trifft, die einen entgegengesetzten Burgersvektor hat. Dieser Vorgang ist auf dem Gleitweg dy (entspricht nach Gl. 10 $d\varepsilon$ proportional zur Dichte der verankerten Versetzungen, hier also proportional ρ). Eine rein thermische Annihilation im Sinne von Bailey-Orowan ($d\varepsilon = 0$) wird bei der Erholung nicht berücksichtigt. Der Faktor k_2

$$k_2 = k_{20} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{-\frac{1}{n}} \quad (32)$$

mit: $k_{20} = \text{konst.}$

wird also dehnraten- und temperaturabhängig angesetzt. Seine Form wurde so gewählt, um experimentelle Ergebnisse wiederzugeben. Wie später gezeigt wird, führt diese Größe zu einem Sättigungszustand. Mit Hilfe des Faktors f_1

$$f_1 = e^{-\frac{E_d}{kT}} \quad (33)$$

kann der Einfluß einer Wechselwirkung zwischen Carbiden und Versetzungen auf den Erholungsterm berücksichtigt werden. Die Aktivierungsenergie E_d wird dabei durch den Faktor $(1 - \sigma/\sigma_d)^{3/2}$ ausgedrückt, wobei die athermische Spannung σ_d zur Überwindung der Hindernisse proportional zur Orowanspannung ist. Aus Vereinfachungsgründen wird in unserem Falle der Wert für f_1 zu 1 gesetzt [85].

2.4.3 Gleichzeitige Wirkung von Verfestigung und Erholung

Bei Einschalten beider Entwicklungsmechanismen

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{d\rho^+}{d\varepsilon} \text{ Verfestigung} + \frac{d\rho^-}{d\varepsilon} \text{ Erholung} \quad (34)$$

lassen sich die Gln. 19, 29 und Gl. 31 kombinieren und die Entwicklung der Versetzungsdichte ρ durch die Gln. 35 und 36 beschreiben.

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = M \left(\frac{1}{b L_{Sub.}} + \frac{1}{b L_{Carb.}} + \frac{1}{b L_{Korn.}} - k_2 \rho \right) \quad (35)$$

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = M \left(\frac{1}{b} \frac{\rho^{1/2}}{\beta} + \frac{1}{b} \frac{1}{\xi} \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} + \frac{1}{b} \frac{1}{\xi D_{Korn}} - k_2 \rho \right) \quad (36)$$

Mit den nachfolgenden Ausdrücken:

$$k = k_0 (1 + \xi (V/N)^{1/3} / (\xi D_{Korn})) \quad (37)$$

$$k_0 = (N/V)^{1/3} / (b \xi) = 1/(b L_{Carb.}) \quad (38)$$

$$k_1 = (b \beta)^{-1} \quad (39)$$

kann die Evolution einer Versetzungsstruktur unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Carbiden und Versetzungen bzw. Subkörnern durch die *Evolutionsgleichung* des sogenannten "Hybridmodelles" beschrieben werden [34]:

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = M \left(k + k_1 \rho^{1/2} - k_2 \rho \right) \quad (40)$$

Die Bezeichnung "Hybridmodell" wurde gewählt, da sowohl die Verfestigung durch die Wechselwirkung von Carbiden bzw. Korngrenzen mit Versetzungen als auch die Wechselwirkung von Versetzungen untereinander berücksichtigt wird.

2.5 Bestimmung des Verfestigungs- und Kriechverhaltens

Man verwendet die kinetische Gleichung 17, um von der Versetzungsdichte zu meßbaren Spannungen zu kommen. Zunächst resultiert mit den Gleichungen 17 und 40:

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 \left[k + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{2}{m}} \quad (41)$$

(Hier werden nur die wichtigen Resultate angegeben, die detaillierten Ableitungen enthält der Anhang A) Da das zu entwickelnde Modell sowohl auf Werkstoffe mit ausschließlich teilchenverfestigendem Verhalten als auch auf Werkstoffe mit rein versetzungsverfestigendem Verhalten anwendbar sein soll und um eine leichte Anpassung des Modells auf den jeweiligen Anwendungsfall zu ermöglichen, wird ein Parameter p eingeführt, welcher zwischen den Zuständen 0 und 1 variiert werden kann. Je größer der Wert des Parameters p ist, desto mehr Einfluß bekommt die Versetzungsdichte, d.h. nach einiger Dehnung die Subkornstruktur auf das Materialverhalten. Bei einem Parameterwert $p = 1$ würde eine Verfestigung nur aufgrund der Wechselwirkung zwischen Versetzungen zustandekommen. Falls $p=0$ wird die Verfestigung alleine aufgrund der Wechselwirkung zwischen Carbiden und Versetzungen aufgebaut. Nach Einfügen des Parameters p in Gl. 41 ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 \left[k (1 - p) + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} p - k_2 \rho \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{2}{m}} \quad (42)$$

Zur Vereinfachung wird nun eine athermische Verfestigungsrate

$$\Theta_{II} = M^2 \alpha G b k_1 / 2 \quad (43)$$

eingeführt, welche die anfängliche Verfestigungsrate beschreibt. Mit

$$\sigma_{sKM} = M \alpha G b k_1 / k_2 \quad (44)$$

(KM: Kocks-Mecking) wird die sich im Zugversuch einstellende Sättigungsspannung bei einem versetzungshärtenden Werkstoff abgeleitet.

Die Modellkonstante k hängt von der zeitlich veränderlichen Carbidanzahl N und damit vom Carbidabstand L ab. Durch Einführen der Gln. 21,29 und 30 wird die Entwicklung des Carbidabstandes und der Subkorn Grenzen berücksichtigt.² Gl. 42 läßt sich daher wie folgt umschreiben (siehe Anhang):

² Hier ist darauf hinzuweisen, daß eigentlich die Funktion $L(t)$, mit $t(\varepsilon)$, in die Integration einzubeziehen ist. Es wurde aber durch Vergleichsrechnungen nachgewiesen, daß die im Anhang aufgeführte Näherungslösung eine ausreichende Genauigkeit liefert.

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \sigma_{sh}^2 \left[(1-p) \frac{L_{sCarb.}}{L_{Carb.}} + \frac{p\sigma}{\sigma_{sh}} - \frac{\sigma^2}{\sigma_{sh}^2} \right] \quad (45)$$

Nach partieller Integration dieser Funktion mit den Anfangswerten σ_i für die Spannung und ε_i für die Dehnung ergibt sich für den Spannungsverlauf in Abhängigkeit von der Dehnung für eine *konstante Dehnrates* folgende Gleichung:

$$\frac{\sigma - \sigma_{sh} (p_1 + p/2)}{\sigma_i - \sigma_{sh} (p_1 + p/2)} \left[\frac{\sigma + \sigma_{sh} (p_1 - p/2)}{\sigma_i + \sigma_{sh} (p_1 - p/2)} \right]^{\frac{1 - \frac{p}{2p_1}}{1 + \frac{p}{2p_1}}} = e^{-\frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{1 + \frac{p}{2p_1}}} \quad (46)$$

$$\text{mit: } p_1 = [(1-p)L_{sCarb.}/L_{Carb.} + p^2/4]^{1/2} \quad (47)$$

Zu Beginn des Versuches, wenn also die Dehnung ε dem Anfangswert ε_i entspricht, erhält die Exponentialfunktion in Gl. 46 den Wert 1. Das entspricht im linken Term der Gleichung, daß die Spannung gleich dem Startwert σ_i ist. Mit größer werdender Dehnung ε strebt der Exponentialterm auf der rechten Seite dem Wert 0 und die Spannung im linken Term ihrem Sättigungswert σ_{sh} entgegen. Die sich für den Fall des Kriechversuches, d.h. einer *konstanten Spannung* ergebende Differentialform der kinetischen Gleichung

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d\varepsilon} = -\frac{m\Theta_{II}}{\sigma} \left[\frac{\hat{\sigma}_s^2 \text{mod.}}{\hat{\sigma}_{sKM} \hat{\sigma}} \frac{L_{sCarb.}}{L_{Carb.}} + 1 - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{sKM}}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^*} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (48)$$

läßt sich nach Einführen einer Referenzspannung $\Sigma = M\alpha Gb(k/k_i)$ mit den Anfangswerten für Dehnrates $\dot{\varepsilon}_i$ und Dehnung ε_i integrieren /73/. Die Referenzspannung Σ steht in Beziehung zur Orowan-Spannung $\sigma = Gb/L /39,61,68-70,81/$, welche für das Umgehen von harten Teilchen in der Gleitebene mit Hilfe des Orowan-Mechanismus erforderlich ist. Sie besitzt durch den Koeffizienten k eine reziproke Abhängigkeit vom Carbidabstand bzw. Korndurchmesser.

$$\frac{\left(\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} / (\Sigma/\sigma L_{sCarb.}/L_{Carb.} + 1) \right) \dot{\varepsilon}_i^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}}{\left(\dot{\varepsilon}_i^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} / (\Sigma/\sigma L_{sCarb.}/L_{Carb.} + 1) \right) \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}} = e^{-\frac{2(\varepsilon - \varepsilon_i)\Theta_{II}\dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m}}}{\sigma_{sKM}\dot{\varepsilon}_0^* \frac{1}{m}}} \quad (49)$$

Diese Gleichung verhält sich in Bezug auf die Dehnrates ähnlich wie Gl. 46 in Bezug auf die Spannung. Von einem anfänglich hohen Wert der Dehnrates $\dot{\varepsilon}_i$ bei der

Anfangsdehnung ε_i fällt diese mit steigender Dehnung ε auf ihren Sättigungswert ε_s . Dabei kann es durch die Änderung der Werte für Carbidabstand L und Versetzungsabstand L_{ver} , welche sich in Abhängigkeit der Spannung σ ausdrücken lassen, zum Durchlaufen einer minimalen Dehnrates kommen. Entgegen der Annahme bei der Entwicklung des Ausgangsmodells [2] wurde dabei auch zugelassen, daß der Exponent m kleiner als der Exponent n ist.

Die Beziehung zwischen Spannung und Dehnrates im Sättigungszustand kann gemäß den Gln. 31,41,45 und 48 zu

$$\sigma_{(s)} = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{(s)}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{(s)}}{\dot{\varepsilon}_0^*} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (s): \text{Sättigungszustand} \quad (50)$$

bestimmt werden. Die beiden Gleichungen 46 und 49 werden als *Hybridmodell* bezeichnet, da sowohl die Verfestigung durch die Wechselwirkung von Carbiden bzw. Korngrenzen mit Versetzungen als auch die Wechselwirkung von Versetzungen untereinander berücksichtigt werden. Wenn p den Wert 0 annimmt erhält man das *modifizierte Modell*, bei dem die Korngrenzen bzw. Carbide die Laufwege der Versetzungen begrenzen. Falls p den Wert 1 annimmt, sind nur die Abstände der Versetzungen untereinander für die Verfestigung verantwortlich, und man erhält das sogenannte *KM (Kocks-Mecking)-Modell*. Die Sättigungswerte von Spannung und Dehnrates besitzen beim modifizierten Modell über die Modellkonstante k (Gl. 37) eine Abhängigkeit der Form $\sigma_s \sim L^{-1/2}$ bzw. $\dot{\varepsilon}_s \sim L^{1/(2/m + 2/n)}$, d.h. von der Korngröße bzw. dem Carbidabstand.

2.6 Relaxationsverhalten

Beim Relaxationsversuch wird die Probe mit der jeweiligen Anfangsspannung beaufschlagt. Dadurch entsteht ein vorgeschalteter Kriechversuch. Nach Erreichen einer bestimmten Dehnung wird auf den Relaxationsversuch umgeschaltet, d.h. die gesamte Dehnung $\varepsilon_{tot.} = \varepsilon_{el.} + \varepsilon_{inel.}$ konstant gehalten. Dabei nimmt die plastische Dehnung um das Maß der durch den Spannungsabfall abnehmenden elastischen Dehnung zu. Die im Relaxationsversuch selbst erreichbare plastische Dehnung ist sehr gering, womit sich die für die Verformung verantwortliche Versetzungsdichte ebenfalls nur geringfügig ändert. Daher wurde als Ausgangsgleichung zur Beschreibung des Relaxationsverhaltens die Evolutionsgleichung in folgender Form verwendet, (siehe Anhang):

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon} = \Theta_{II} \left(1 - \rho^{\frac{1}{2}} / \rho_s^{\frac{1}{2}} \right) \quad (51)$$

Unter der Annahme, daß sich die Versetzungsdichte ρ während des Relaxationsversuches nur unwesentlich ändert, da die sich ergebende plastische Verformung maximal nur den geringen Betrag der elastischen Verformung betragen kann, bleibt das Verhältnis $\rho^{1/2}/\rho_s^{1/2}$ über den Versuchsverlauf konstant. Das Verhältnis vom momentanen Wert zum Sättigungswert der Versetzungsdichte ist proportional den entsprechenden Spannungen und entspricht damit aber nach Gl. 51 gerade dem Verhältnis vom Sättigungswert der Dehnrate zum ihrem momentanen Wert, $(\dot{\epsilon}_s/\dot{\epsilon})^{1/m+1/n}$. Mit den Anfangsbedingungen aus einem vorgeschalteten Kriechversuch kann daher Gl. 51 folgendermaßen umgeformt werden.

$$\frac{\dot{\epsilon}_{inel.}}{\dot{\epsilon}_{Kriech.}} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_{Kriech.}} \right)^{1/(1/m+1/n)} \quad (52)$$

Da bei einem Relaxationsversuch die gesamte Dehnung konstant gehalten wird, kann die plastische Dehnung nur bei einer abnehmenden elastischen Dehnung zunehmen. Daher ist die gesamte Dehnrate $\dot{\epsilon}_{ges}$ gleich Null.

$$\dot{\epsilon}_{ges.} = 0 = \dot{\epsilon}_{inel.} + \dot{\epsilon}_{el.} \quad (53)$$

Durch das Hook'sche Gesetz:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon_{el.}} = E \quad (54)$$

erhält man eine weitere Bestimmungsgleichung für das Relaxationsverhalten in der Form

$$\frac{\dot{\sigma}}{\dot{\epsilon}_{el.}} = E \quad (55)$$

Bei Beginn des Relaxationsversuches ist $\sigma_{Kriech.}$ die Anfangsspannung. Setzt man die Gln. 52 und 55 in Gl. 53 ein, dann ergibt sich folgende Differentialgleichung:

$$\dot{\sigma} = -E \dot{\epsilon}_{Kriech.} (\sigma/\sigma_{Kriech.})^{nm/n+m} \quad (56)$$

Integriert unter der Randbedingung $\sigma_{(t=0)} = \sigma_{Kriech.}$ ergibt sich folgende Gleichung

$$\sigma = \sigma_{Kriech.} \left[(C_1 E \dot{\epsilon}_{Kriech.} / \sigma_{Kriech.}) t + 1 \right]^{-1/C_1} \quad (57)$$

$$C_1 = 1/(1/m + 1/n) - 1 \quad (58)$$

Der Exponent m ist bei hohen Temperaturen viel kleiner als der Exponent n . Damit wird der Exponent m bestimmend für das Verhalten der Variablen C_1 und damit für das Relaxationsverhalten. Der Wert des Exponenten m nimmt mit sinkender Spannung gemäß Gl. 18 ab. Die Variable C_1 , welche sich direkt als Steigung der Relaxationskurve bei einer Auftragung der Ergebnisse in der Form $\ln \sigma = f(\ln \epsilon)$ ablesen läßt, nimmt daher ebenfalls ab. Bei niedrigen Temperaturen bzw. hohen Spannungen nimmt der Wert des Exponenten m zu, so daß hier die Relaxationsrate mit steigender Tendenz durch den Exponenten n bestimmt wird.

Die so entstandene Gleichung beschreibt das Relaxationsverhalten in Abhängigkeit der Anfangswerte für Dehnrates und Spannung aus dem vorhergehenden Kriechversuch. Die Temperaturabhängigkeit des Materialverhaltens wird über den Exponenten m und den E-Modul in der Gleichung berücksichtigt. Die so entwickelte Gleichung ist in ihrer Form mit der Robinson-Kanter Gleichung:

$$t = \frac{\sigma_0}{(n-1) E \dot{\epsilon}_0} \left[\left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^{n-1} - 1 \right] \quad (59)$$

identisch, die sich aus der Potenzgleichung nach Norton ableiten läßt. Ein Unterschied besteht lediglich in der Form des resultierenden Exponenten, welcher in unserem Falle über den Exponenten m spannungsabhängig ist. Bei einer hohen Spannung strebt m gegen sehr große Werte, und die für die Relaxationsrate verantwortliche Konstante C_1 wird nun überwiegend vom Exponenten n bestimmt. Damit wird auch hier eine Übereinstimmung zwischen beiden Modellen erreicht. Die von Osthoff /64/ verwendete Gleichung zur Beschreibung des Relaxationsverhaltens beinhaltet eine Exponentialfunktion:

$$\sigma = \sigma_{eff.} + \sigma_{i_0} e^{-\beta t} \quad (60)$$

Vergleicht man beide Gleichungen bezüglich ihres Verhaltens bei großen Zeiten, so ergibt sich hier keine Übereinstimmung. Nachfolgend werden in Tab. 1 für das Hybridmodell und die Teilmodelle die oben abgeleiteten Formeln, d.h. für eine konstante Dehnrates und für eine konstante Spannung, nochmals geschlossen angegeben. Sie zeigen die Weiterentwicklung der von Estrin /2/ angegebenen Form durch

- Einführung der Abhängigkeit der freien Gleitlänge der Versetzungen von der Carbidbildung und
- Einführen des kontinuierlichen Überganges vom KM- zum modifizierten Modell ($0 < p < 1$)

Die detaillierte Herleitung der einzelnen Modelle kann dem Anhang entnommen werden.

Hybrid Modell:

$$\frac{\sigma - \sigma_{sh} (p_1 + p/2)}{\sigma_i - \sigma_{sh} (p_1 + p/2)} \left[\frac{\sigma + \sigma_{sh} (p_1 - p/2)}{\sigma_i + \sigma_{sh} (p_1 - p/2)} \right]^{\frac{1 - \frac{p}{2p_1}}{1 + \frac{p}{2p_1}}} = e^{-\frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{1 + \frac{p}{2p_1}}} \quad (\dot{\varepsilon} = konst.)$$

$$\text{mit: } p_1 = [(1 - p)L_s/L + p^2/4]^{1/2}$$

$$\frac{(\dot{\varepsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}) / (\sum \sigma L_{sCarb.} / L_{Carb.} + 1)}{(\dot{\varepsilon}_i \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}) / (\sum \sigma L_{sCarb.} / L_{Carb.} + 1)} \dot{\varepsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_{II} \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m}}{\sigma_{sKM} \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}}} \quad (\sigma = konst.)$$

KM-Modell:

$$\frac{\sigma - \sigma_{sKM}}{\sigma_i - \sigma_{sKM}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_{II} \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m}}{\sigma_{sKM} \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}}} \quad (\dot{\varepsilon} = konst.)$$

$$\frac{(\dot{\varepsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}) \dot{\varepsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n}}{(\dot{\varepsilon}_i \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}) \dot{\varepsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_{II} \dot{\varepsilon}_s \frac{1}{m}}{\sigma \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}}} \quad (\sigma = konst.)$$

modifiziertes Modell:

$$\frac{\sigma^2 - \sigma_{smod}^2 L_{sCarb.} / L_{Carb.}}{\sigma_i^2 - \sigma_{smod}^2 L_{sCarb.} / L_{Carb.}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_0^2 \dot{\varepsilon}_s \frac{2}{m}}{\sigma_s^2 \dot{\varepsilon}_0^x \frac{2}{m}}} \quad (\dot{\varepsilon} = konst.)$$

$$\frac{(\dot{\varepsilon} \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x} - \dot{\varepsilon}_s^x \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x} L_{Carb.} / L_{sCarb.}) \dot{\varepsilon} \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}}{(\dot{\varepsilon}_i \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x} - \dot{\varepsilon}_s^x \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x} L_{Carb.} / L_{sCarb.}) \dot{\varepsilon} \frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_0^2 \dot{\varepsilon}_s^x \frac{2}{m}}{\sigma^2 \dot{\varepsilon}_0^x \frac{2}{m}}} \quad (\sigma = konst.)$$

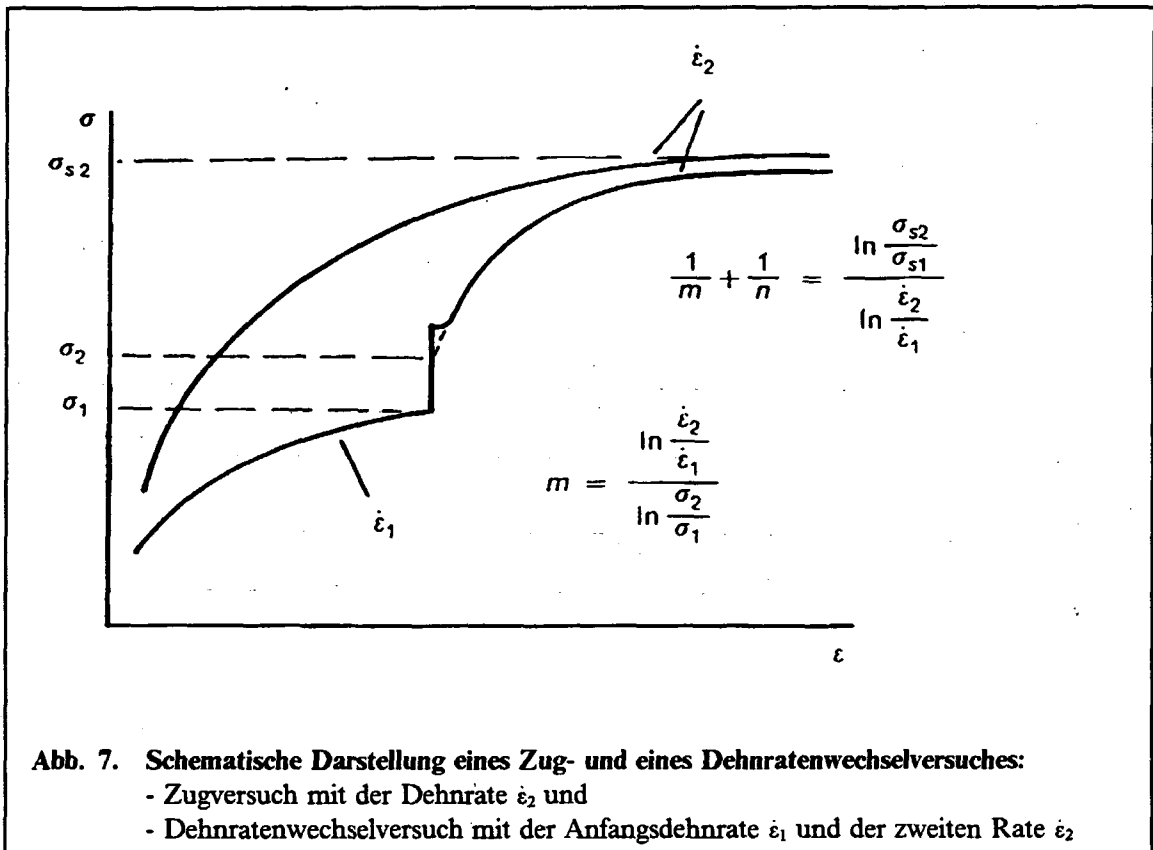
Relaxationsmodell:

$$\sigma = \sigma_{Kriech.} ((C_1 E \dot{\varepsilon}_{Kriech.}) / \sigma_{Kriech.}) t + 1)^{-1/C_1}$$

Tab. 1. Zusammenstellung der verschiedenen Formen des EPM

2.7 Verfahren zur Ermittlung der Modellkonstanten

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, sollen die einzelnen mathematischen Formulierungen des Modells dazu dienen, das Kriech- und Relaxationsverhalten eines Werkstoffes mit Hilfe der aus Zug- und Dehnratenwechselversuchen sowie Gefügeuntersuchungen bestimmten Modellkonstanten vorherzusagen. Die wichtigsten Modellkonstanten sind dabei die Sättigungsspannung σ_s , die Verfestigungsrate Θ_{II} , die Exponenten m und n und die Konstanten a und b der Änderung der Carbidstruktur



Die Summe der reziproken Werte für m und n wird gemäß Gl. 50 durch

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \ln \frac{\sigma_{s2}}{\sigma_{s1}} / \ln \frac{\dot{\epsilon}_2}{\dot{\epsilon}_1} \quad (61)$$

bestimmt. Hierzu werden nach Abb. 7 die Sättigungswerte der sich ergebenden Spannungen aus Zugversuchen bei verschiedenen Dehnraten und bei einer bestimmten Temperatur benötigt.

Der Exponent m allein kann aus Dehnratenwechselversuchen oder aus Relaxationsversuchen bestimmt werden. Theoretische Grundlage zur Bestimmbarkeit des Exponenten m aus diesen Versuchen bildet dabei die Annahme, daß bei einer plötz-

lichen Änderung der äußeren Verformungsbedingungen, wie z.B. bei einem Dehnratenwechsel, die Versetzungsdichte ρ und damit der Strukturparameter $\hat{\sigma}$ bei einem schnellen Wechsel konstant bleiben. Damit läßt sich aus der kinetischen Gleichung 17 der Exponent m wie folgt berechnen:

$$m = \ln \frac{\dot{\epsilon}_2}{\dot{\epsilon}_1} / \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \quad (62)$$

σ_1 und σ_2 bilden dabei die Spannungen unmittelbar vor und nach dem Spannungssprung beim Dehnratenwechselversuch, die ggf. aus dem folgenden Verlauf der Kurve durch Rückextrapolation bestimmt werden müssen. Bei einem Relaxationsversuch läßt sich der Exponent aus dem Abfall der Spannungsrate über der Spannung innerhalb eines kleinen, anfänglichen Zeitintervalles berechnen: Vorher muß aus den Sättigungsspannungen der Zugversuche nach Gl. 61 $1/n + 1/m$ bestimmt werden.

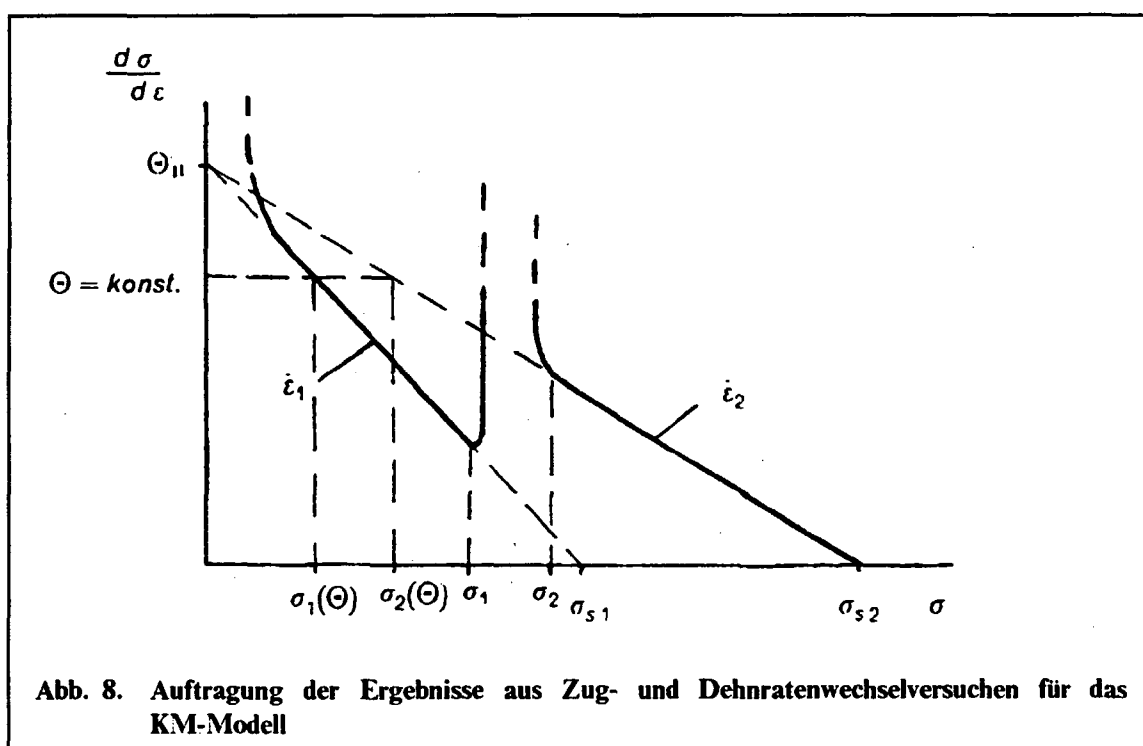
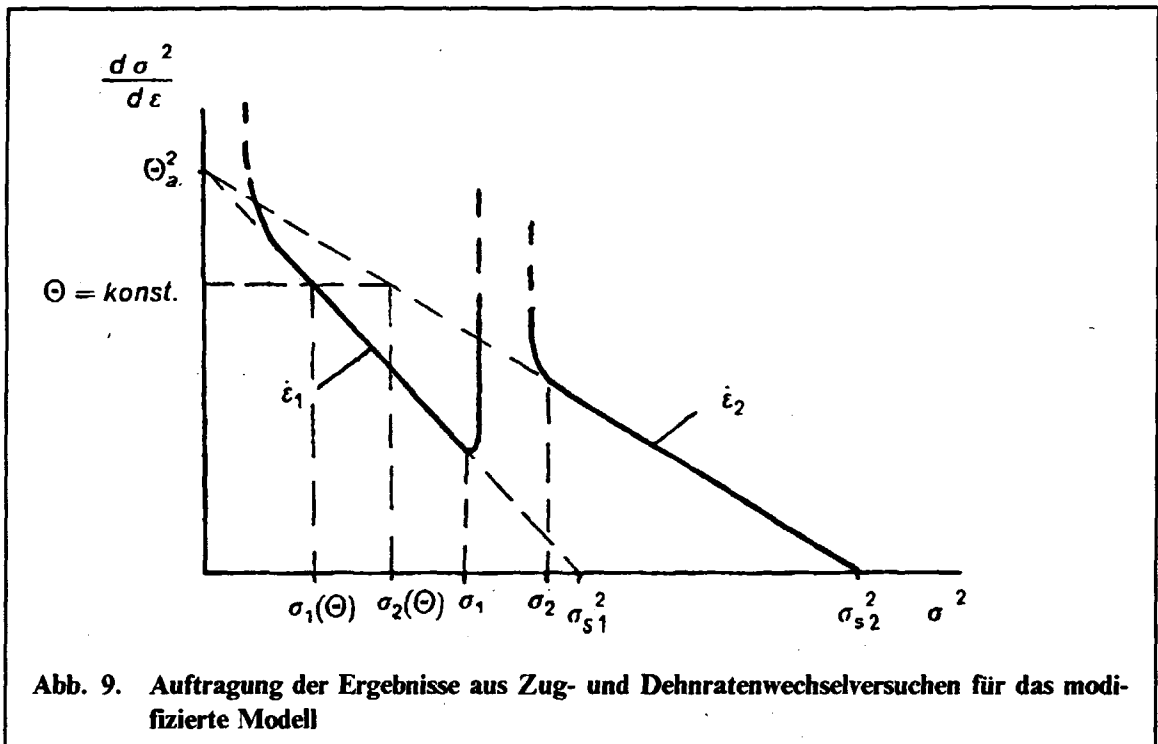
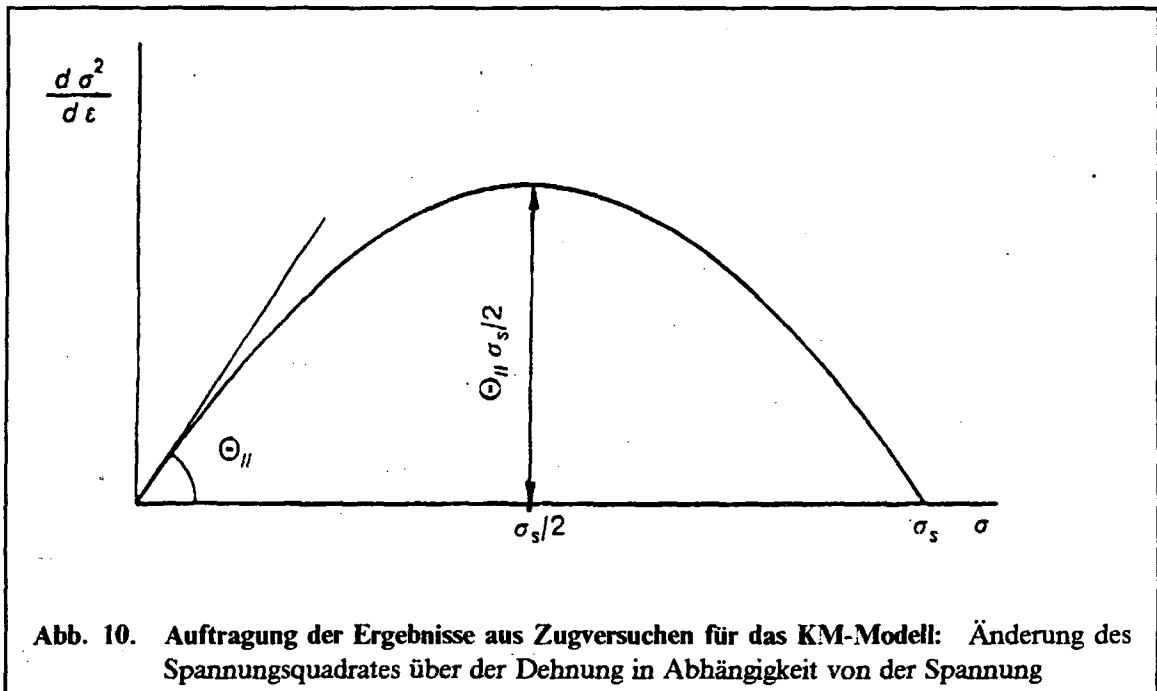


Abb. 8. Auftragung der Ergebnisse aus Zug- und Dehnratenwechselversuchen für das KM-Modell

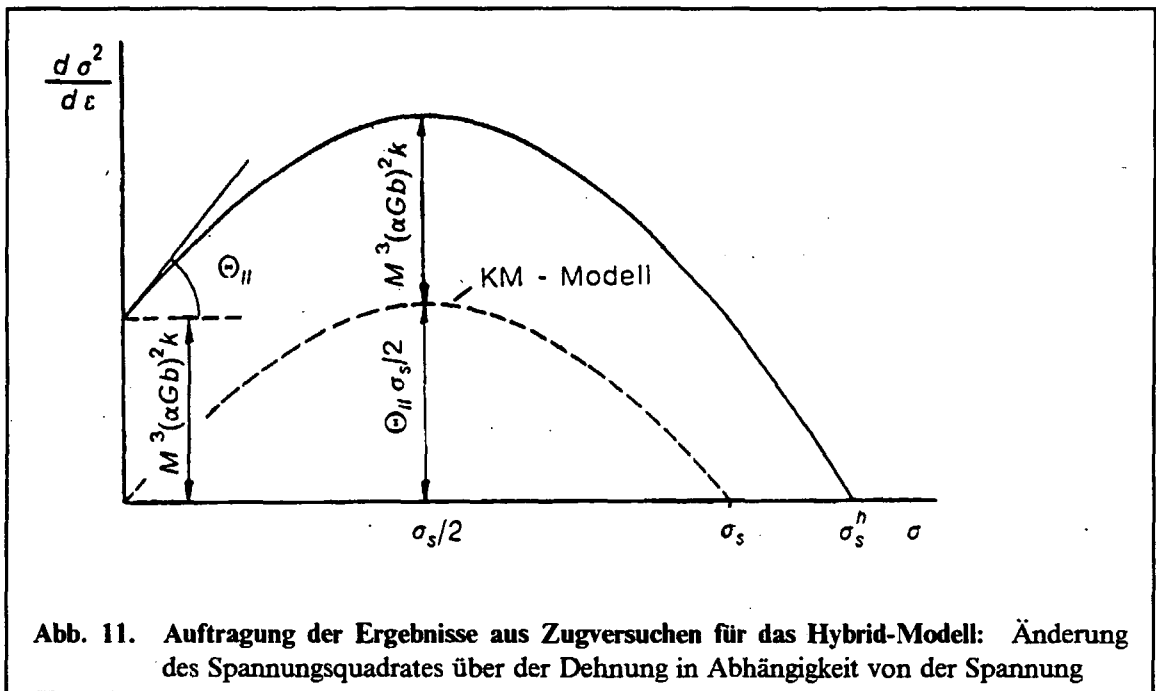
Die athermische Verfestigungsrate Θ_{II} des versetzungshärtenden Werkstoffs läßt sich nach Gl. 45 durch Auftragen der Ergebnisse aus Zugversuchen in der Form $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ über σ bestimmen. Da der Exponent m bei hohen Temperaturen klein ist, macht sich in Gl. 48 der Einfluß des Vorfaktors $(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{1/m}$ auf die anfängliche Verfestigungsrate bemerkbar, so daß an der Ordinate bei $\sigma = 0$ ein Wert für $\Theta_{II} (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{1/m}$ abgelesen werden kann. Die anfängliche Verfestigungsrate hängt damit von der Dehnrates $\dot{\epsilon}$ und über den Exponenten m von der Temperatur T ab. Die so entstandene Dehnraten- und Temperatursensitivität



der Verfestigungsrate gibt auch das Verhältnis der Streckgrenzen bei Zugversuchen mit unterschiedlichen Dehnraten und Temperaturen wieder. Wie aus Abb. 8 und Abb. 9 ersichtlich, soll die Verfestigungsrate dann von diesem anfänglich hohen Wert linear bis auf den Wert Null (Sättigungsspannung) extrapolierbar sein. Analog dazu soll aus der Auftragung $d\sigma^2/d\varepsilon$ über σ^2 die Verfestigungsrate $\Theta_0^2(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0)^{2/m}$ für einen teilchenhärtenden



Werkstoff an der Ordinate abgegriffen werden. Den das Materialverhalten bestimmenden Verfestigungsmechanismus erkennt man an der vorhandenen Linearität bei der zutreffenden Auftragung.



Falls die Auftragungsform der Ergebnisse nicht mit den jeweiligen Verformungsmechanismen korreliert, wenn z.B. das Material im Sinne des KM-Modells verfestigt und die Ergebnisse in Diagrammen für das modifizierte Modell aufgetragen werden, dann soll sich ein Verfestigungsratenverlauf ergeben, der dem in Abb. 10 dargestellten ähnelt. Da wir jedoch in Kap. 2.3 gesehen haben, daß sich die Verformungsmechanismen in Abhängigkeit von Spannung, Temperatur und Zeit ändern können, liegt es nahe, einen Wechsel der Verfestigungsmechanismen während des Versuchsverlaufs mit in Betrachtung zu ziehen. Trägt man die Ergebnisse aus Zugversuchen in der in Abb. 11 dargestellten Form als $d\sigma^2/d\varepsilon$ über σ auf, so soll die additive Verknüpfung der Härtungsterme des KM- und modifizierten Modells beim Hybridmodell gemäß Gl. 40 sichtbar werden. Bei einer Spannung von $\sigma = 0$ läßt sich dann an der Ordinate der Wert $\Theta_0^2(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}^*)^{2/m}$ ablesen, wobei die Spannung ebenfalls wie in Abb. 10 ein Maximum durchläuft.

3.0 Beschreibung des Werkstoffs

Sämtliche Versuche wurden an der Eisenbasislegierung X10NiCrAlTi 32 20 (INCOLOY alloy 800H)³ mit der Werkstoffnummer 1.4876 durchgeführt. Incoloy 800H zeichnet sich durch eine hohe Warmfestigkeit und eine gute Oxidationsbeständigkeit bei hohen Temperaturen aus. Deshalb findet diese Legierung ihre bevorzugte Anwendung im chemischen und kerntechnischen Anlagenbau. Hier kommt sie als Werkstoff für Wärmetauscherrohre, Überhitzer, Hüllrohre für Regelstäbe und Dampferzeugerrohre zum Einsatz /75-78,89/.

3.1 Chemische Zusammensetzung und mechanische Eigenschaften

Die chemische Zusammensetzung der verwendeten Materialchargen mit der KFA-Bezeichnung BAK und ADU ist Tab. 1 zu entnehmen. Tab. 2 enthält Angaben des Herstellers zu Wärmebehandlung, Form und Formgebung dieser Chargen.

Charge (KFA-Bez.)	C	Mn	Si	Cr	Ni	Co	Ti	Al	Fe	S	Cu	Bi	Pb
BAK	0,065	0,69	0,36	20,05	30,30	0,03	0,32	0,3	Basis	0,003	0,09	<0,0001	<0,0002
ADU	0,08	0,95	0,39	21,10	32,72	-	0,38	0,42	Basis	0,006	0,34	-	-

Tab. 2. Chemische Analyse der verwendeten Chargen der Eisenbasislegierung Alloy 800 H (in Massen%) /14/

Legierungstyp	Hersteller	Charge (KFA-Bezeichnung)	Form und Größe	Formgebung	Wärmebehandlung
X10 NiCrAlTi 32 20	Vereinigte Deutsche Metall- werke 78885	BAK	Stab: ø25 mm	warmgewalzt	lösungsgeglüht
X10 NiCrAlTi 32 20	Fa. Hunting Alloy Products, HH44A6A	ADU	Stab: ø23,8 mm	warmgewalzt	lösungsgeglüht

Tab. 3. Hersteller, Form und Größe, Formgebungsverfahren und Wärmebehandlung der verwendeten Chargen BAK und ADU /66/.

³ Bezeichnung der Fa. INCO, die diese Legierung eingeführt hat. In vorliegender Arbeit abgekürzt zu Alloy 800 H

Die Schmelztemperatur beträgt 1355-1385° C

Temperatur (° C)		20	100	300	500	600	700	800	900	1000
E-Modul	$E \text{ (kN/mm}^2\text{)}$	186	181	166	151	144	137	129	122	114
G-Modul	$G \text{ (kN/mm}^2\text{)}$	80	77	71	65	62	59	56	53	51
spez. Wärme	$c \text{ (J/g}^{10}\text{/}^\circ\text{C)}$	0,465	0,483	0,539	0,589	0,632	0,650	0,678	0,706	0,691
mittl. lin. Wärme- ausdehnungskoeffizient	$\alpha \text{ (}^\circ\text{C}^{-1}\text{)} \cdot 10^{-6}$	-	15,6	16,6	17,4	17,8	18,2	18,6	19,0	19,4
different. Wärme- ausdehnungskoeffizient	$\beta \text{ (}^\circ\text{C}^{-1}\text{)} \cdot 10^{-6}$	-	16,1	17,9	19,4	20,1	20,9	21,8	22,8	24,0
thermische Leitfähigkeit	$\lambda \text{ (W/cm}^{10}\text{/}^\circ\text{C)}$	0,121	0,130	0,159	0,193	0,212	0,223	0,254	0,277	0,302
Dichte	$\rho \text{ (g cm}^{-3}\text{)}$	8,02	7,99	7,91	7,82	7,78	7,73	7,68	7,63	7,58

Tab. 4. Physikalische Eigenschaften der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur /66/.

3.2 Einfluß der verschiedenen Legierungselemente

Die Legierung Alloy 800 H ist ihrer Zusammensetzung und ihrem Gefüge nach ein hochlegierter austenitischer Stahl. Bei hohen Temperaturen zeigt sie gute mechanische Eigenschaften. Sie weist eine gute Beständigkeit gegen Oxide, Aufkohlung und Korrosion in aggressiven Medien auch unter sich zeitlich ändernden Bedingungen auf. Diese Werkstoffe können leicht verschweißt, verarbeitet und umgeformt werden. Außerdem sind die Herstellkosten gering.

Einige der in Tab. 3 aufgelisteten Legierungsbestandteile werden nachfolgend näher betrachtet.

Nickel

Die Anwesenheit von ca. 30% Nickel ist im wesentlichen für eine stabile austenitische Matrix verantwortlich. Durch die Ausscheidung von geringen Mengen Ni_3Al , auf welche später eingegangen wird, reduziert sich der Nickelanteil nur unwesentlich und die Zusammensetzung der Matrix ändert sich nicht.

Kohlenstoff

Nickel setzt die Löslichkeit des Kohlenstoffs in austenitischem Stahl herab, welche beispielsweise bei 10% Nickelgehalt um den Faktor 3 höher liegt als bei einem 30%igen Nickelgehalt. In Alloy 800 H ist Kohlenstoff ein sehr starker Carbiddbildner.

Aluminium und Titan

Diese Elemente werden der Charge in schmelzflüssigem Zustand durch Schrott zugeführt. Falls der prozentuale Anteil von Aluminium und Titan 0.6% überschreitet, kann es zur Ausscheidung von $Ni_3(Al,Ti)$ im Temperaturbereich 500-700° C in Verbindung mit einer Ausscheidungshärtung kommen. Dies bringt eine Abnahme der Duktilität mit sich /88/.

3.3 Ausscheidungen und Versetzungen

Die in Abb. 12 dargestellten Carbide liefern im allgemeinen einen härtesteigernden Beitrag und können somit zu einer Steigerung des Kriechwiderstandes von Hochtemperaturlegierungen beitragen. Die sich in technischen Nickel- und Nickel-Eisen-Basislegierungen bildenden Carbide werden nachfolgend beschrieben.

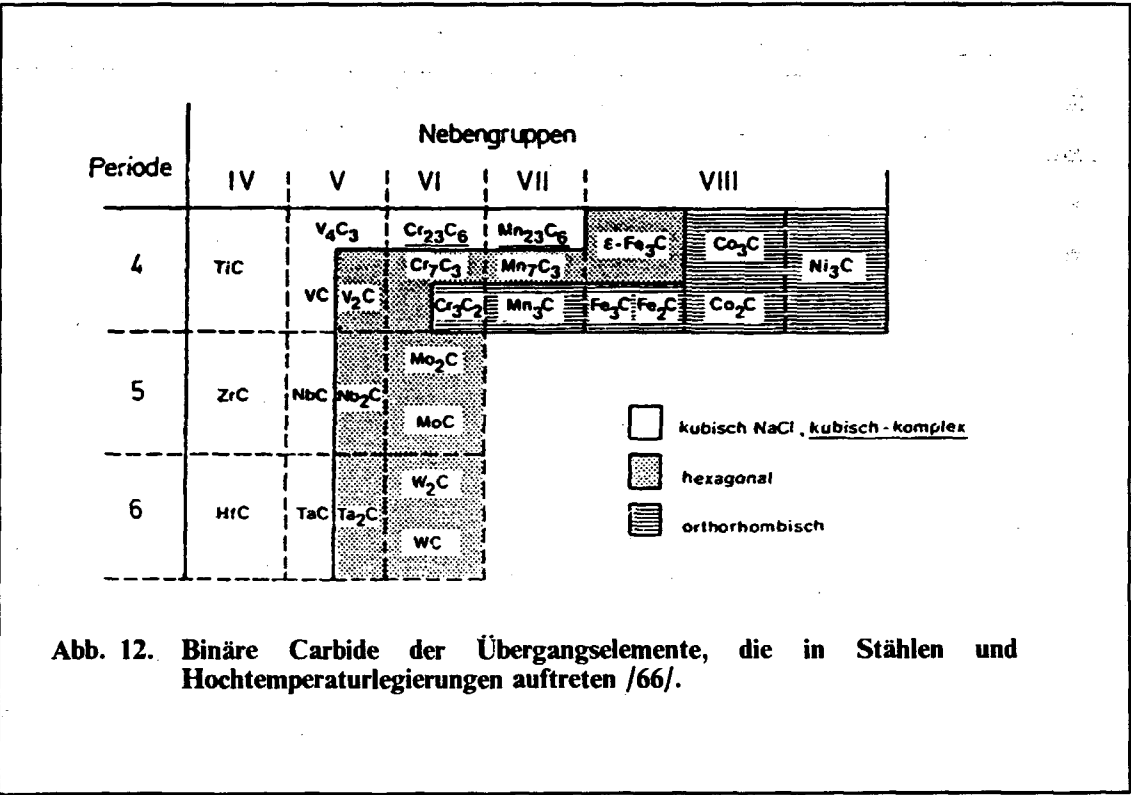


Abb. 12. Binäre Carbide der Übergangselemente, die in Stählen und Hochtemperaturlegierungen auftreten /66/.

MC-Carbid

Bei der vorliegenden Legierung entsteht dieses Carbid überwiegend als Primärcarbid vom Typ TiC bei der Erstarrung aus der Schmelze. Es gilt als stabiles Carbid, da es erst oberhalb 1200° C löslich ist. Je nach Zusammensetzung der Legierungen kann es im Temperaturbereich von 750-1000°C zur Umwandlung von MC-Carbiden zu komplexeren Carbiden unter gleichzeitiger Bildung intermetallischer Phasen $Ni_3(Al, Ti, Nb)$ kommen.

$M_{23}C_6$ -Carbid

Bezüglich des Kriechverhaltens stellt dieses Carbid für die hier untersuchten Hochtemperaturlegierungen das wichtigste dar. Es bildet sich schon bei sehr geringem Kohlenstoffgehalt als fein verteilte Ausscheidung an Versetzungen im Korn.

Obwohl die kubisch-komplexe Struktur des $M_{23}C_6$ - Carbides bis 1000°C normalerweise stabil ist, kann sich das Carbid in chromhaltigen Legierungen durch Oxidation des Chroms unter der Oberfläche durch Diffusionsprozesse auflösen.

M_3C_2 -Carbid

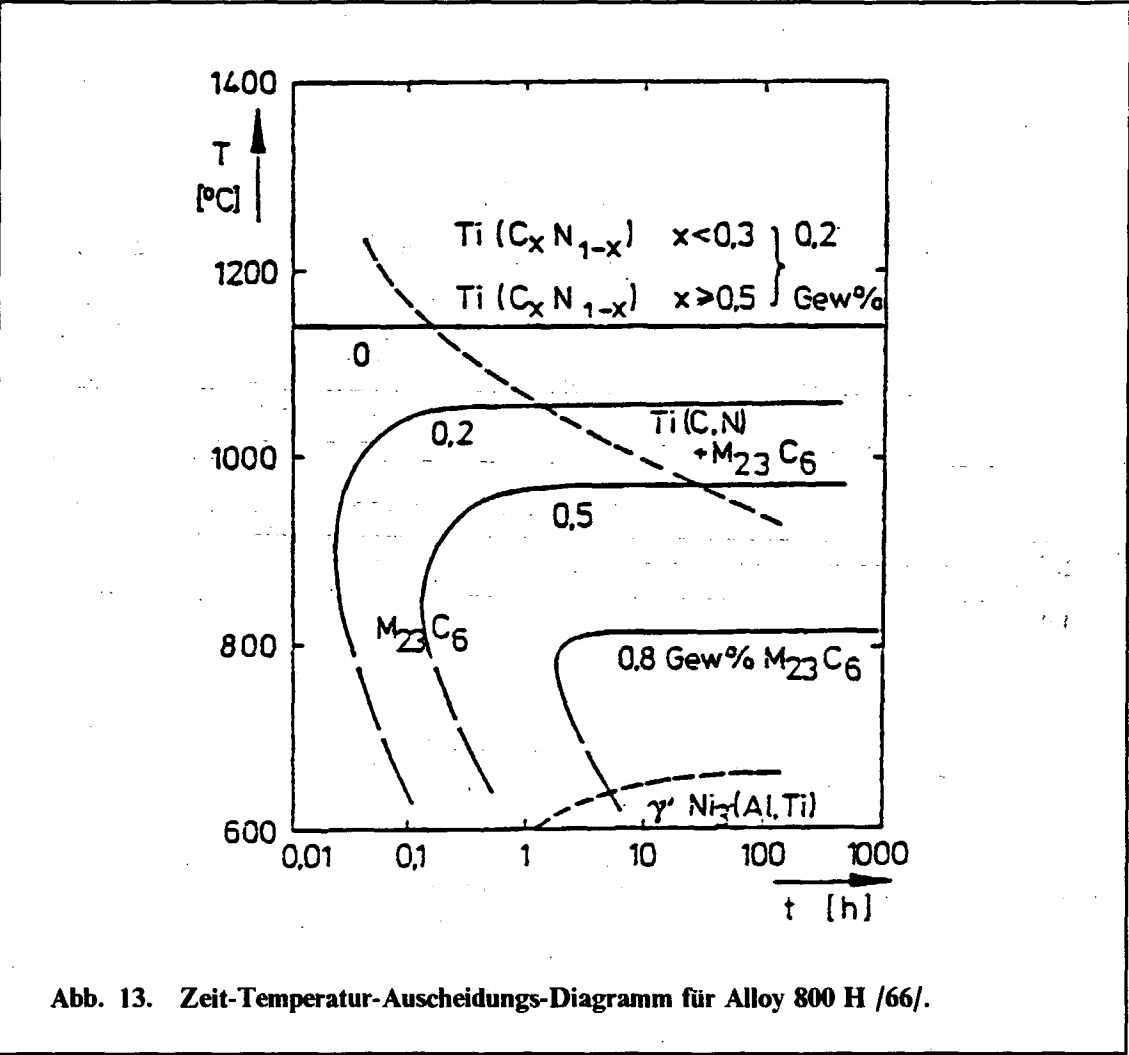
Dieses Carbid konnte bisher in handelsüblichen Legierungen nicht nachgewiesen werden. Es kann sich jedoch bei einer hohen Kohlenstoffaktivität und bei hohen Temperaturen aus dem Cr_7C_3 -Carbid bilden.

M_6C -Carbid

Dieses Carbid weist eine dem $M_{23}C_6$ -Carbid ähnliche Struktur auf, wobei es aber eine höhere thermodynamische Stabilität besitzt und vorzugsweise in Legierungen mit hohem Mo-Gehalt gebildet wird. Die Wirkung der Carbide bezüglich der Erhöhung des Kriechwiderstandes kann unterschiedlicher Art sein. Bei einem Ausscheiden im Korninnern wird die Versetzungsbewegung erschwert und bei einem Ausscheiden der Carbide auf den Korngrenzen kommt es zu einer Behinderung der Korngrenzengleitung. Unter den sich je nach Temperatur, Carbidityp und -größe zum Überwinden der Teilchen vorliegenden Mechanismen wird zwischen Orowan-, Kletter- und, bei γ' -Teilchen, dem Schneidprozeß unterschieden. Auf diese Prozesse ist bereits in Kap. 2 eingegangen worden.

3.3.1 Mikrostruktur und mechanische Eigenschaften nach Auslagerung bei hohen Temperaturen

Die Anwesenheit von Kohlenstoff und Titan führt zur Bildung primärer Carbide, welche gewöhnlich auch Stickstoff enthalten $Ti(C,N)$. Bei einer entsprechend langen Auslagerung des Materials bei hohen Temperaturen kommt es zur Bildung von feinen TiC -Carbiden und $M_{23}C_6$, welche einen deutlichen Einfluß auf die mechanischen Eigenschaften haben.



Obwohl TiC im Temperaturbereich $700-900^{\circ}C$ stabiler ist als $M_{23}C_6$, wird bei Temperaturen um $600^{\circ}C$ überwiegend das chromreiche Carbid $M_{23}C_6$ gebildet (siehe Abb. 13). Dies wird durch die im Vergleich mit TiC günstigere Reaktionskinetik von $M_{23}C_6$ und dem Resultat, daß beide Phasen gleichzeitig anwesend sind, verursacht. Die $M_{23}C_6$ Carbide scheiden sich relativ rasch auf Korn- und Zwillingsgrenzen als große

intergranulare Carbide aus, während TiC als feine intragranulare Carbide innerhalb des Korns ausgeschieden wird.

Das nachstehende Diagramm zeigt die sich während der Auslagerung bei hohen Temperaturen bildenden Carbide. Die Ausscheidung von γ -Mischkristallen, welche sich homogen in der Matrix bilden, kann bei Alloy 800H bei Auslagerungstemperaturen von 550-750° C beobachtet werden, wobei oberhalb 600° C dieser Prozeß sehr schnell voranschreitet. Oberhalb dieser Temperaturen kommt es zur Überalterung der Carbide und damit zu einer geringeren Wirksamkeit der Carbide als Versetzungsbarrieren. Oberhalb von 800° C lassen sich keine γ - Mischkristalle mehr beobachten, was ein Indiz für ihre Löslichkeitstemperatur ist.

3.4 Verformungsschaubilder

Bei einem polykristallinen Material lassen sich sechs Bereiche mit unterschiedlichen Verformungsmechanismen kennzeichnen. Mit Hilfe der von Ashby eingeführten und von anderen Autoren weiterentwickelten Verformungsschaubilder lassen sich diese Bereiche gegeneinander abgrenzen. Da der Volumenanteil von Nickel sehr hoch ist, lassen sich die unterschiedlichen Verformungsmechanismen an dem in Abb. 14 auf Seite 37 dargestellten Schaubild diskutieren.

Da alle Versuche bei Temperaturen von 800-900° C durchgeführt wurden und sich hierbei Spannungen von 20-400 MPa ergaben, sind im wesentlichen die beiden Prozesse Versetzungskriechen und Versetzungsgleiten maßgeblich am Verformungsprozeß beteiligt. Das Diffusionskriechen spielt bei sehr niedrigen Spannungen bei den Zeitstandversuchen ebenfalls eine wichtige Rolle.

Beim Fließen durch Versetzungsgleiten läßt sich die Fließspannung durch $\sigma = Gb/l$ ausdrücken, wobei l der Abstand der Hindernisse darstellt. Beim Diffusionskriechen kann durch Anlegen einer äußeren Spannung die Richtung des Diffusionsstromes durch einen Kristall (Volumendiffusion) oder an den Korngrenzen (Korngrenzendiffusion) vorgegeben werden, so daß sich die Körner in Richtung der angelegten Spannung verlängern. Bei sehr hohen Temperaturen ($T > 0.9 T_m$) ist die spannungsgerichtete Volumendiffusion, welche auch als Nabarro-Herring Kriechen bezeichnet wird, wirksam. Bei niedrigeren Temperaturen ist die ebenfalls spannungsgerichtete Korngrenzendiffusion dominant, welche als Coble-Kriechen bezeichnet wird. Bezüglich des Versetzungskriechens läßt sich zwischen dem Harper-Dorn-Kriechen und, als der wichtigste Mechanismus, dem Klettern unterscheiden. Beim Harper-Dorn-Kriechen

fungieren einzelne Versetzungen als Quellen bzw. Senken für Leerstellenströme, womit die Diffusion hier vom Abstand der Versetzungen untereinander abhängt.

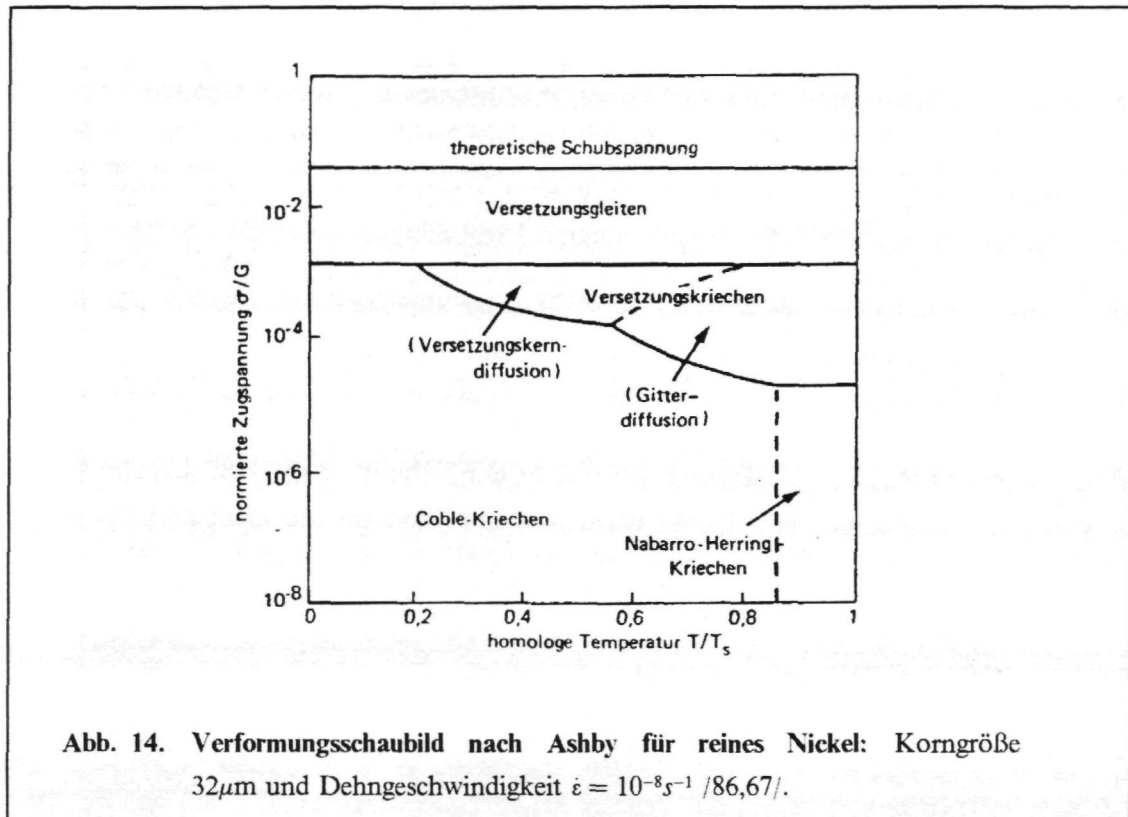


Abb. 14. Verformungsschaubild nach Ashby für reines Nickel: Korngröße $32\mu\text{m}$ und Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 10^{-8}\text{s}^{-1}$ [86,67].

Dieser Mechanismus kann bei grobkörnigen Werkstoffen, niedrigen Spannungen und hohen Temperaturen erwartet werden. Im Bereich des Versetzungskriechens wird Gleiten von Versetzungen zwischen Hindernissen, welche die Versetzungen in ihrer Bewegung behindern, angenommen. Durch Klettern über die Hindernisse können sich die Versetzungen weiter fortbewegen. Das Versetzungsklettern benötigt einen Zustrom von Leerstellen. Daher wird die Zeit, welche eine Versetzung braucht, um ein Hindernis durch Klettern zu überwinden, durch den spannungsinduzierten Fluß von Leerstellen zu den Versetzungslinien bestimmt. Je höher die Temperatur, desto schneller läuft der Kletterprozeß ab und desto kürzer ist der Weg, den die Versetzung klettern muß, damit die Spannung sie durch das innere Spannungsfeld in der Umgebung der Hindernisse hindurchbewegen kann. Dieser Mechanismus ergibt für das stationäre Kriechen in der Gleichung

$$\dot{\epsilon} = k \sigma^n \quad (64)$$

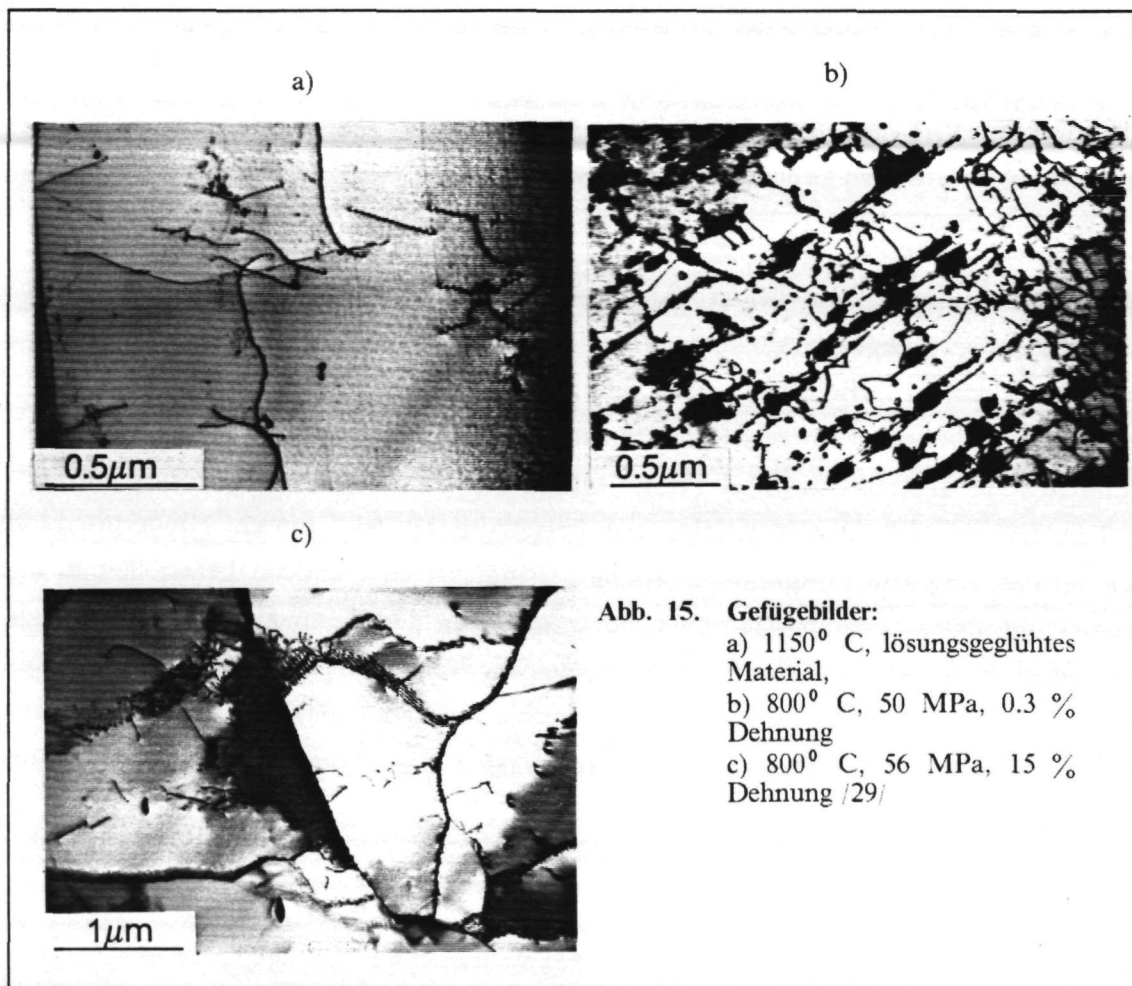
den "natürlichen" Exponenten $n = 3$. Da meist höhere Werte für n gemessen werden, sind die Mechanismen noch wesentlich komplexer.

4.0 Gefügeuntersuchungen

Die entscheidenden Gefügekenngößen für das Materialverhalten während der Verformung sind die Versetzungsdichte, der Subkorndurchmesser, die Korngröße und der mittlere Carbidabstand. Das Ziel ist es, die Entwicklung dieser Größen von Zeit, Temperatur, Spannung und Dehnung zu bestimmen, um ihren Einfluß auf das Materialverhalten zu erklären. Nachfolgend werden die dazu notwendigen Gefügeuntersuchungen und die entsprechenden Ergebnisse dargestellt.

4.1 Transelektronenmikroskopische Untersuchungen

Mit Hilfe dieses Verfahrens lassen sich Aussagen über das Gefüge eines Materials, wie z.B. die Versetzungsdichte ρ als auch die Größe der Subkörner machen. Ergebnisse für Alloy 800 H lagen bereits vor. Daher wurden eigene Experimente nicht mehr durchgeführt.



Die Versetzungsdichte variiert bei Alloy 800 H im lösungsgeglühten Zustand zwischen den Werten 10^8 und 10^9 cm^{-2} /24/ und erreicht im Bereich des stationären Kriechens bei einer Spannung von 69 MPa Werte bis zu $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Bei Messungen an Alloy 617 ergeben sich ähnliche Werte /26/, hier variiert die Versetzungsdichte zwischen 10^8 im lösungsgeglühten Zustand und $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ im Sättigungszustand bei z.B. 319 MPa. Die Korngröße verändert sich bei Alloy 800 H während der Verformung nur unwesentlich und liegt zwischen den Werten 50 und 110 μm . Die Subkorngröße L_{sub} bewegt sich bei Alloy 800 H zwischen 2-4 μm bei 69 MPa, 5-7 μm bei 45 MPa und 9 μm bei 25 MPa /24,29/. In Abb. 15, in der die Entwicklung der Versetzungsstruktur von einer regellosen Anordnung im lösungsgeglühten Zustand in eine Subkornstruktur bei zunehmender Verformung dargestellt worden ist, spiegelt sich qualitativ die bereits in Kap.2 angesprochene lineare Beziehung zwischen der Quadratwurzel der Versetzungsdichte und der Spannung wider. Der Sättigungswert der Subkorngröße hängt von der jeweiligen Spannung ab und ist näherungsweise unabhängig von der Vorverformung.

Die in Verbindung mit einer quantitativen Bildanalyse an einer 30 Min. lange ausgelagerten Probe durchgeführten Untersuchung führt zu dem Ergebnis, daß sich die Carbide in vier Größenklassen einteilen lassen. Kleine intragranulare TiC mit einem mittleren Durchmesser von 9.6 nm, M_{23}C_6 mit etwa 30 bis 70 nm und 150 bis 500 nm im Durchmesser sowie primäre TiC mit einem Durchmesser von 1-5 μm . Nach 8h ist bei einer Temperatur von 900°C ein Maximum bezüglich der Carbidanzahl erreicht, d.h., daß die Keimbildung zum Stillstand kommt. Von nun an kommt es zur Vergrößerung und zur Abnahme der Anzahl der Teilchen.

Im Gegensatz zum TEM-Verfahren lassen sich mit dem SANS-Verfahren (Small-Angle Neutron-Scattering) auch quantitative Aussagen über größere Probenvolumina bei komplexeren Gefügen treffen, wobei allerdings die Interpretationsschwierigkeiten zunehmen.

Prinzipiell liefern die SANS-Messungen vergleichbare Ergebnisse wie die TEM-Messungen. Die Carbide im Größenbereich zwischen 6 und 60 nm nehmen den größten Anteil der gesamten Teilchen an Volumen und Anzahl auf /87/. Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich mit zunehmender Auslagerungsdauer die kleineren Carbidgrößenklassen überlagern und es zur Vergrößerung der Teilchen kommt.

4.2 Metallographische Untersuchungen

Mit Hilfe der metallographischen Untersuchungen wurde die Änderung des Ausscheidungsgefüges in Abhängigkeit von der Zeit bei einer hohen Temperatur bestimmt. Hierzu wurden systematische Probenreihen mit bestimmten Ausscheidungsgefügen durch Auslagern des Materials bei verschiedenen Temperaturen hergestellt. Angenommen wurde dabei, daß im Kriechversuch zeitabhängig die gleiche Gefügeentwicklung stattfindet.

4.2.1 Probenvorbereitung

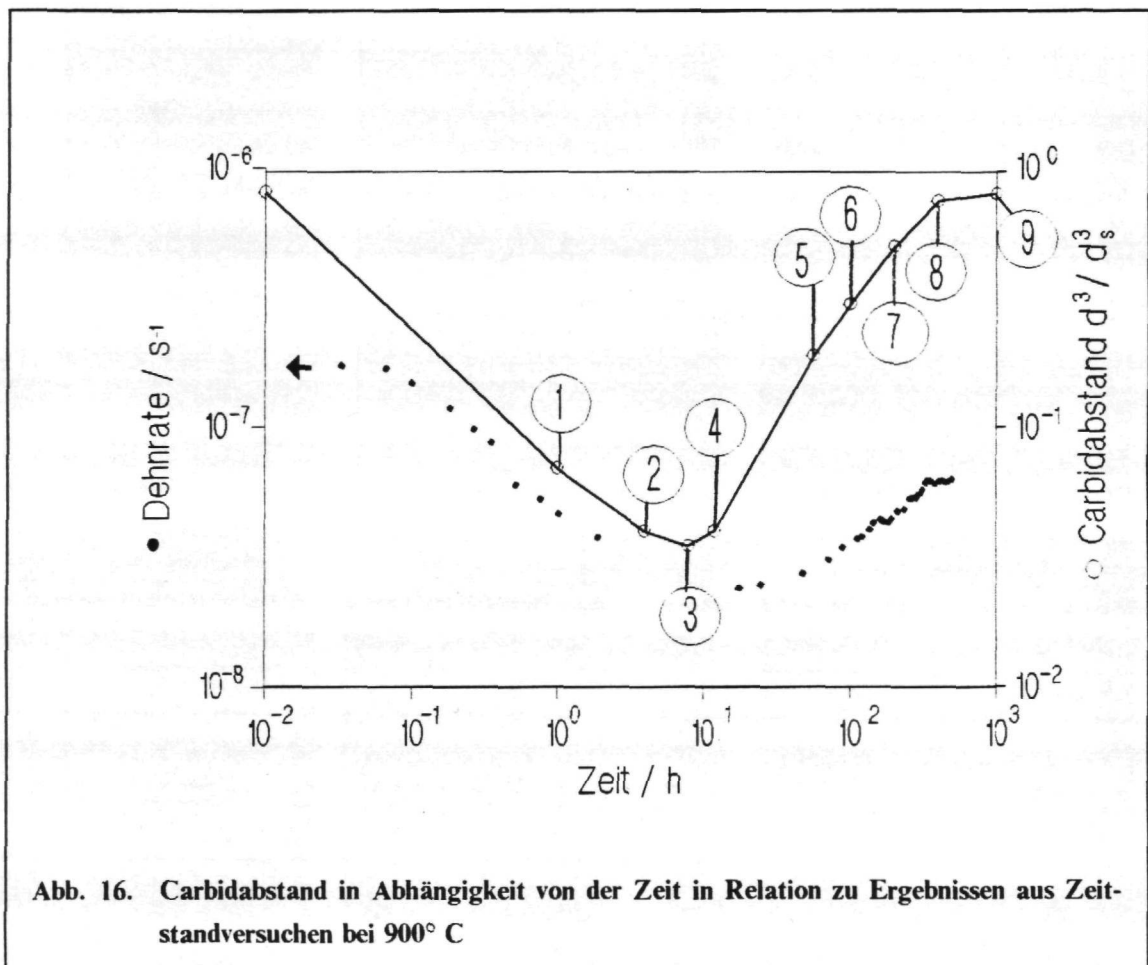
Zur Untersuchung des Ausscheidungsverhaltens wurden lösungsgeglühte Proben zwischen 1 und 1000h bei 800 und 900° C ausgelagert und Proben aus den Gewindeköpfen von Kriech- und Zugproben entnommen, die entsprechend lange im Versuch waren.

Die Proben mit den Abmessungen $\phi 10 \times 5$ mm wurden in die Kunstharzmasse Bakelit bei 150° C und bei 2-3 bar Druck eingebettet. Die Heizzeit betrug dabei 15 min und die Abkühlzeit 5 min. Anschließend wurden die Proben elektrolytisch in einer Mischung aus 35 % H_2SO_4 , 40 % H_3PO_4 und 25 % H_2O bei 3 Volt ca. 15 Sekunden geätzt. Das anschließende Schleifen wurde mit Naßschleifpapier der Körnung 180 - 1000 jeweils 2 min. lang durchgeführt. Danach wurde mit Diamantpolierpaste der Körnung 1-6 μm 10 Minuten lang feingeschliffen und abschließend mit Tonerde 1-3 poliert. Bei den rasterelektronischen Gefügaufnahmen war nicht zu ersehen, ob die erkennbaren Gefügebestandteile Carbide oder Löcher sind. Deshalb wurde ein anderes Ätzverfahren verwendet. Es wurde mit V_2A -Beize (10 ml HNO_3 , 3 Tropfen Vogelsche Sparbeize, 100 ml HCl) bei 50° C ca. 10 Sekunden lang geätzt. In den neuen rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen hoben sich die Carbide nun sehr gut sichtbar hell von der dunklen Matrix ab. Die Aufnahmen wurden in 5000facher Vergrößerung /25/ hergestellt.

4.2.2 Carbidverteilung

In Abb. 17 sind die an verschieden lange ausgelagerten Proben aufgenommenen Bilder zu sehen. In Abb. 16 ist die Veränderung des Carbidabstandes in Abhängigkeit von der Zeit in Relation zur Entwicklung der Dehnrate bei einem Kriechversuch dargestellt. Der mittlere Abstand der Carbide wird durch Bildung der Quadratwurzel des Quotienten aus Fläche und Teilchenanzahl pro Fläche $\sqrt{A/N}$ bestimmt. Während der Bildungsphase der Carbide steigen Anzahl, Durchmesser und Gesamtvolumen an. Bei $T = 800^\circ C$ ist dieser Prozeß nach einer Zeit von etwa acht Stunden abgeschlossen und die Bildungsrate

wird zu Null. Von diesem Zeitpunkt an wachsen die größeren Carbide auf Kosten der kleineren bei einem konstanten Gesamtvolumen, was im wesentlichen durch den Abbau der integralen Oberflächenenergie Matrix/Carbid vorangetrieben wird. Die theoretischen Grundlagen dazu sind bereits in Kap. 2 dargestellt worden. Vergleicht man zwischen den experimentellen Ergebnissen aus Zeitstandversuchen und Gefügeuntersuchungen, so läßt sich gut erkennen, daß beide Kurven bei ca. 8h ein Minimum durchlaufen (siehe Abb. 16). Bei 800°C läuft der Prozeß der Carbidreifung durch die geringe Diffusionsgeschwindigkeit des Kohlenstoffes langsam ab. Er kommt bei den hier vorliegenden Versuchszeiten zur Ruhe. Daher werden nach dem Ausscheidungsverfahren für Carbidabstand und -durchmesser konstante Werte erreicht.



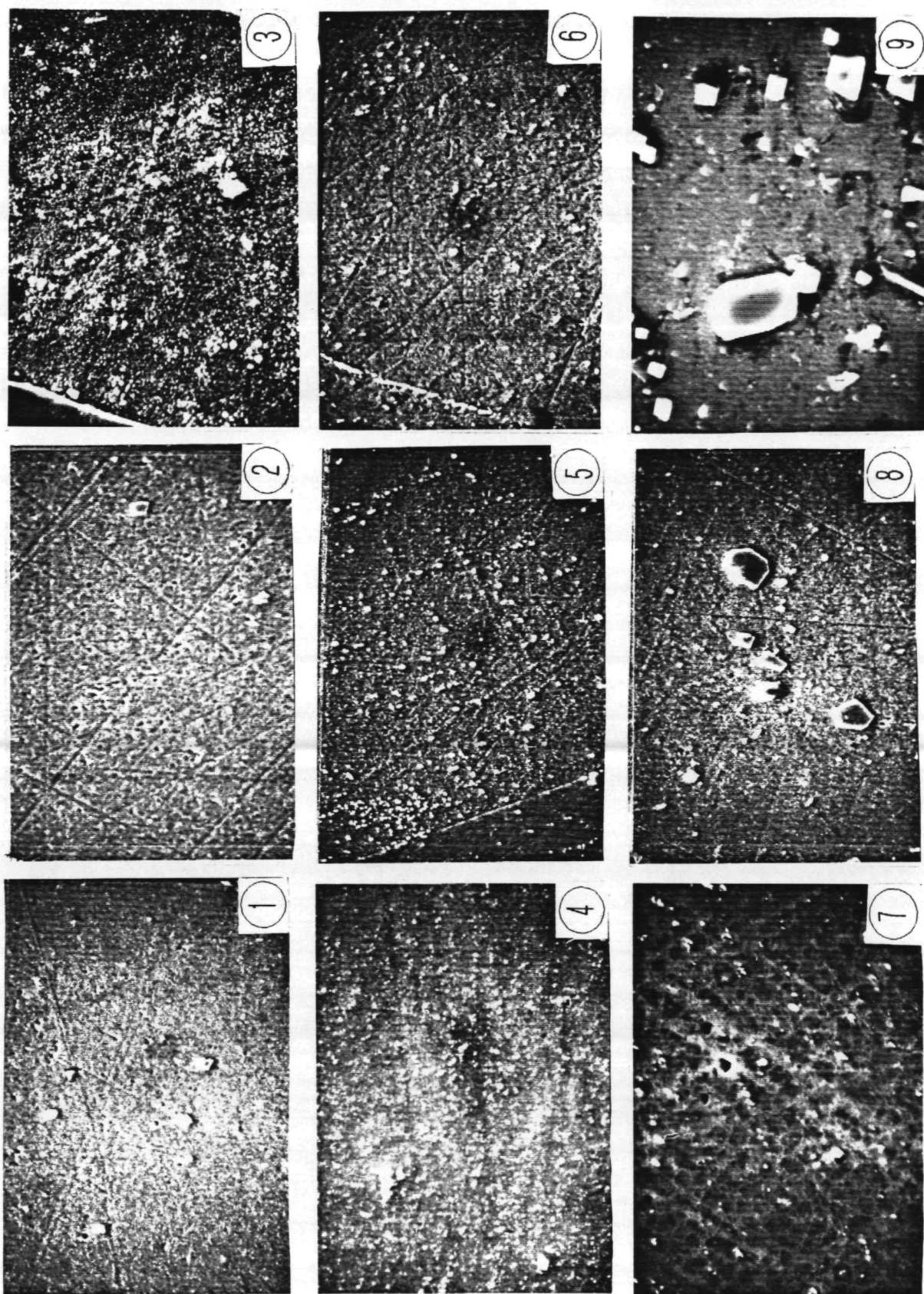


Abb. 17. Gefügebilder in 5000facher Vergrößerung: Anhand der eingetragenen Nummerierung läßt sich in Abb. 16 die Auslagerungsdauer ablesen.

5.0 Experimentelle Ergebnisse

5.1 Zusammenstellung der durchgeführten Versuche

		Zugversuche								Dehnraten- wechselver- suche		Zeitstandversuche									
		Dehnraten / 1/s										Anfangsspannung / N/mm ²									
Zeit / h	Temp. / °C	10 ⁻⁵	3· 10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	3· 10 ⁻⁴	10 ⁻³	3· 10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻⁴ → 10 ⁻³	3· 10 ⁻⁴ → 10 ⁻³	10 ⁻³ → 10 ⁻²	20	25	30	34	38	42	45	50	60	
0	700	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	750	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	800	1	1	1	1	1	1	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1	-	1	
	850	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	900	1	1	1	1	1	1	1	-	-	-	-	1	-	-	1	-	-	-	-	
950	-	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
10	800	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	900	1	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	1	-	1	-	-	1	-	-	
100	800	-	-	-	-	-	-	-	1	1	1	-	-	-	-	-	-	1	-	1	
	850	-	-	-	-	-	-	-	1	1	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	900	1	-	-	-	-	-	-	1	1	1	-	1	-	-	-	1	-	-	-	
1000	750	-	-	-	-	-	-	-	1	1	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	800	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1	-	1	
	900	1	-	-	-	1	-	-	-	-	-	-	1	-	1	-	-	-	-	-	
	950	-	-	-	-	-	-	-	1	1	1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
		Probenanzahl: 38										Probenanzahl: 18									

Tab. 5. Durchgeführte Versuche mit Alloy 800 H, Charge: ADU

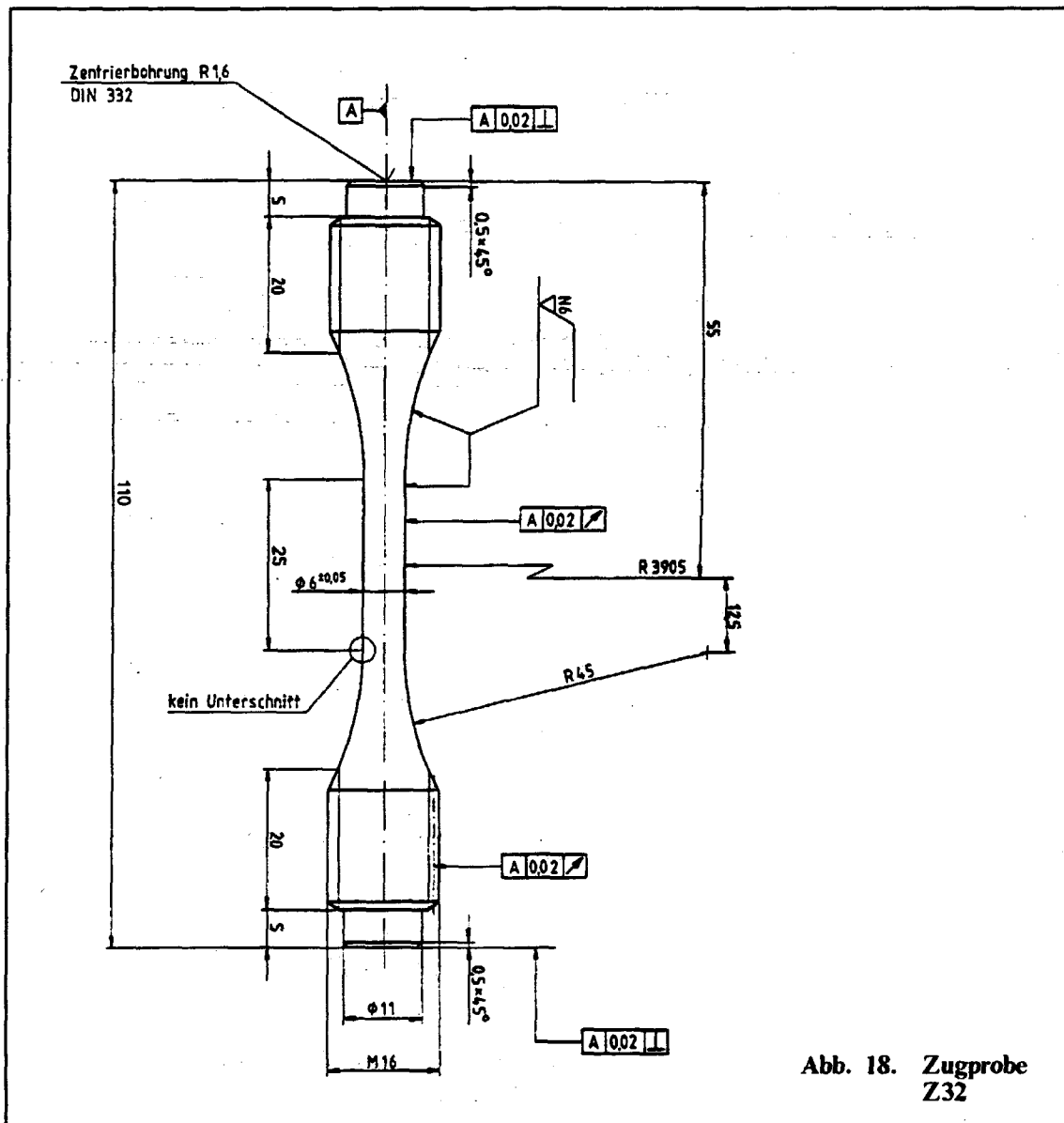
		Zugversuche						Dehnraten- wechshers.		Zeitstandsversuche (bereits durchgeföhrt)										Relaxationsv.					
		Dehnrate / 1/s										Spannung / N/mm ²										Anfangsspan- nung / N/mm ²			
Zeit / h	Temp. / °C	10 ⁻⁵	3· 10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	3· 10 ⁻⁴	10 ⁻³	3· 10 ⁻³	10 ⁻⁴ → 10 ⁻³	3· 10 ⁻⁴ → 10 ⁻³	10 ⁻³ → 10 ⁻²	20	25	30	34	38	42	45	50	60	25	34	45	60		
0	800 900	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	- -	3· 10 ⁻⁴ → 10 ⁻³	10 ⁻³ → 10 ⁻²	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1	1 1		
20	800 900	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	2 2	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -		
100	800 900	- -	- -	- -	- -	- -	- -	1 1	1 1	1 1	- -	- -	- -	- -	- -	3 3	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -		
1000	800 900	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	1 1	2 2	- -	- -	- -	- -	- -	2 2	- 1	- 1	1 1	- -	
3000	800 900	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	2 2	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -		
		Probenanzahl: 18																				Probenanzahl: 16			

Tab. 6. Durchgeführte Versuche mit Alloy 800 H, Charge: BAK

5.2 Zugversuche

5.2.1 Probenform

Wie aus Abb. 18 ersichtlich, ist die Zugprobenform so gewählt worden, daß ein möglichst geringe Kerbwirkung im Übergang von Meßlänge zum Einspannkopf erfolgt. In Verbindung mit einer hohen Oberflächengüte und einer im Toleranzbereich der DIN-Normen liegenden, geringfügigen Querschnittsverjüngung in der Probenmitte erhöht sich damit die Wahrscheinlichkeit der Probeneinschnürung innerhalb des Meßbereichs. Gesamtlänge und Einspannkopf werden in Anlehnung an LCF-Proben gewählt, an die besonders hohe Anforderungen gestellt werden.



Das Durchmesser-Längenverhältnis des Meßbereichs wurde den DIN-Normen entsprechend gewählt (1:5). Damit läßt sich der Einfluß des Übergangsbereichs zwischen Meßlänge und Gewindekopf auf die Spannungsverteilung auf ein Mindestmaß reduzieren. Die Ankopplung des zur Dehnungsregelung benötigten Extensometers erfolgt über zwei 3 mm lange Drähte mit einem Durchmesser von 0.5 mm, welche in den Endpunkten des Meßbereichs aufpunktet werden. Um Setzerscheinungen im Gewinde während des Versuchsverlaufs zu verhindern, wurde eine axiale Vorspannkraft gewählt, die höher als die maximal auftretende Zugkraft war. Die Durchmesser der Kopfstücke und die Gewindeabmaße wurden so gewählt, daß sie bei dieser Vorspannkraft keine plastische Verformung erfahren.

5.2.2 Beschreibung des Versuchsstandes

Sämtliche Zugversuche wurden an einer in Abb. 19 schematisch dargestellten Instron-Prüfmaschine⁴ durchgeführt.

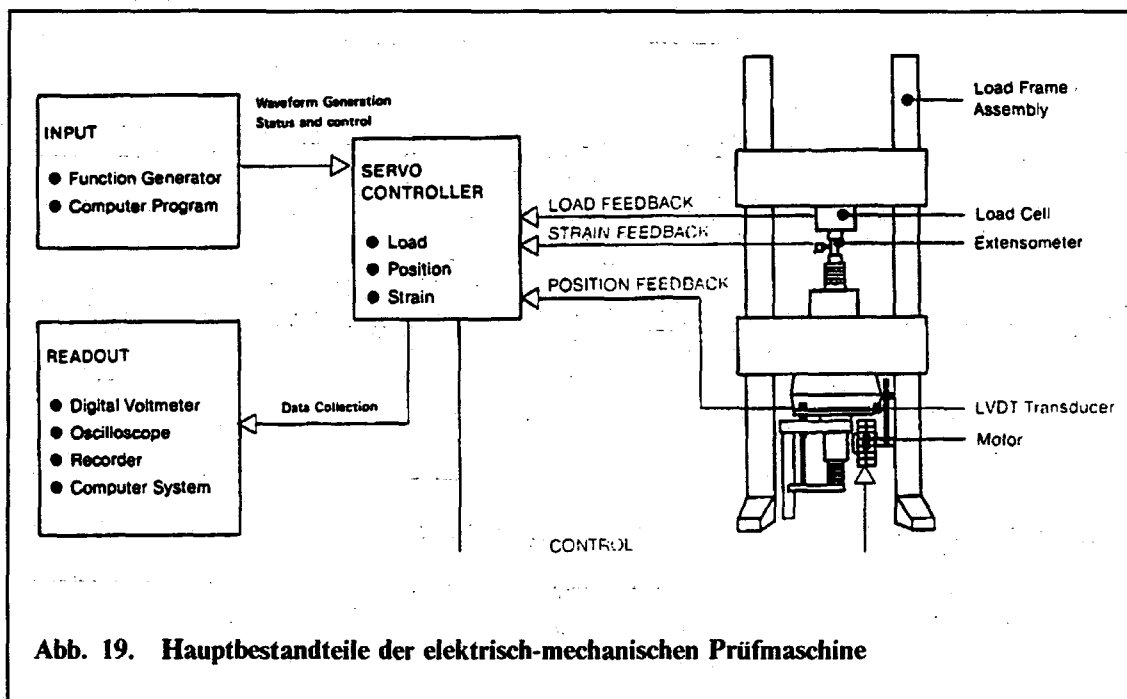


Abb. 19. Hauptbestandteile der elektrisch-mechanischen Prüfmaschine

Der Antrieb der Maschine besteht aus einem Scheibenläufermotor, einem Schneckengetriebe und einer Kugelumlaufspindel. Aufgrund dieser mechanischen Lösung ist die Geschwindigkeit der Maschine nach oben hin begrenzt. Die Signale von Dehnungs-, Last- und Positionsaufnehmer werden vom Controller erfaßt und das Dehnungssignal mit dem Signal des Funktionsgenerators verglichen. Die Form des

⁴ Fa. Instron, Typ 3820, Spindelgetriebe mit Schrittmotor

Funktionsverlaufs wird dabei mit Hilfe des Rechnerprogramms festgelegt. Anschließend wird zwischen Ist- und Sollwert verglichen und das verstärkte Differenzmaß als korrigierende Größe zur der Regelung der Maschine benutzt.

Mit Hilfe des verwendeten Hochtemperaturextensometers konnte eine maximale Probenverlängerung von 5mm erfaßt werden, d.h. bei der gewählten Probengeometrie eine maximale Dehnung von 20%. Wie schon erwähnt, wurden Steuerung und Kontrolle der Maschine sowie die Datenerfassung während des Versuchs mit Hilfe eines Computers durchgeführt. Dabei konnten Dehnrage, maximale Dehnung und die Abtastrate der Kanäle vor Beginn der Versuche festgelegt werden. Außerdem war es durch softwaremäßige Anpassung möglich, alle Versuche mit wahrer Dehnrage zu fahren, und es konnten Wechsel in der Belastungsart während des Versuchsverlaufes durchgeführt werden. Durch die Benutzung eines Dreizonenofens mit selbstadaptiven Reglern konnte die max. Temperaturabweichung der Probenmeßlänge auf 2° C gehalten werden, womit die maximal zulässige Abweichung nach DIN deutlich unterschritten wurde.

5.2.3 Zusammenstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse

Char-ge	Tem-peratur / °C	Streckgrenze $R_{p0.2}$ / MPa							Sättigungsspannung / MPa						
		$\dot{\epsilon}_1$	$\dot{\epsilon}_2$	$\dot{\epsilon}_3$	$\dot{\epsilon}_4$	$\dot{\epsilon}_5$	$\dot{\epsilon}_6$	$\dot{\epsilon}_7$	$\dot{\epsilon}_1$	$\dot{\epsilon}_2$	$\dot{\epsilon}_3$	$\dot{\epsilon}_4$	$\dot{\epsilon}_5$	$\dot{\epsilon}_6$	$\dot{\epsilon}_7$
ADU	700	-	-	-	-	122	-	-	-	-	-	-	385	-	-
	750	-	-	-	-	121	-	-	-	-	-	-	317	-	-
	800	92	99	104	105	117	123	128	122	140	160	187	238	286	318
	850	-	-	-	-	110	-	-	-	-	-	-	182	-	-
	900	57	63	74	93	100	105	115	69	80	97	119	140	164	191
	950	-	-	-	-	79	-	-	-	-	-	-	109	-	-
BAK	800	105	118	121	112	115	145	-	129	151	172	196	229	269	-
	900	60	67	72	62	100	102	-	70	84	99	120	140	168	-

Tab. 7. Sättigungsspannung und Elastizitätsgrenze der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_1 &= 10^{-5} \text{ s}^{-1}, & \dot{\epsilon}_2 &= 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}, & \dot{\epsilon}_3 &= 10^{-4} \text{ s}^{-1}, & \dot{\epsilon}_4 &= 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}, & \dot{\epsilon}_5 &= 10^{-3} \text{ s}^{-1}, \\ \dot{\epsilon}_6 &= 3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}, & \dot{\epsilon}_7 &= 10^{-2} \text{ s}^{-1}, \end{aligned}$$

Zwischen den Ergebnissen aus Zugversuchen mit unterschiedlich lange ausgelagertem Material, bei gleicher Dehnrates und gleicher Temperatur, ließ sich sowohl für den Bereich der Strukturentwicklung als auch den stationären Bereich kein nennenswerter Unterschied feststellen. Ein Einfluß der sich durch die Auslagerungsdauer verändernden Carbidgestruktur scheint daher für diese Belastungsart nicht gegeben zu sein. Plausibel erscheint dieses Verformungsverhalten, wenn man Abb. 5 betrachtet. Schon die Spannungswerte an den Streckgrenzen liegen, selbst bei hohen Temperaturen und kleinen Dehnrates, über 50 MPa. Der diesem Wert zugehörige Wert für den Subkorndurchmesser liegt aber um ein Vielfaches unter dem Wert für den minimal erreichbaren Carbidgeabstand. Damit wird aber auch der makroskopische Einfluß der Carbidgestruktur stark zurückgedrängt, wodurch ihr Einfluß auf das Verformungsverhalten gering wird. Zudem kann eine Chargenabhängigkeit der Ergebnisse weder für Zeitstand- noch für Zugversuche nachgewiesen werden. Die Unterschiede zwischen den Kurvenverläufen sind für den Bereich der Strukturentwicklung und den stationären Bereich bei Zeitstand- und Zugversuchen sehr gering. Der transiente Bereich des Zugversuches setzt sich dabei oft aus zwei unterschiedlichen Abschnitten zusammen. Im ersten Abschnitt ist eine stetige Abnahme der Verfestigungsrate zu verzeichnen, während im zweiten Abschnitt der Spannungsanstieg, und damit die Verfestigungsrate, konstant bleibt.

Zu den Dehnrateswechselversuchen ist anzumerken, daß oft nach dem Wechsel überschwingende Spannungsspitzen auftreten. Sie blieben bei der Bestimmung von m unberücksichtigt; es wurde immer vom nachfolgenden Verlauf auf den Wert der Dehnung beim Dehnrateswechsel zurückextrapoliert. Bei 900°C erreicht die Spannung nach dem Dehnrateswechsel sofort den Spannungswert, welcher dem der neuen Dehnrates im kontinuierlichen Versuch entspricht. Anschließend steigt die Spannung bis auf einen höheren Sättigungswert an. Für die Bestimmung von m wurde der Spannungssprung, ausgewertet wie oben angegeben, verwendet. Bei 800° C steigt die Spannung zunächst auf einen Wert der unterhalb des Sättigungswertes für die neue Dehnrates liegt. Dieser Wert wird erst später im Verlauf des Zugversuches erreicht.

In Abb. 20 bis Abb. 31 sind die im Rahmen des Versuchsprogrammes durchgeführten Zug- und Dehnrateswechselversuche an den Chargen ADU und BAK dargestellt.

5.2.4 Darstellung der Versuchsergebnisse

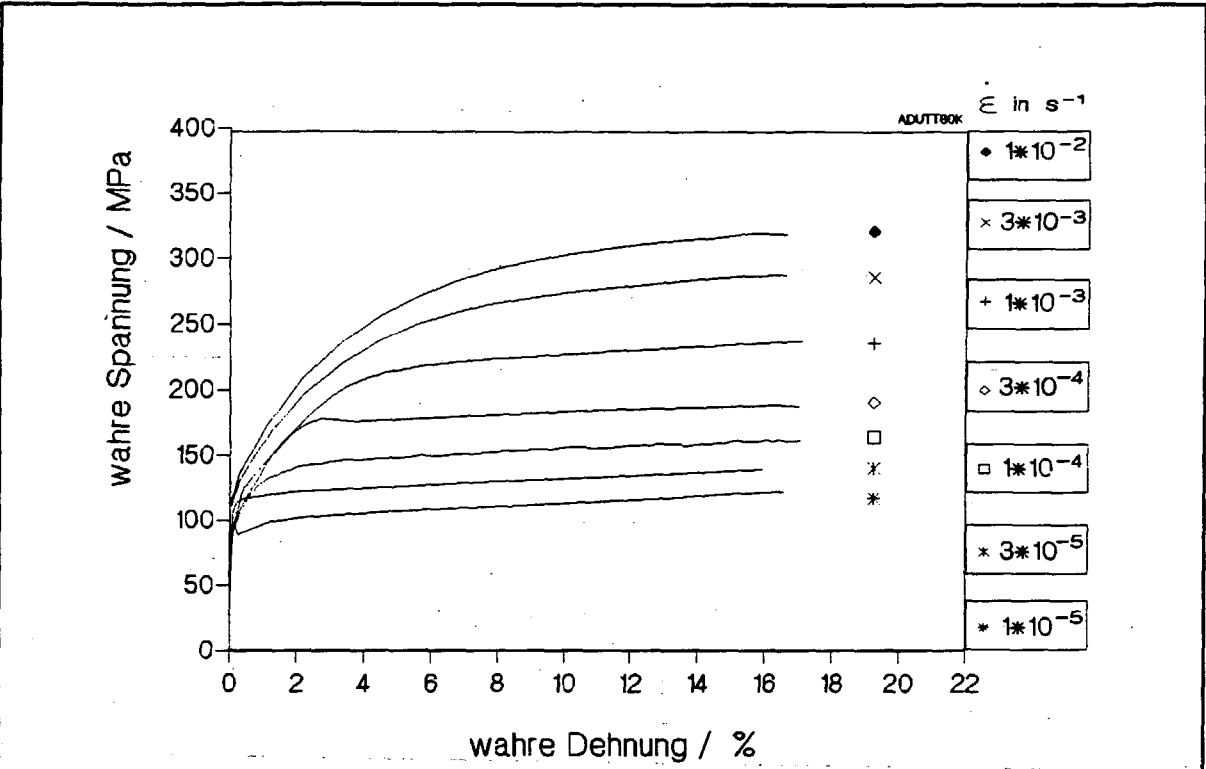


Abb. 20. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrates an lösungsgeglühten Proben bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

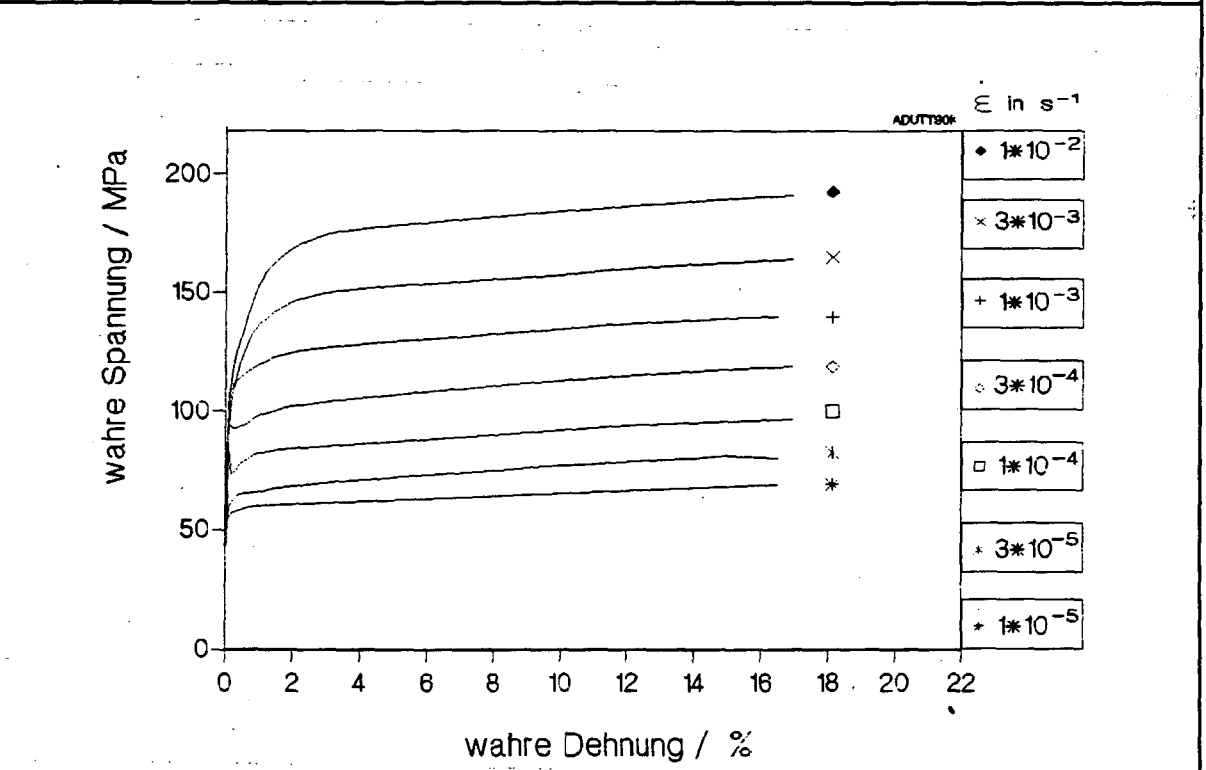


Abb. 21. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrates an lösungsgeglühten Proben bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

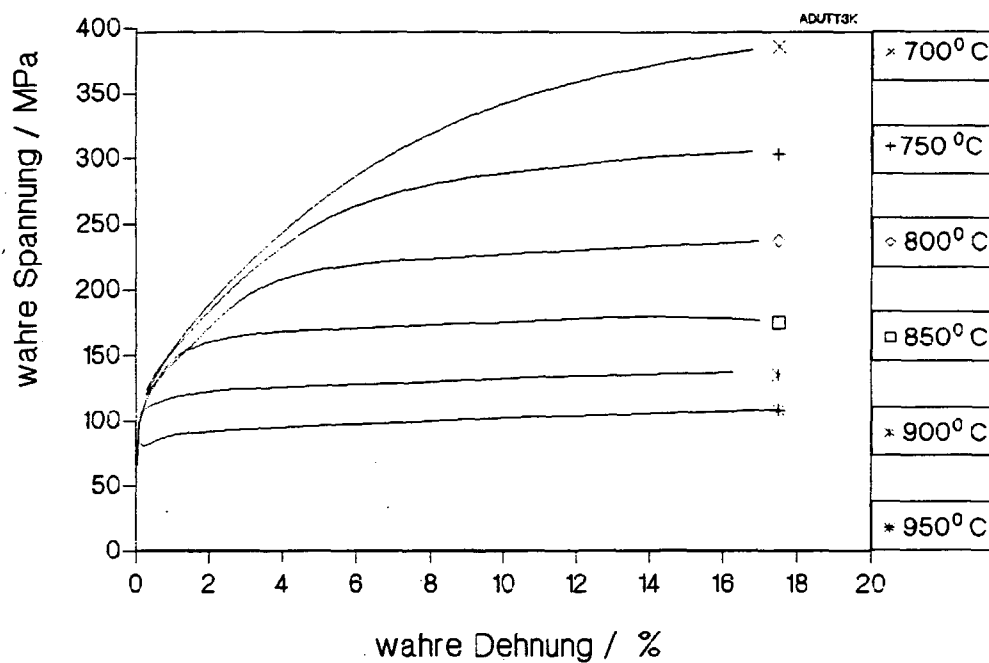


Abb. 22. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit einer wahren Dehnrage von 0,001 1/s an lösungsgeglühten Proben: Alloy 800 H, Charge: ADU

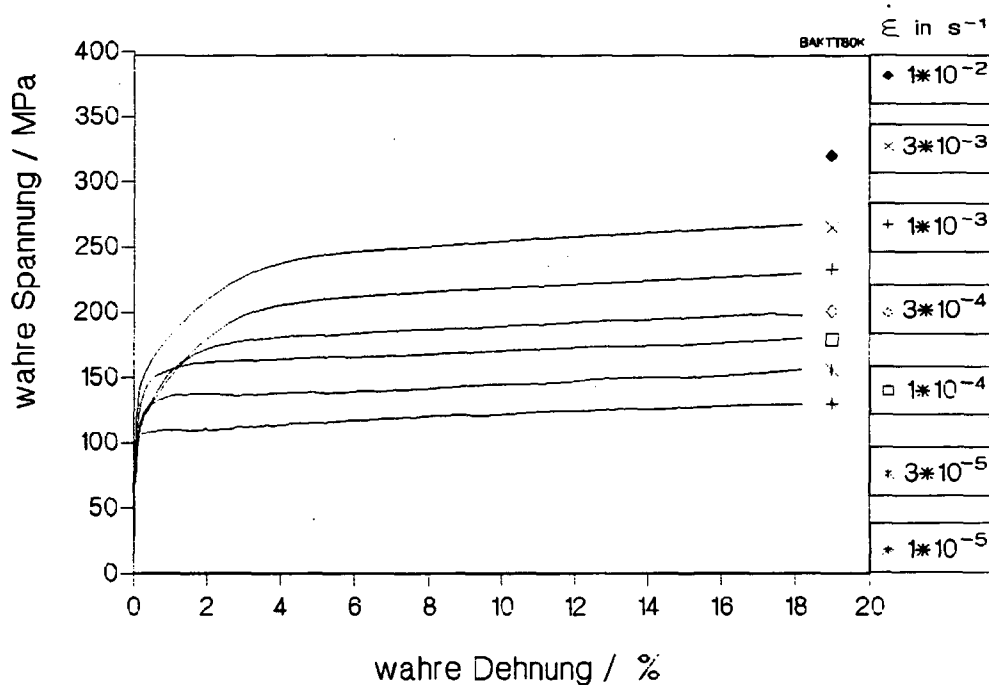


Abb. 23. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrage an lösungsgeglühten Proben bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK

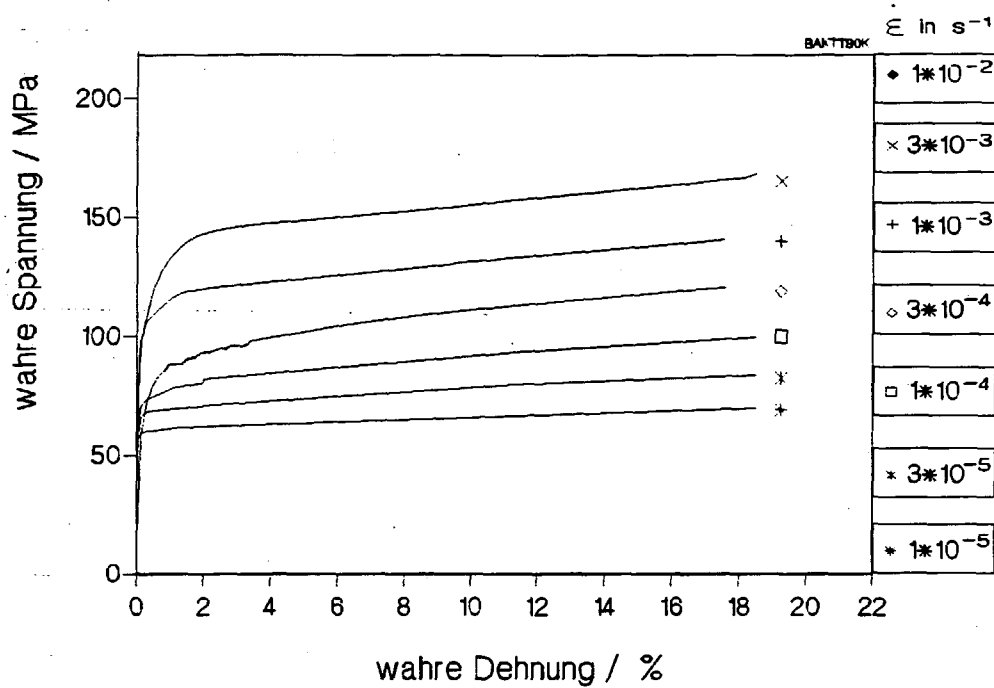


Abb. 24. Spannung-Dehnung-Schaubild der Zugversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK

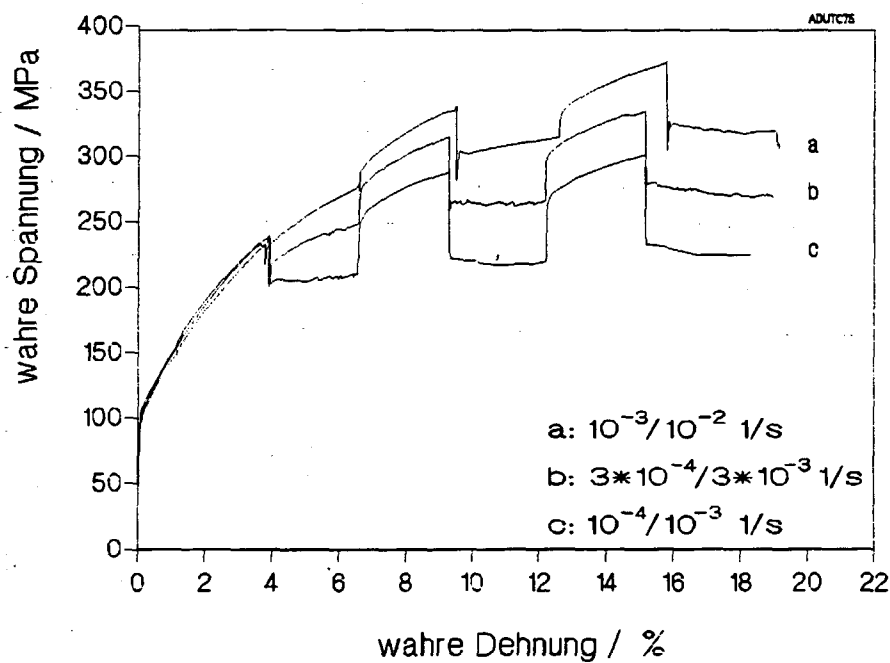


Abb. 25. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 750°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

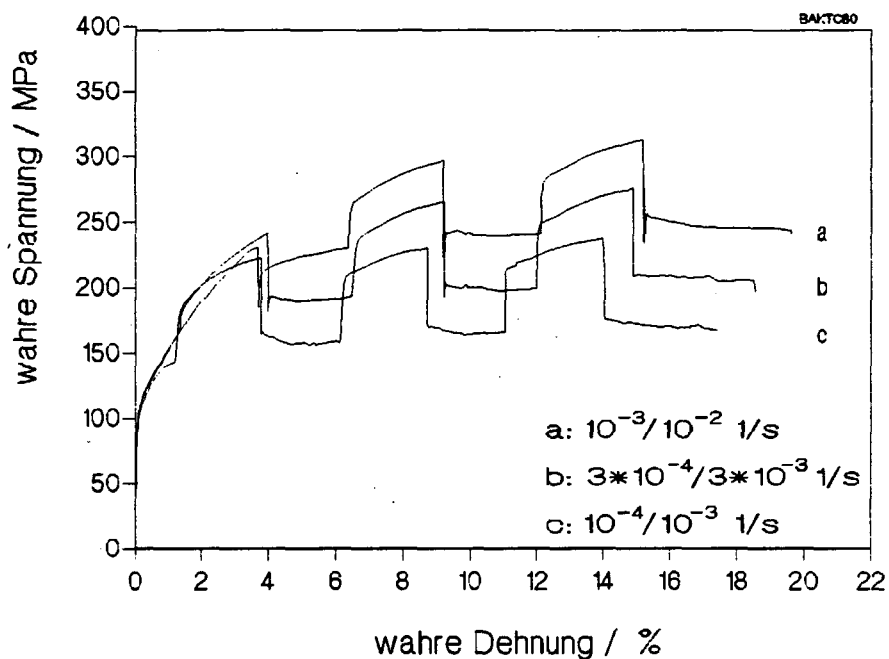


Abb. 26. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

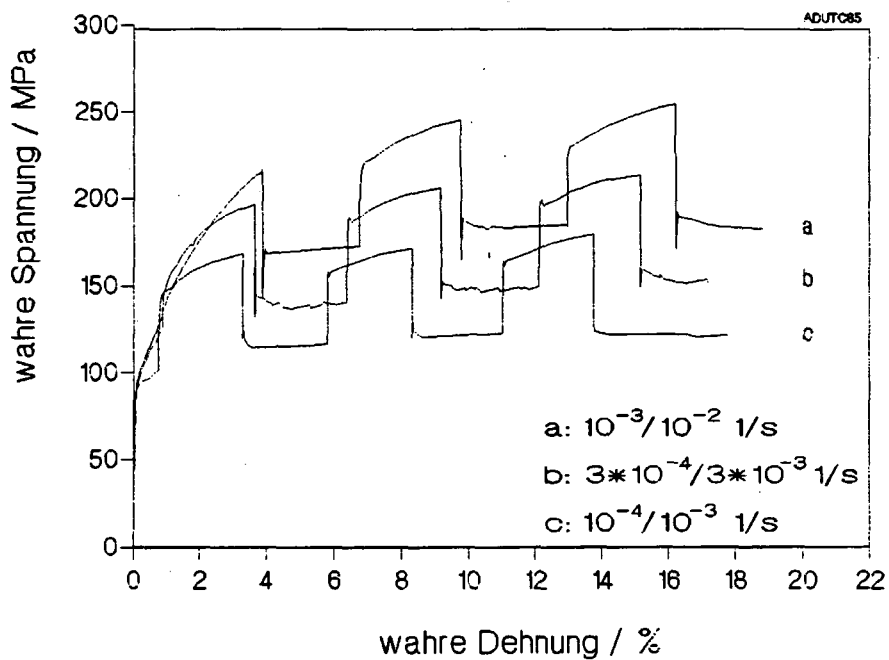


Abb. 27. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 850°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

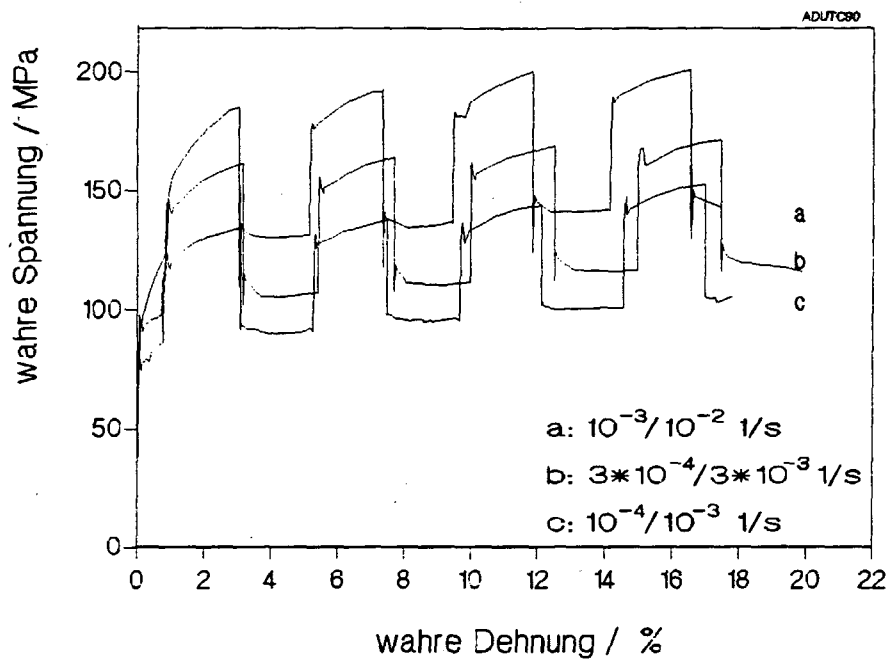


Abb. 28. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

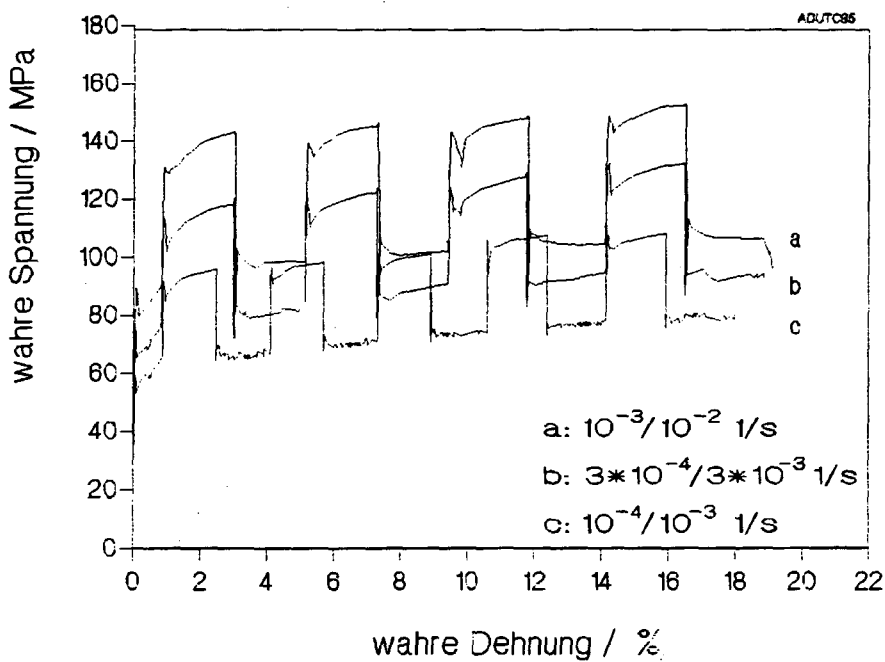


Abb. 29. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 950°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

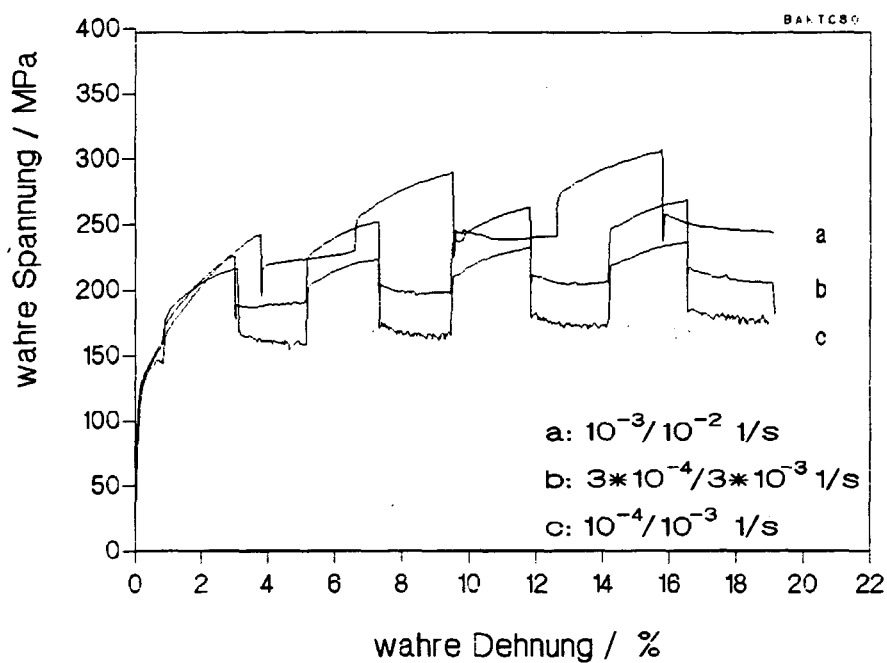


Abb. 30. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK.

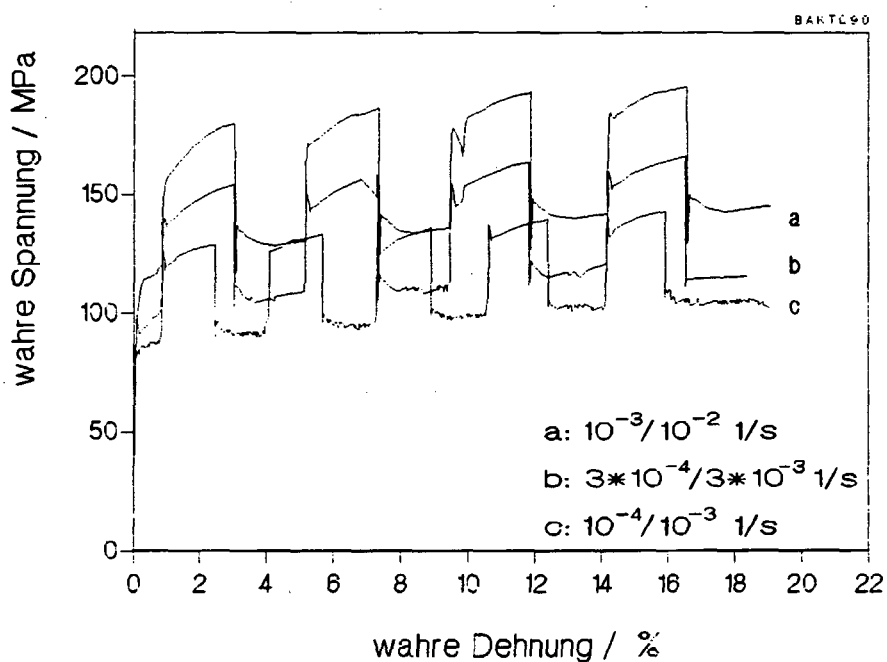
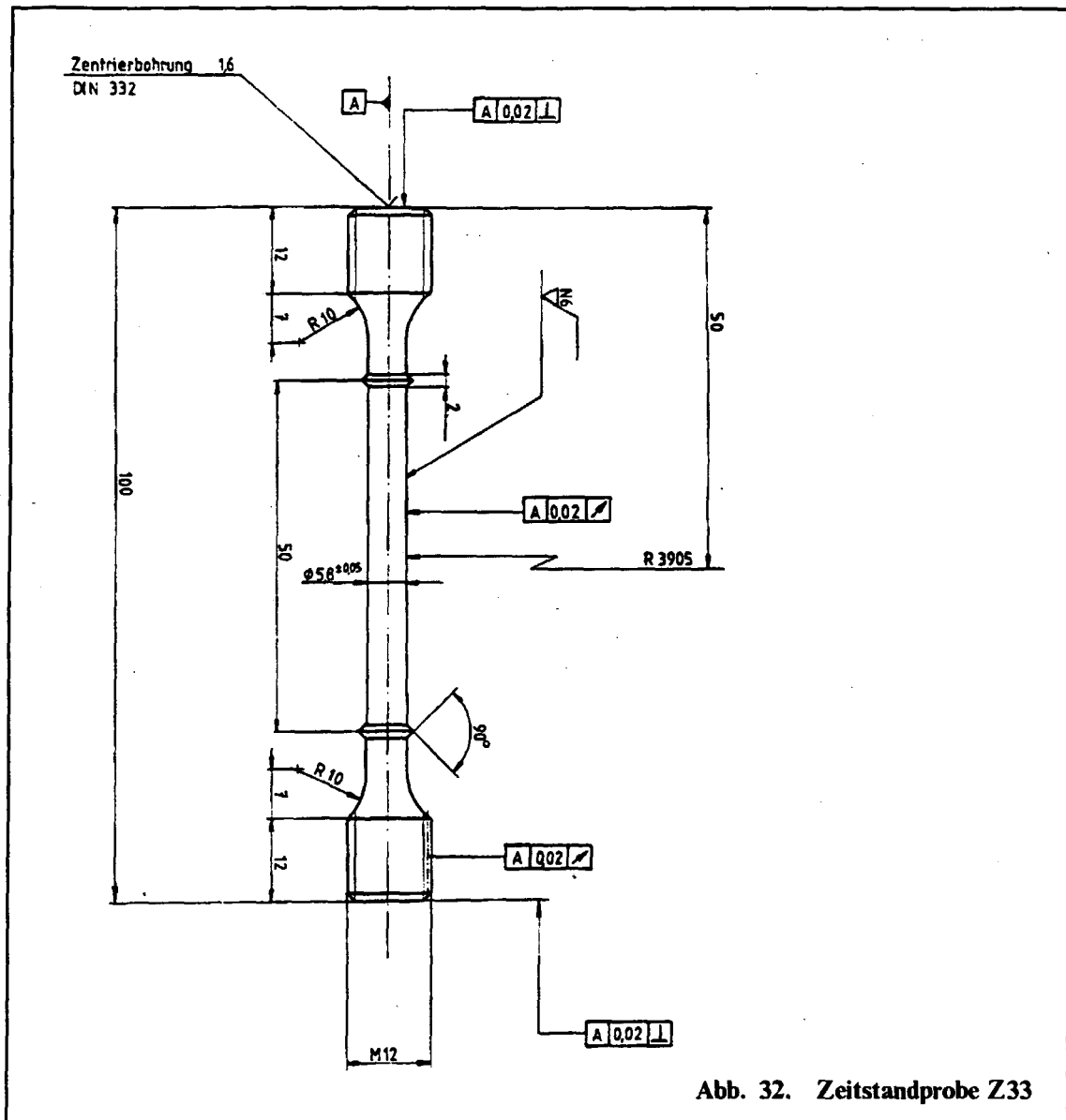


Abb. 31. Spannung-Dehnung-Schaubild der Dehnratenwechselversuche mit wahrer Dehnrate an lösungsgeglühten Proben bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK

5.3 Zeitstandversuche

5.3.1 Probenform

Die in Abb. 32 dargestellten Zeitstandproben besitzen eine Meßlänge von 50 mm und dreieckförmige Ringansätze zur Fixierung der Extensometerarme. Die gewählte Probengeometrie hat sich in vielen Versuchen bewährt.



5.3.2 Beschreibung des Versuchsstandes

Die in diesem Kapitel ausgewerteten Versuche wurden in den Zeitstandprüffeldern des Institutes für Reaktorwerkstoffe des Forschungszentrums Jülich GmbH. nach DIN

50118 durchgeführt. Alle Kriechversuche wurden in den in Abb. 33 dargestellten Einzelproben-Zeitstandmaschinen durchgeführt. Die Probe wird zwischen zwei Zugstangen im vakuumdichten Rezipienten eingespannt, welcher über einen Dreizonenrohrföfen beheizt wird, wobei jede der 3 Zonen einzeln geregelt werden kann. Die Temperaturmessung erfolgt durch 3 NiCr-Ni Thermoelemente, welche im Bereich der Probe angebracht sind.

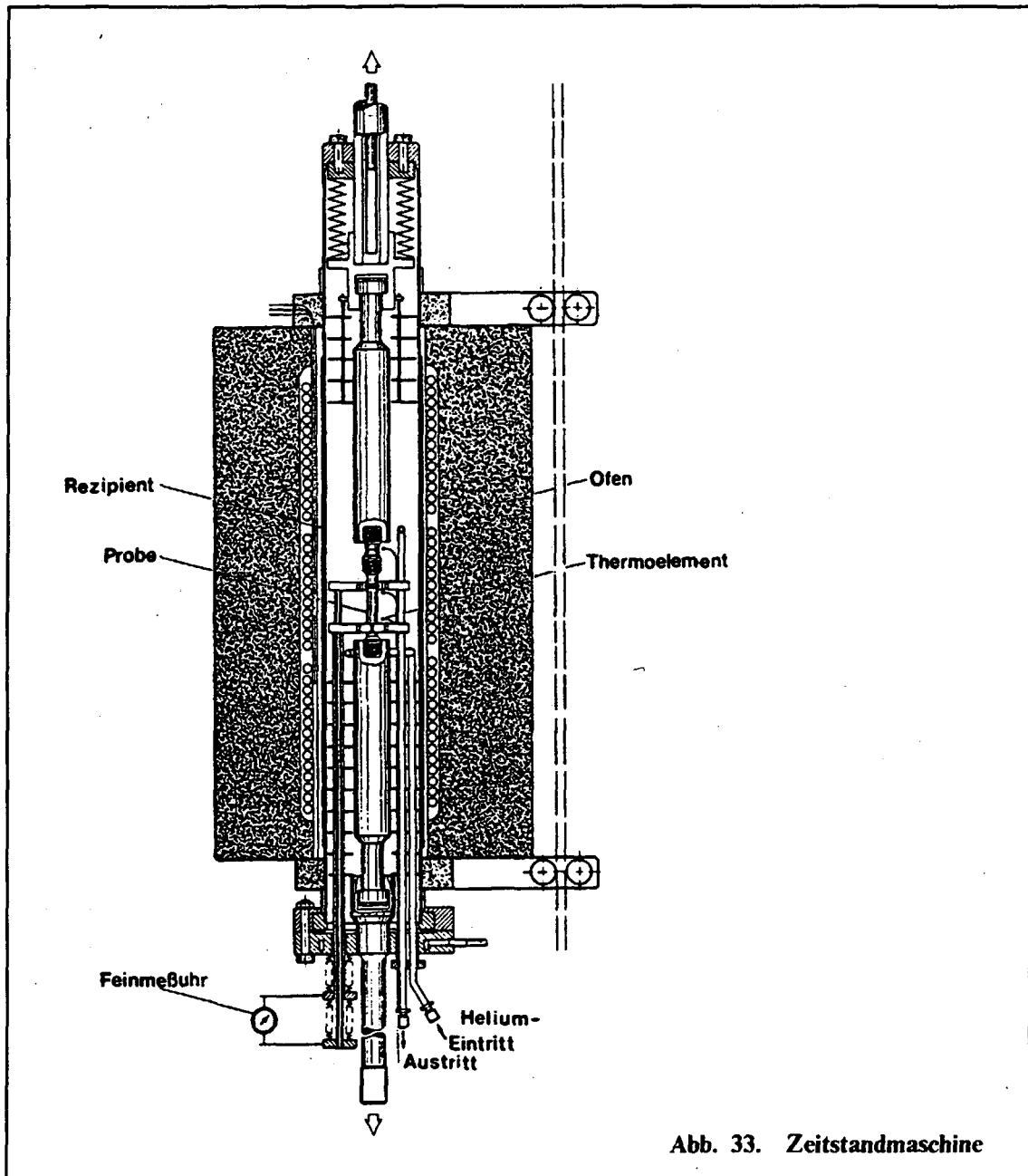


Abb. 33. Zeitstandmaschine

Die Meßwerterfassung der Thermospannungen erfolgte mit einem Datalogger. Die Temperaturabweichung konnte innerhalb $\pm 3^\circ\text{C}$, gehalten werden, und lag damit innerhalb der durch die DIN-Normen vorgegebenen zulässigen Abweichung von 6°C . Die

Probe wurde über ein Hebelsystem mit der konstanten Belastung beaufschlagt. Die Probenverlängerung wurde über Meßgestänge und Feinmeßuhren gemessen.

5.3.3 Zusammenstellung und Diskussion der Versuchsergebnisse

Es wurden Zeitstandversuche bei 800 und 900° C mit verschiedenen Spannungen und unterschiedlichen Auslagerungszeiten durchgeführt. Da sich herausstellte, daß der Sättigungswert der Dehnrate unabhängig von der jeweiligen Auslagerungsdauer ist, wurde in nachstehender Tabelle auf eine zusätzliche Differenzierung nach Auslagerungszeiten verzichtet.

Charge	Temperatur / °C	Sättigungsdehnrate / ($\frac{1}{s}$) für die Anfangsspannung / ($\frac{N}{mm^2}$)							
		10	22	25	30	34	38	45	60
ADU	800	—	—	—	—	—	—	$5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$
	900	$5 \cdot 10^{-9}$	—	$8 \cdot 10^{-8}$	—	$2,8 \cdot 10^{-7}$	—	—	—
BAK	800	—	—	—	—	—	—	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-7}$
	900	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	$8,1 \cdot 10^{-7}$	—

Tab. 8. Sättigungsdehnraten und minimale Dehnraten der Legierung Alloy 800 H, Charge: BAK in Abhängigkeit von der Temperatur

Analog zu den Ergebnissen aus Zugversuchen kann auch bei den Zeitstandversuchen ein chargenabhängiges Verhalten nicht nachgewiesen werden. Wie aus Abb. 46 ersichtlich, ergibt sich jedoch im Unterschied zu den Zugversuchen hier eine sehr starke Abhängigkeit des transienten Bereichs vom Auslagerungszustand der Proben. Bei einem Zeitstandversuch an einer lösungsgeglühten Probe bei sehr kleinen Spannungen durchläuft die Dehnrate zunächst ein Minimum, um danach bis auf ihren Sättigungswert anzusteigen [79,80]. Mit steigender Spannung, länger werdender Auslagerungszeit und/oder sinkender Temperatur wird das Verhältnis zwischen minimaler und Sättigungsdehnrate immer kleiner und verschwindet schließlich vollständig. Aus Abb. 39 bis Abb. 41 läßt sich auch erkennen, daß die Höhe der Sättigungsdehnrate vom durchlaufenen primären Bereich, und damit von Auslagerungszustand, unabhängig ist. Festzustellen bleibt noch, daß sich das Minimum zeitlich immer an der gleichen Stelle befindet und damit relativ unabhängig von Spannung und Temperatur ist. Dieser Zeitpunkt befindet sich bei einer

Temperatur von 900° C bei ca. 8h und korreliert mit dem Ende des Ausscheidungsverhaltens der Carbide.

Der Einfluß der Wechselwirkung Carbide-Versetzungen auf das Materialverhalten ist bereits theoretisch in Kap. 2 erarbeitet worden. Entscheidend für das Materialverhalten in jedem Punkt ist die Relation zwischen mittlerem Carbid- und Versetzungsabstand bzw. Subkorndurchmesser. Die dominierende und damit treibende Kraft zur Verfestigung, d.h. zur Vermehrung der Versetzungen bildet der jeweils kürzeste Hindernisabstand für die Versetzungen im Gefüge /91,92/. Da der sich an die Carbidausscheidung anschließende Reifungsprozeß temperaturabhängig ist, ist der Verlauf des primären Bereichs von Temperatur, Spannung und Auslagerungszeit abhängig.

Ein Minimum in der Dehnrate ist daher nur bei geringen Spannungen, kurzen Auslagerungszeiten und hohen Temperaturen zu beobachten, da bei hohen Spannungen die Abstände zwischen den Versetzungen wesentlich geringer sind als zwischen den Carbiden und bei hohen Auslagerungszeiten zu Versuchsbeginn die Carbidausscheidung schon durchlaufen worden ist. Daher tritt ein minimaler Carbidabstand während des Versuchsverlaufs nicht mehr auf. Bei niedrigen Temperaturen läuft der Reifungsprozeß der Carbide so langsam ab, daß eine Änderung des Carbidabstandes über den Versuchsverlauf vernachlässigbar ist, wodurch ein minimaler Abstand ebenfalls nicht durchlaufen wird /94-96,101/. In Abb. 34 bis Abb. 50 sind die im Rahmen des Versuchsprogrammes durchgeführten Zeitstandversuche an den Chargen ADU und BAK dargestellt.

5.3.4 Darstellung der Versuchsergebnisse

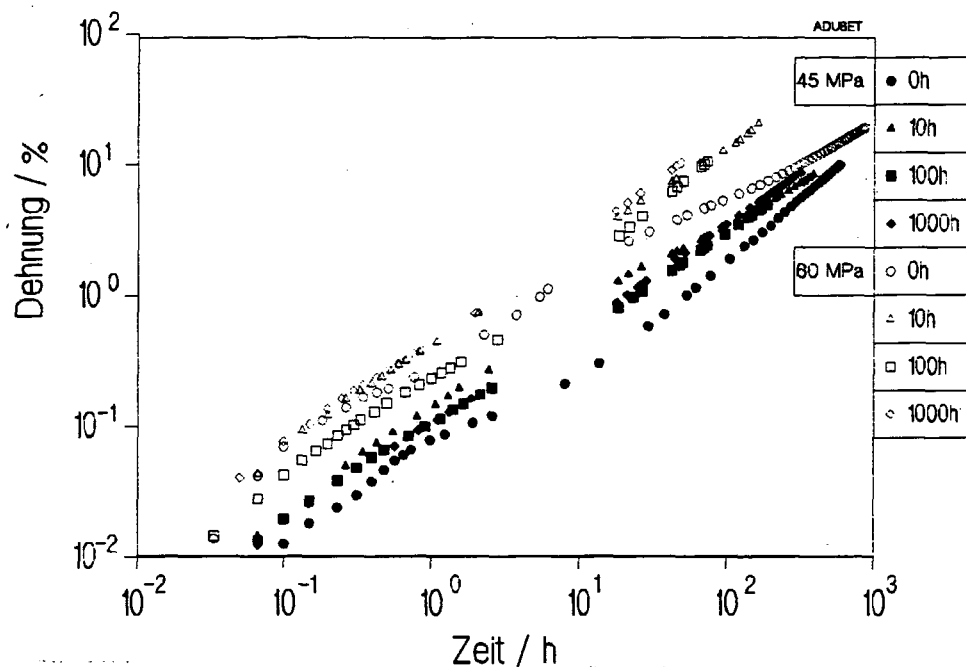


Abb. 34. Zeitdehnwerte unterschiedlich lange ausgelagerter Proben in Zeitstandversuchen bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

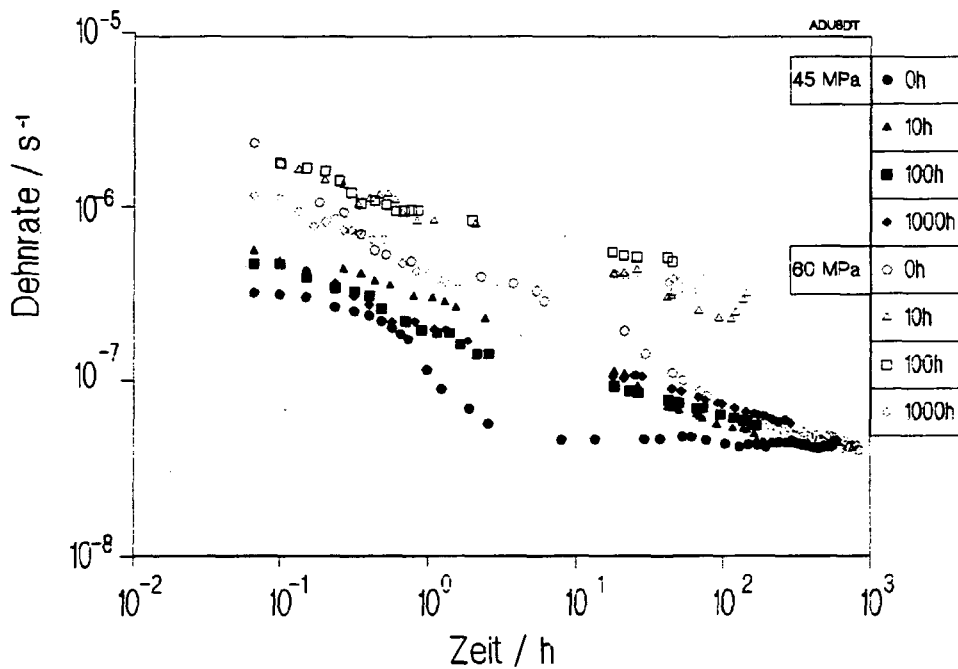


Abb. 35. Dehnrates-Zeit-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

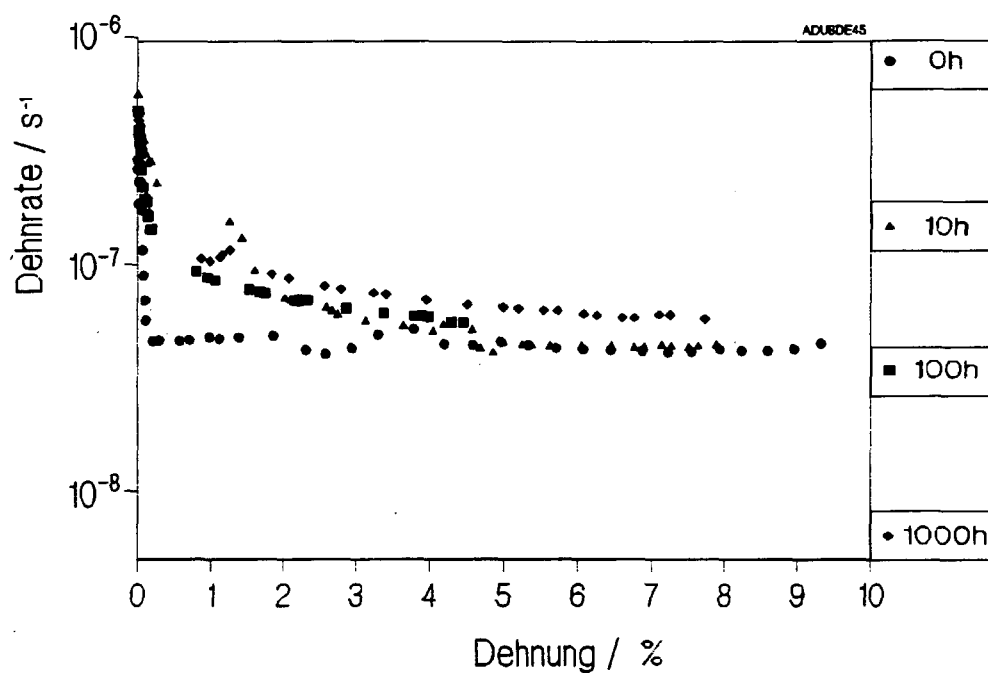


Abb. 36. Dehnraten-Dehnungs-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 45 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

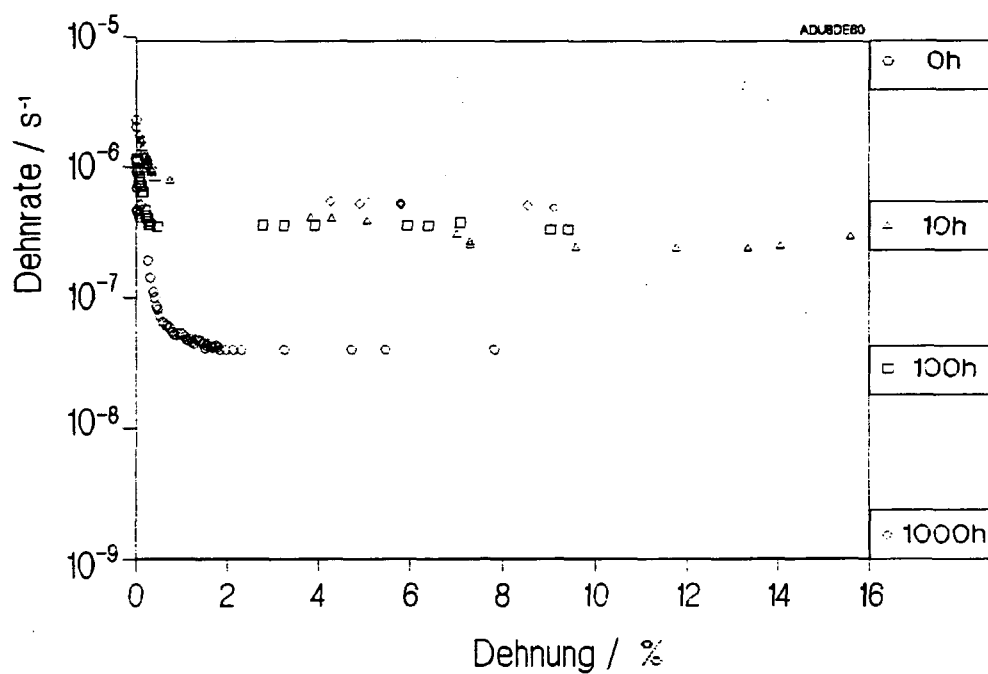


Abb. 37. Dehnraten-Dehnungs-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 60 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

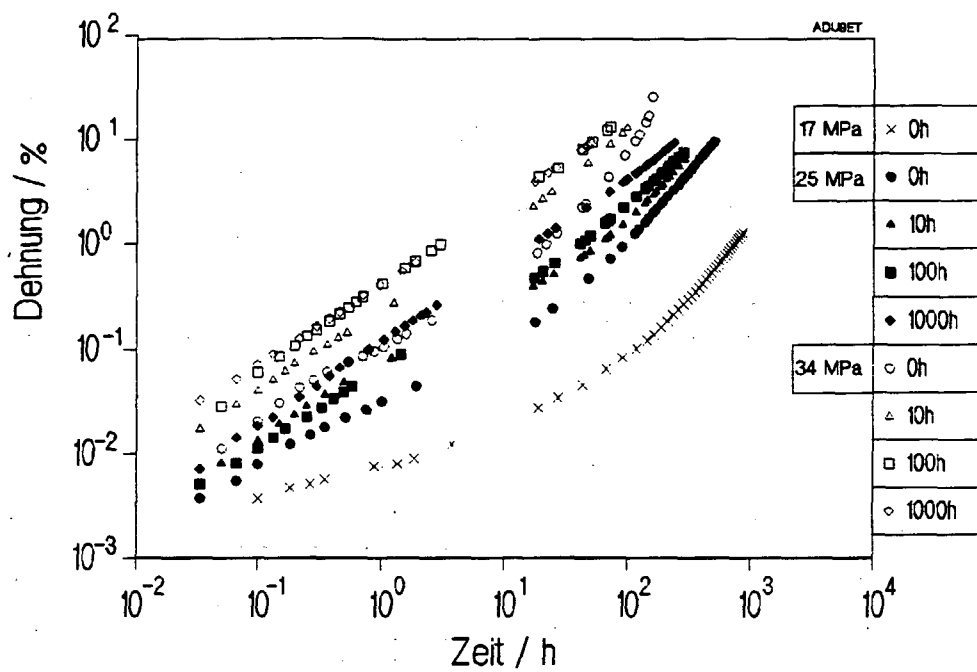


Abb. 38. Dehnung-Zeit-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

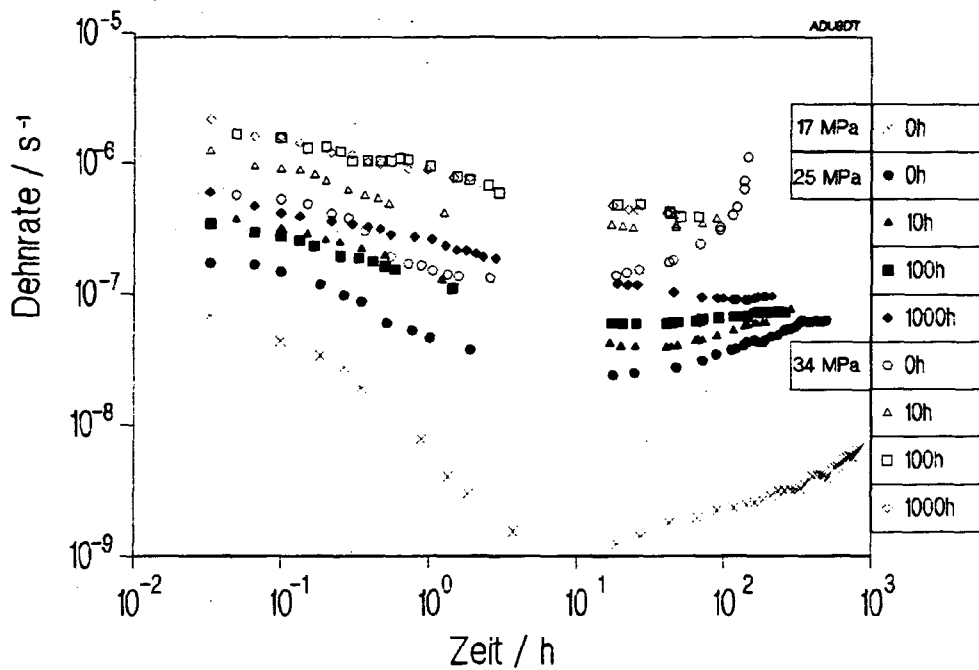


Abb. 39. Zeitdehnwerte unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 17/25/34 MPa und 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

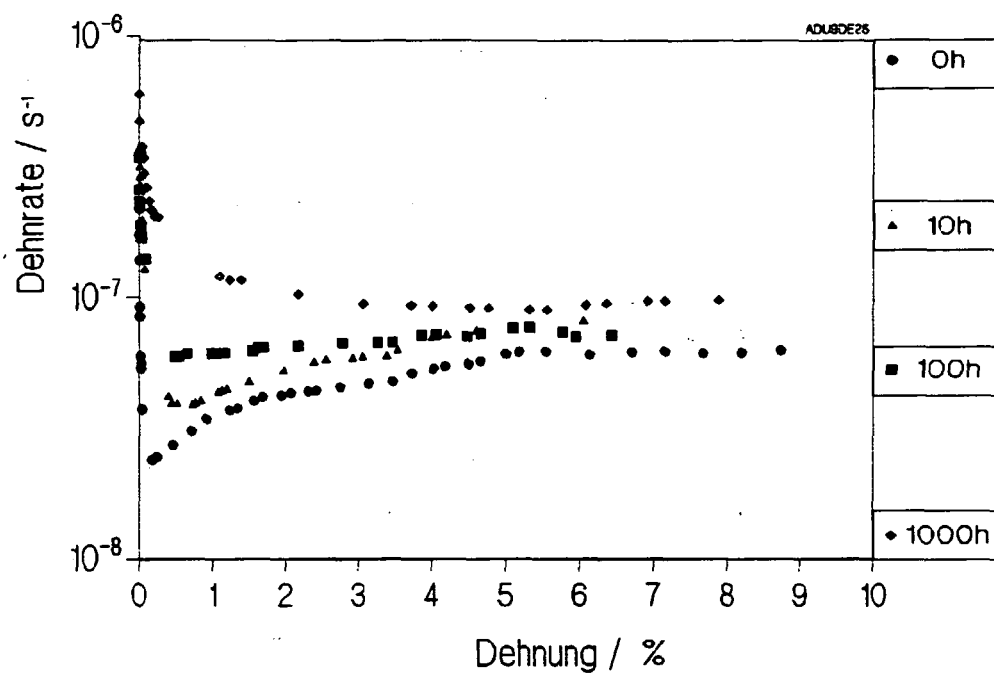


Abb. 40. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 25 MPa und 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

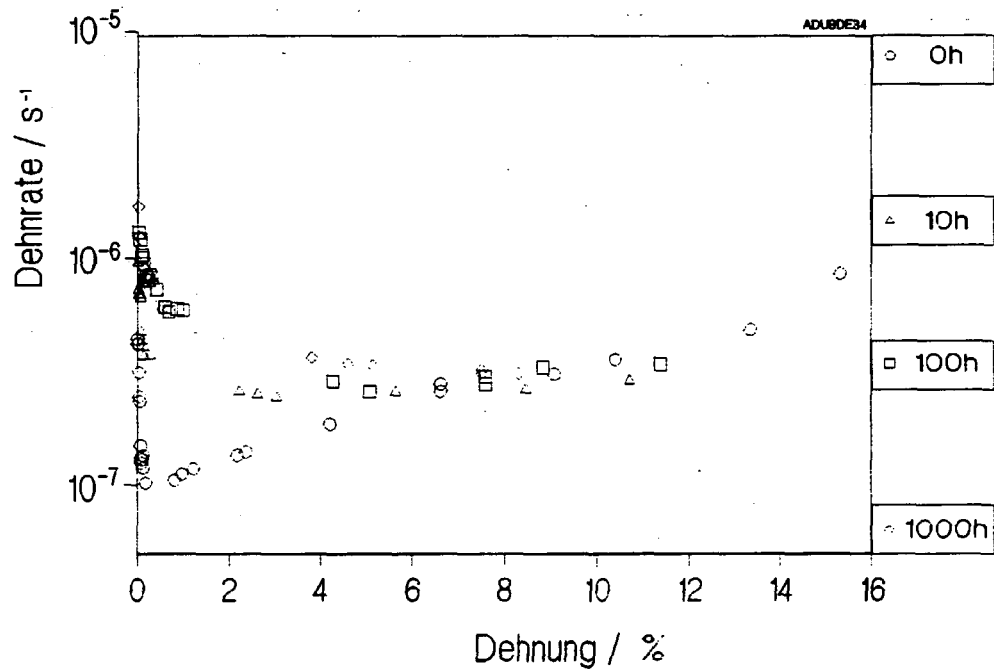


Abb. 41. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 34 MPa und 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

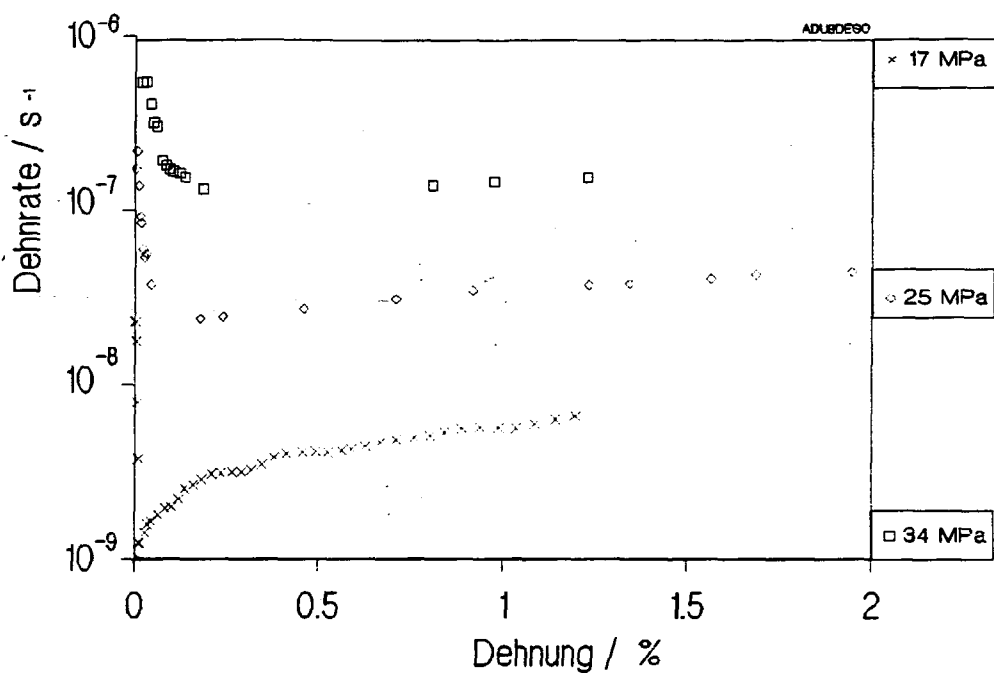


Abb. 42. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei verschiedenen Spannungen und 900°C: Alloy 800 H, Charge: ADU

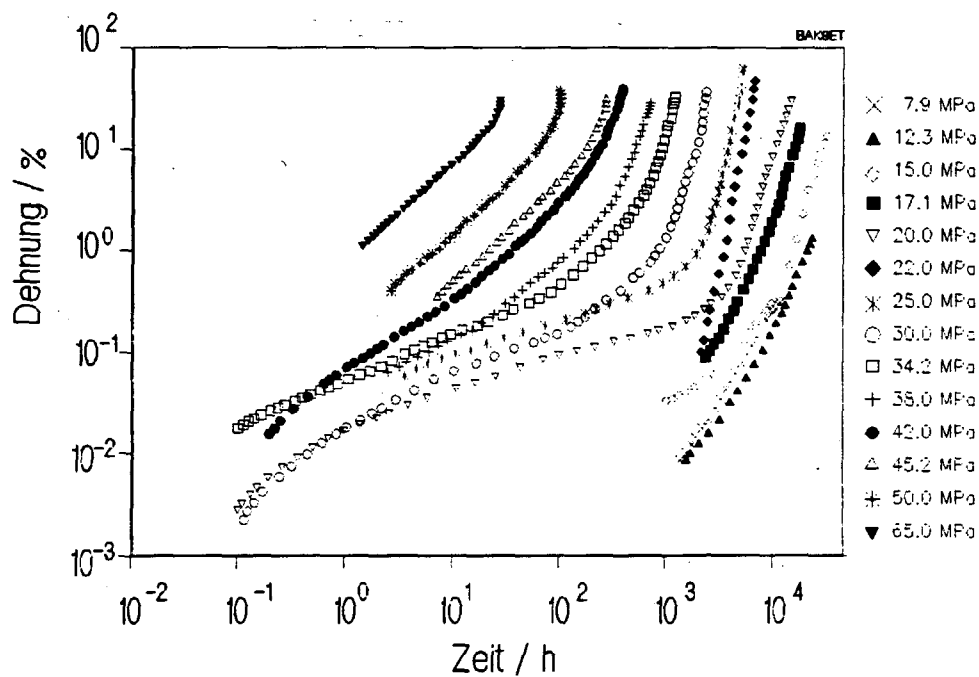


Abb. 43. Zeitdehnwerte lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK /6/

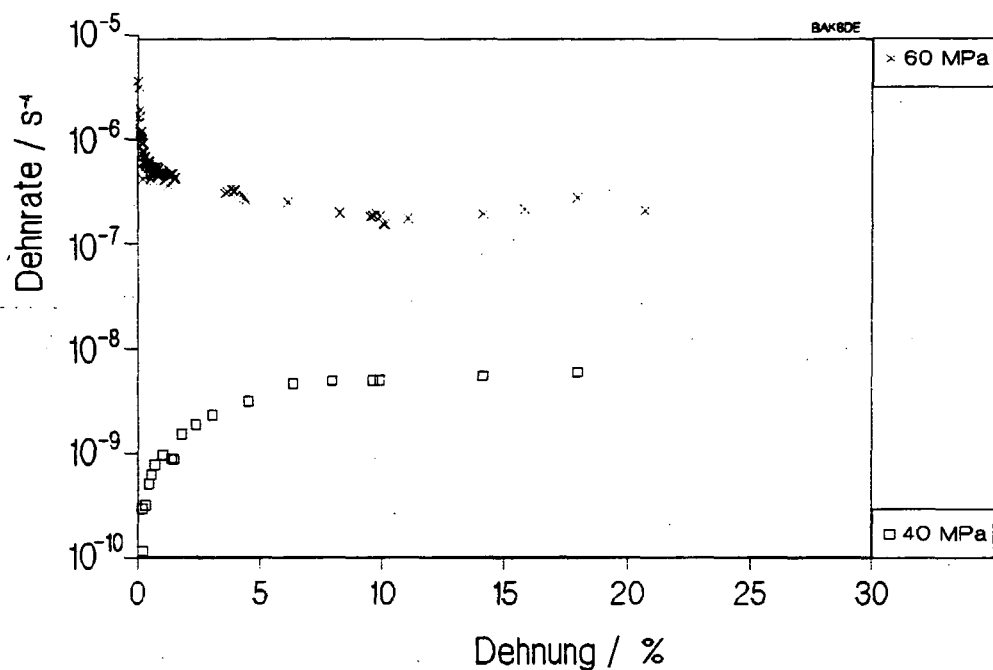


Abb. 44. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK /6/

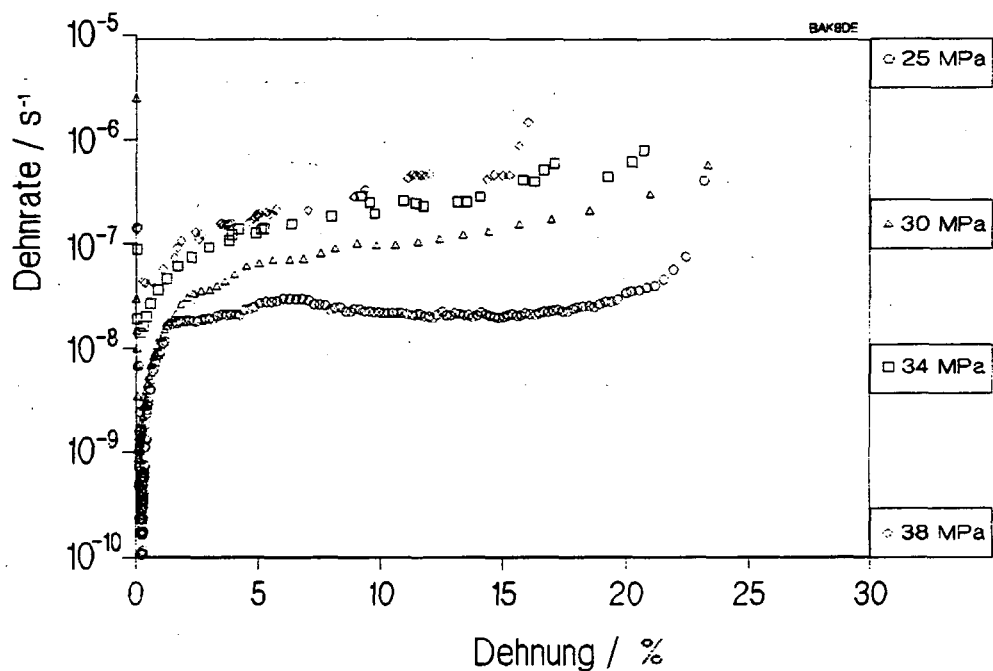


Abb. 45. Dehnraten-Dehnung-Diagramm lösungsgeglühter Proben aus Zeitstandversuchen bei 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK /6/

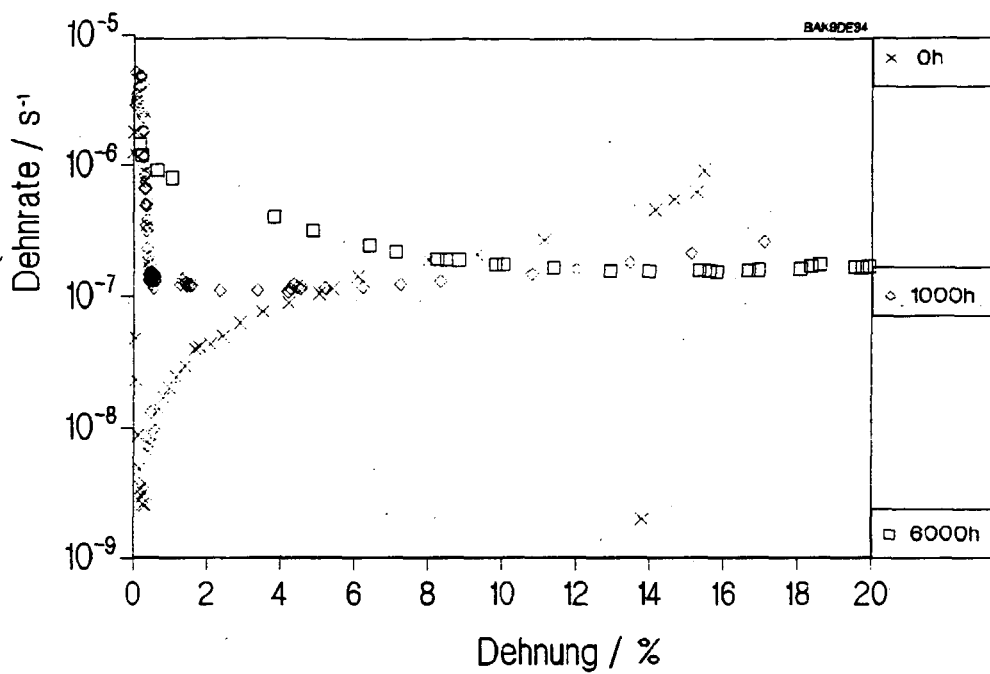


Abb. 46. Dehnraten-Dehnung-Diagramm unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Zeitstandversuchen bei 34 MPa und 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK /6/

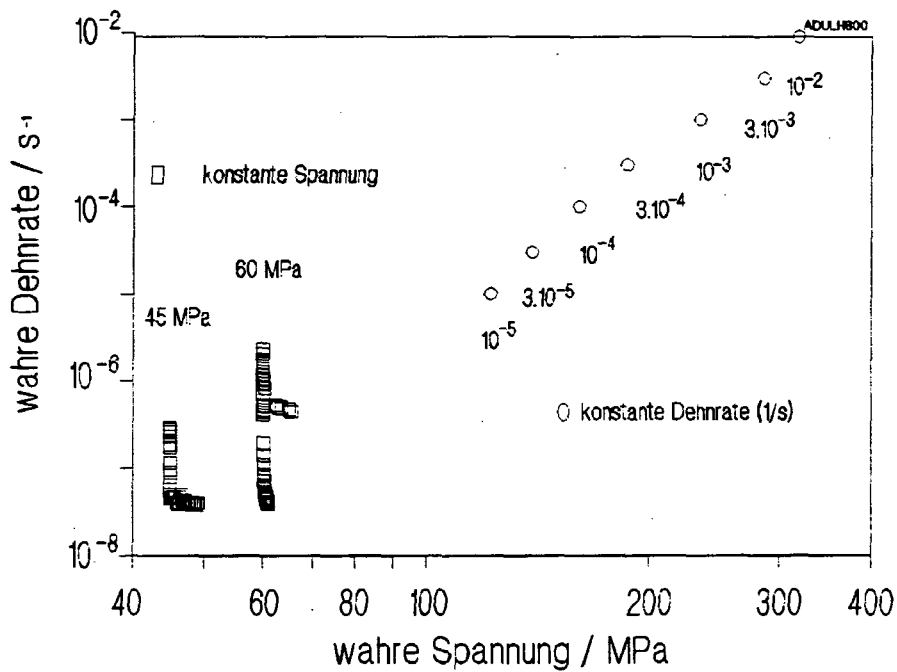


Abb. 47. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 800°C: lösungsgeglühte Proben, Alloy 800 H, Charge: ADU

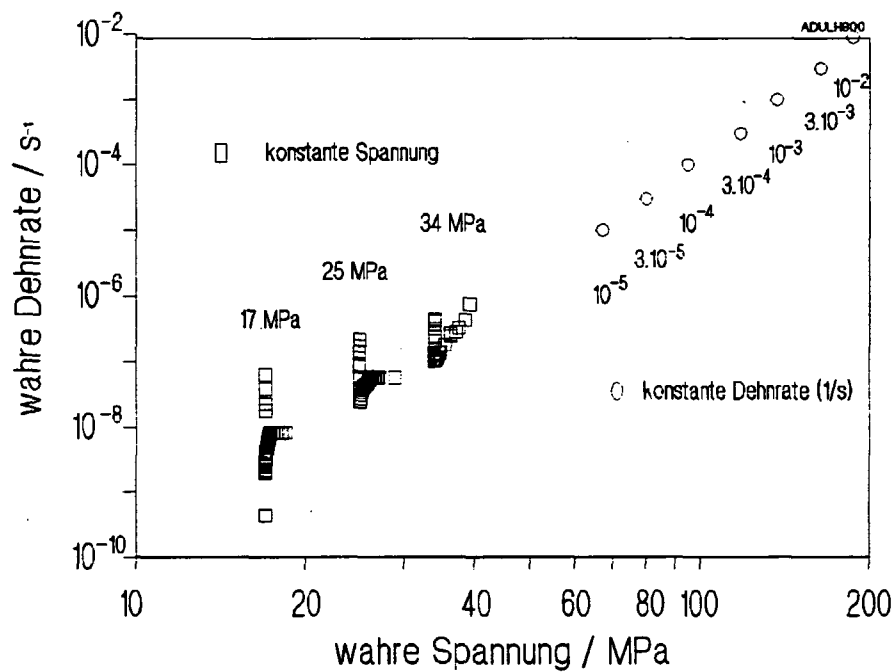


Abb. 48. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 900°C: lösungsgeglühte Proben, Alloy 800 H, Charge: ADU

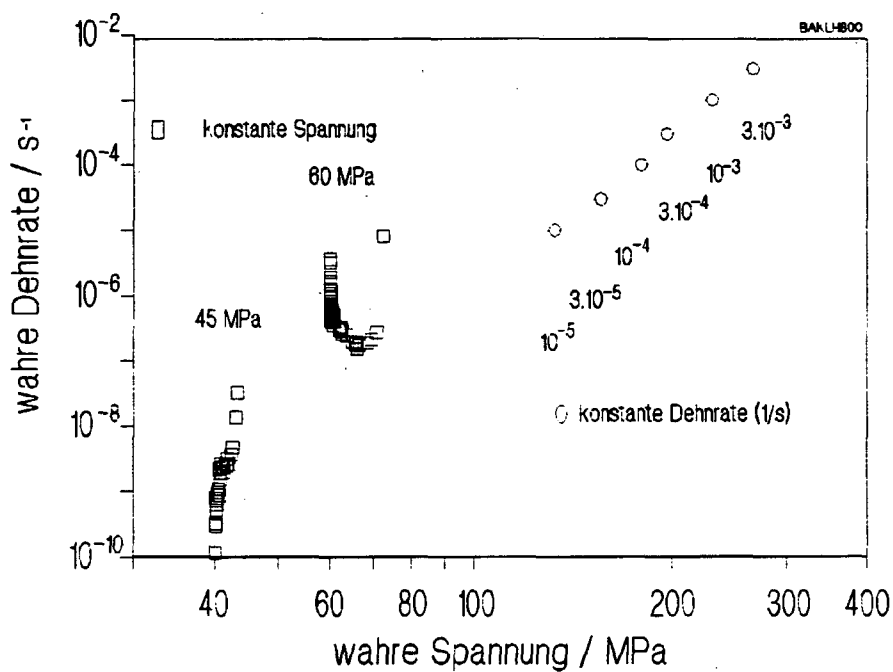


Abb. 49. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 800°C: lösungsgeglühte Proben, Alloy 800 H, Charge: BAK

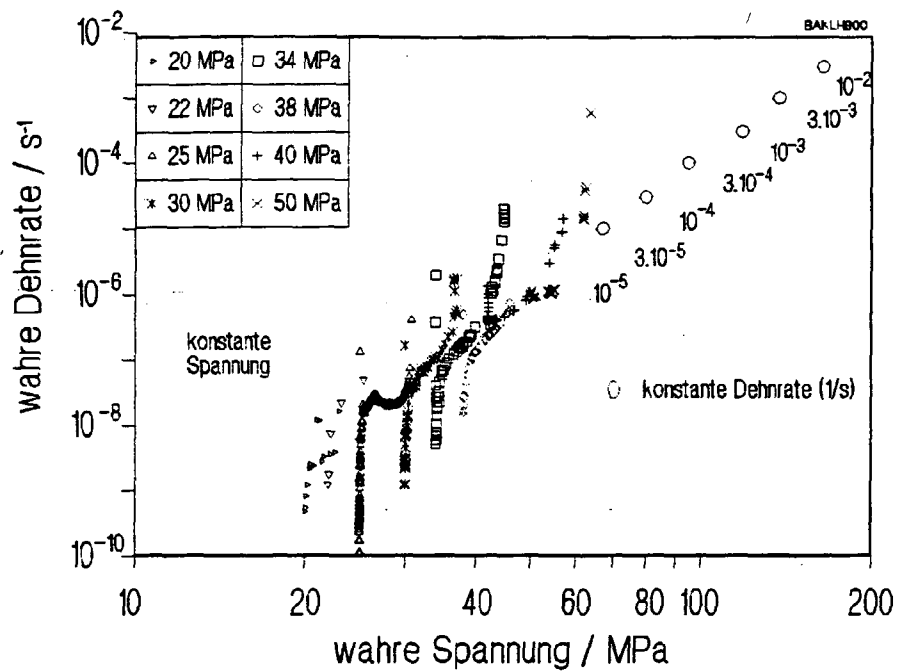
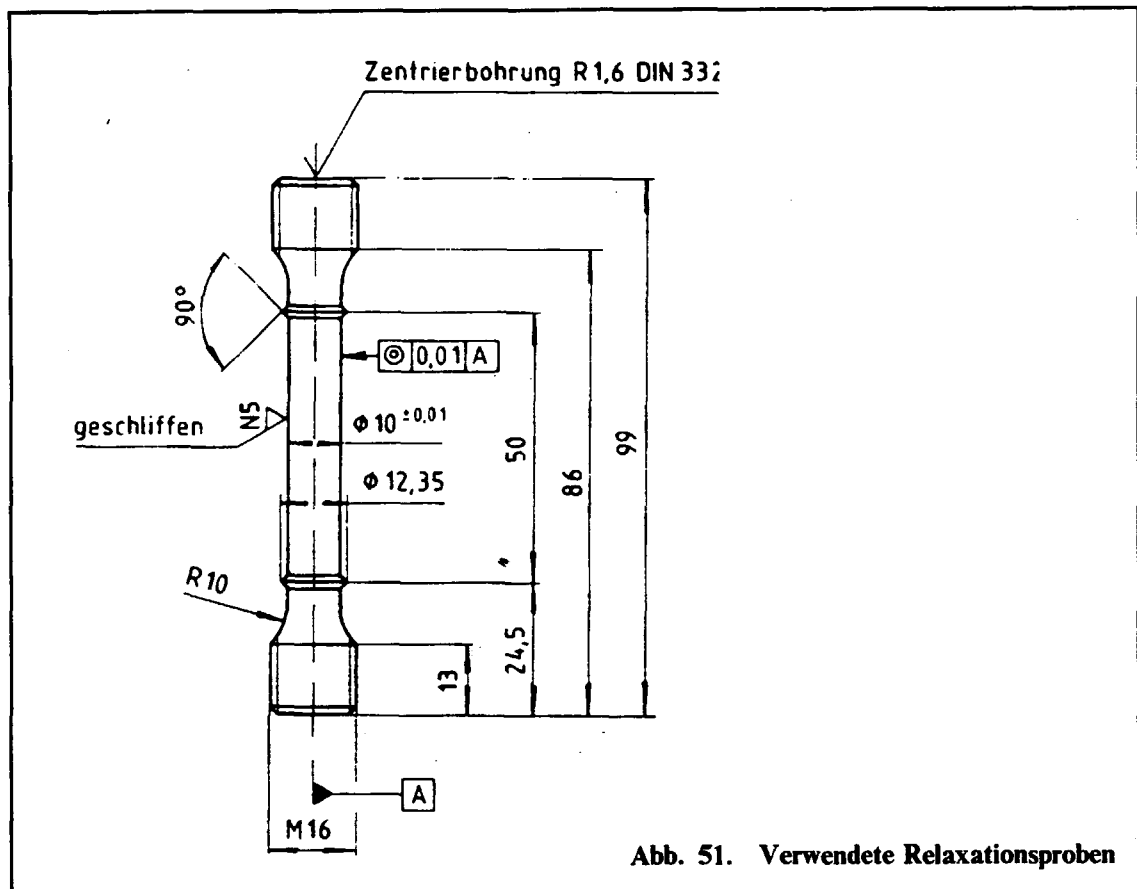


Abb. 50. Dehnraten-Spannung-Schaubild für die Ergebnisse aus Zeitstand-, und Zugversuchen bei 900°C: lösungsgeglühte Proben, Alloy 800 H, Charge: BAK

5.4 Relaxationsversuche

5.4.1 Probenform

Die verwendeten Proben besaßen folgende Form:



Der Aufbau der verwendeten Relaxationsmaschine ist aus Abb. 52 ersichtlich. Die Last wird dabei über einen Waagebalken auf die Probe übertragen und die sich einstellende Prüfkraft mit der Kraftmeßdose registriert. Das Meßgestänge, welches an den Meßbacken der Probe befestigt wird, ist mit den Wegaufnehmern verbunden. Mit Hilfe eines verstellbaren Auflagers in der Nähe der Lasteinleitung wurde eine Möglichkeit geschaffen, die Gesamtdehnung der Probe konstant zu halten. Die Prüfkraft läßt sich durch Verstellung des Auflagers jeweils so weit reduzieren, daß eine konstante Gesamtdehnung eingehalten werden kann. Die Einstellung des Lagers erfolgt dabei automatisch. Durch eine entsprechende Abschirmung der Maschine konnte die von Temperaturschwankungen abhängige Längenkonstanz innerhalb der von der ASTM-Norm vorgeschriebenen Genauigkeit gehalten werden.

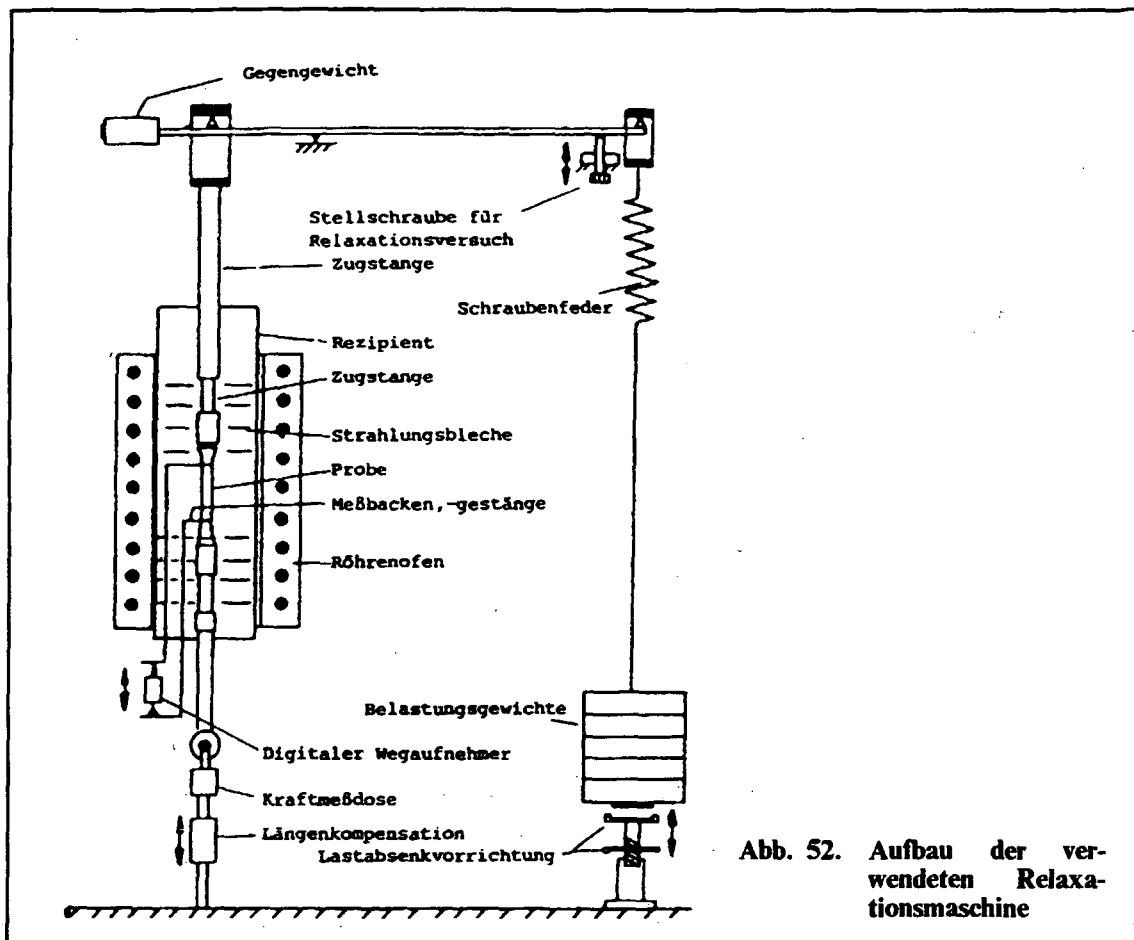


Abb. 52. Aufbau der verwendeten Relaxationsmaschine

Der Relaxationsversuch schließt sich unmittelbar an einen Zeitstandversuch an. Der eigentliche Relaxationsverlauf setzt sich iterativ aus elastischer Rückdehnung und Kriechen unter verringerter Spannung zusammen.

Die Relaxationsversuche wurden an unterschiedlich lange ausgelagertem Material bei 800 und 900° C bei verschiedenen Ausgangsspannungen durchgeführt. Ein Einfluß der Auslagerungszeit auf das Relaxationsverhalten konnte nicht nachgewiesen werden. Eine höhere Anfangsdehnrate im vorgeschalteten Kriechversuch, also bei gleicher Ausgangsspannung, führt auch zu höheren Spannungsraten beim jeweiligen Relaxationsversuch. Zu gleichen Zeiten ergibt sich damit bei einer höheren Ausgangsdehnrate eine geringere Spannung. Bei Auftragung der Versuchsergebnisse in der Form $\ln \sigma = f(\ln \dot{\sigma})$ wird eine fast lineare Abnahme der Spannung in Abhängigkeit von der Spannungsrate erkennbar.

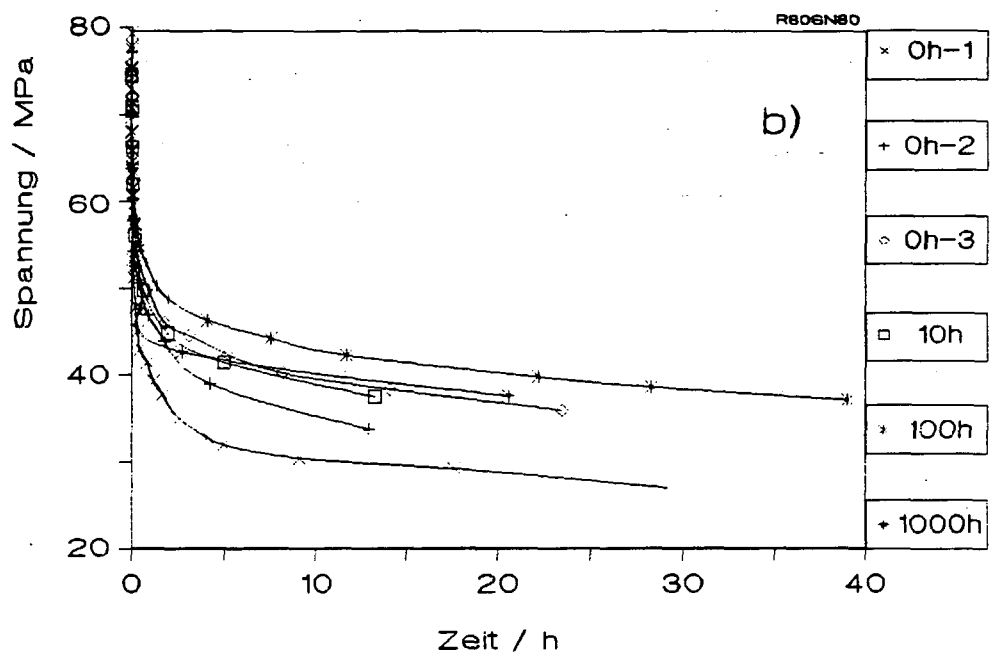
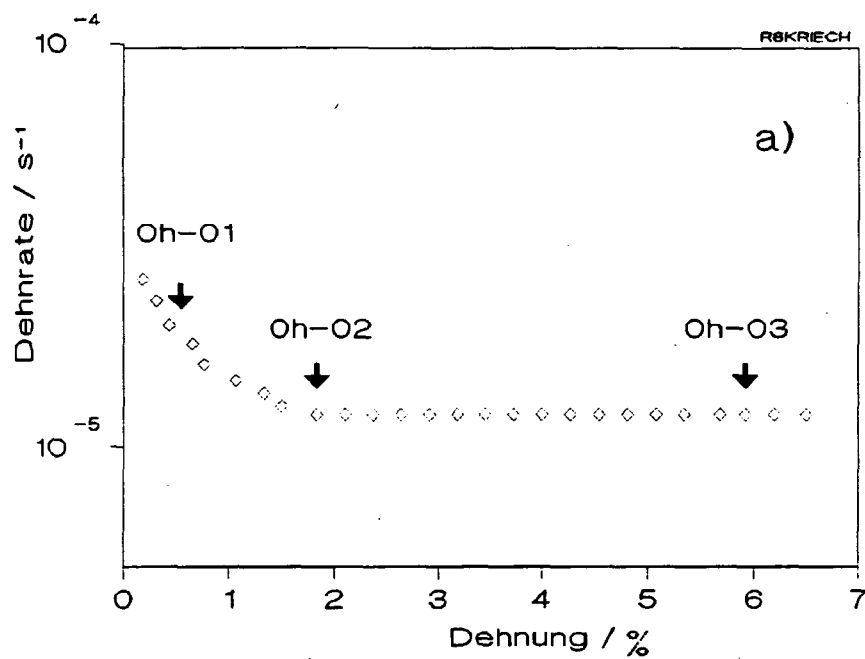


Abb. 53. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 80 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK a) Angabe der vor den Relaxationsversuchen vorhandenen Zeitstandwerte $\dot{\epsilon}$ und ϵ b) lineare Darstellung der Relaxation

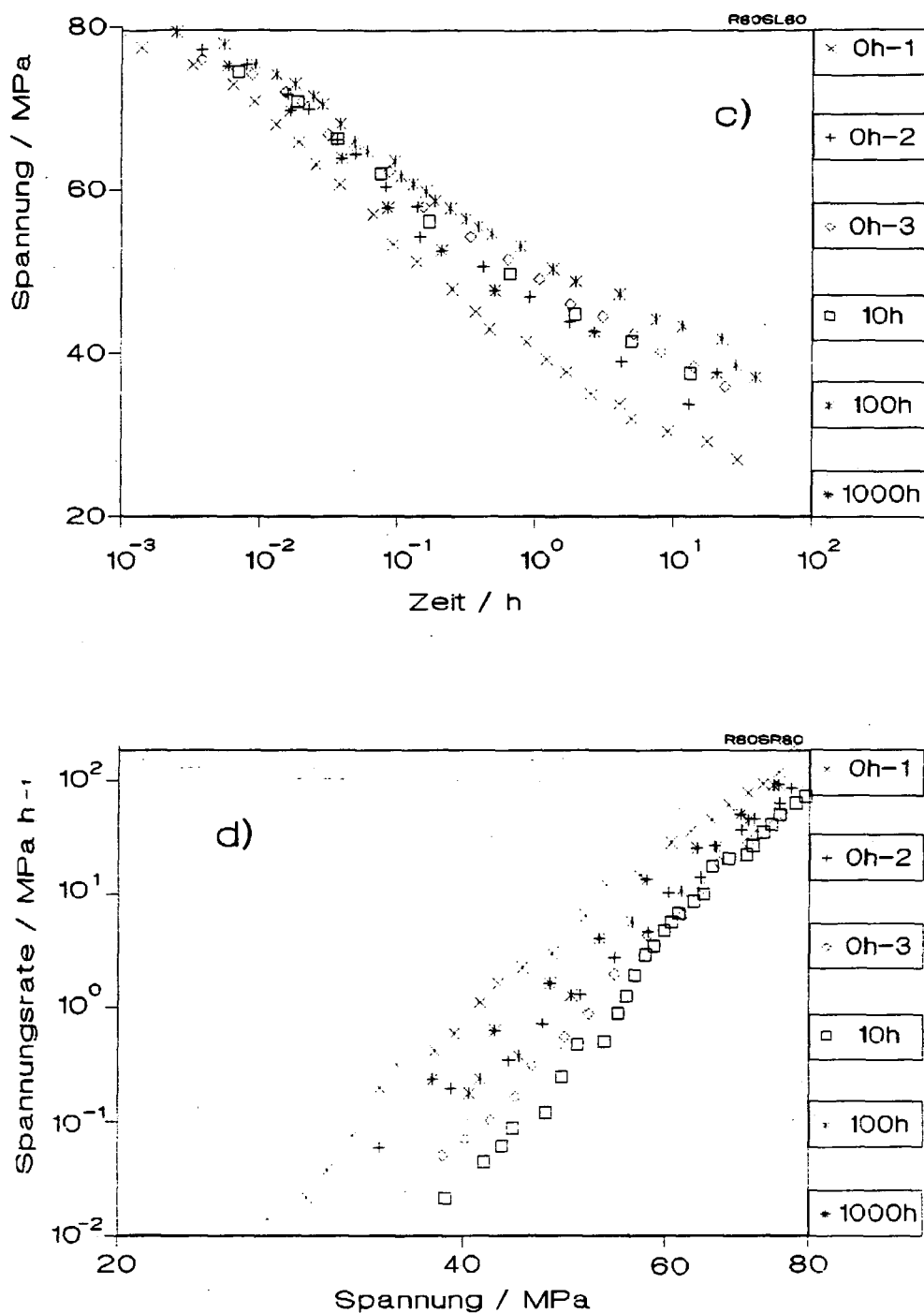


Abb. 54. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 80 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK c) Spannung (linear) über Zeit (logarithmisch) d) negative Spannungsrate (logarithmisch) über Spannung (logarithmisch)

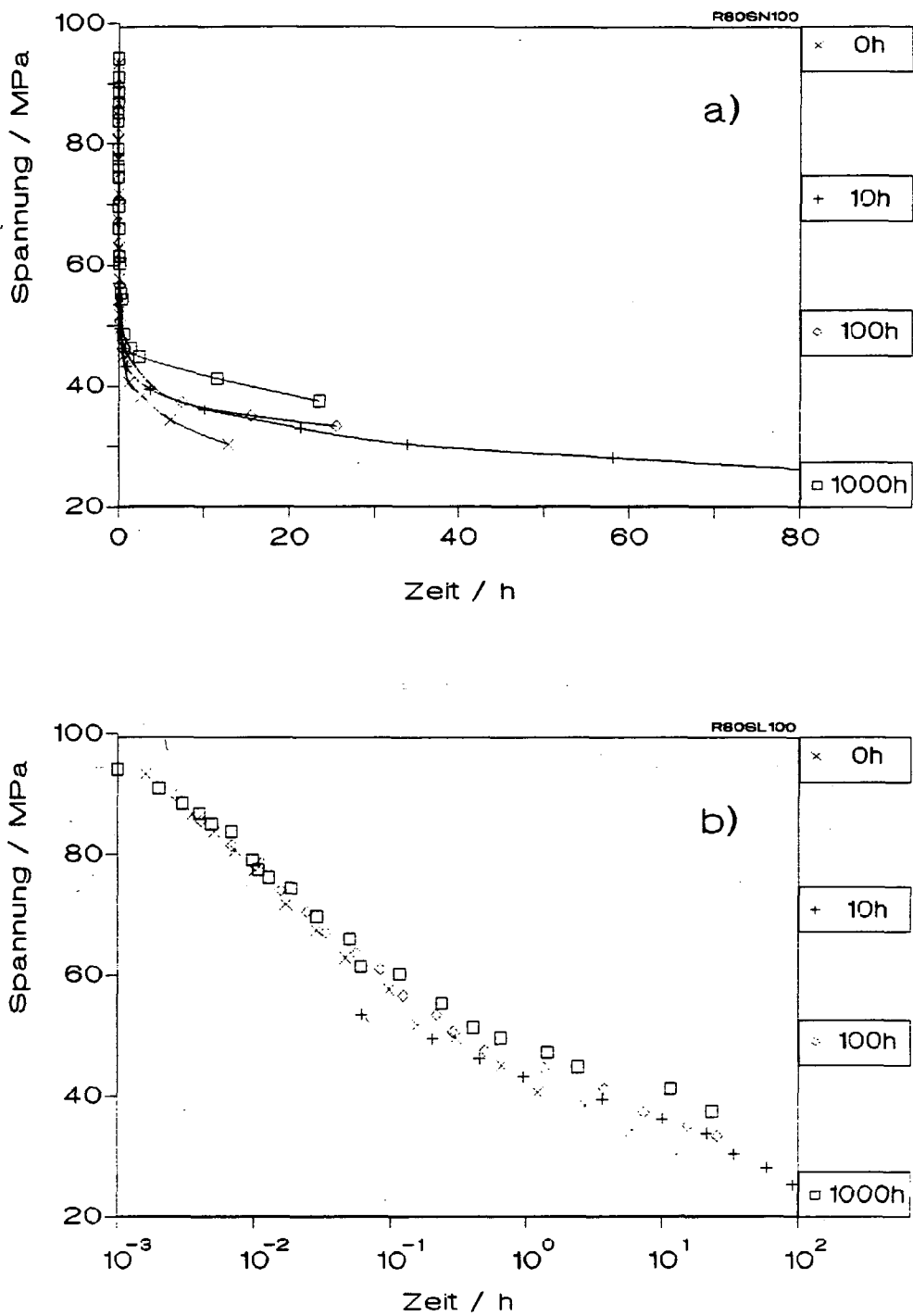


Abb. 55. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 100 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK a) lineare Darstellung der Relaxation b) Spannung (lineare) über Zeit (logarithmisch)

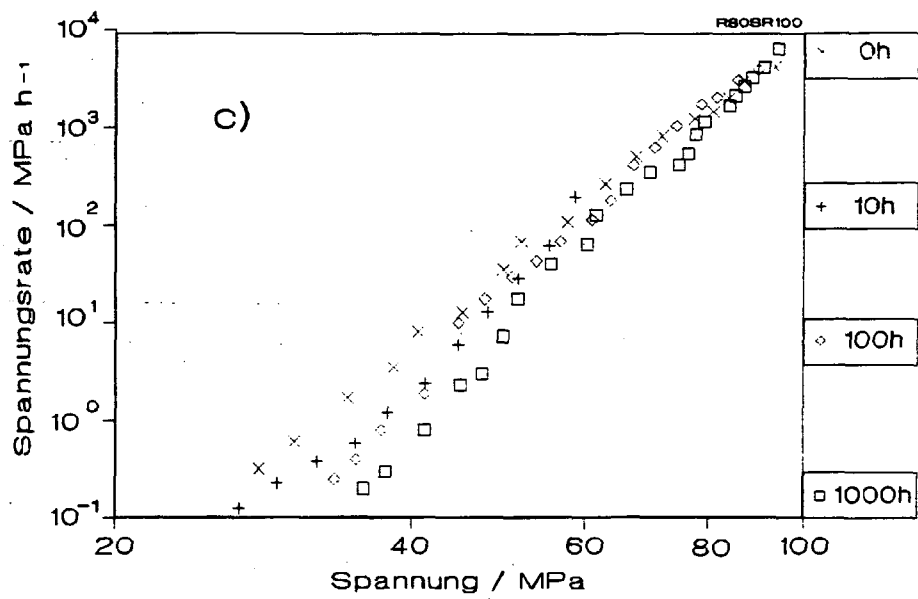


Abb. 56. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 100 MPa und 800°C: Alloy 800 H, Charge: BAK c) negative Spannungsrate (logarithmisch) über Spannung (logarithmisch)

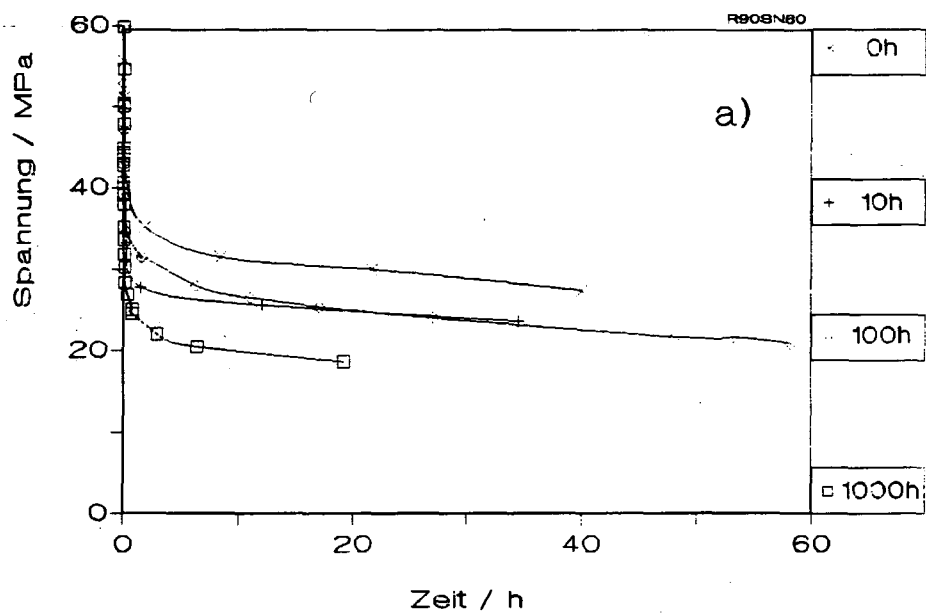


Abb. 57. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 60 MPa und 900°C: Alloy 800 H, Charge: BAK a) lineare Darstellung der Relaxation

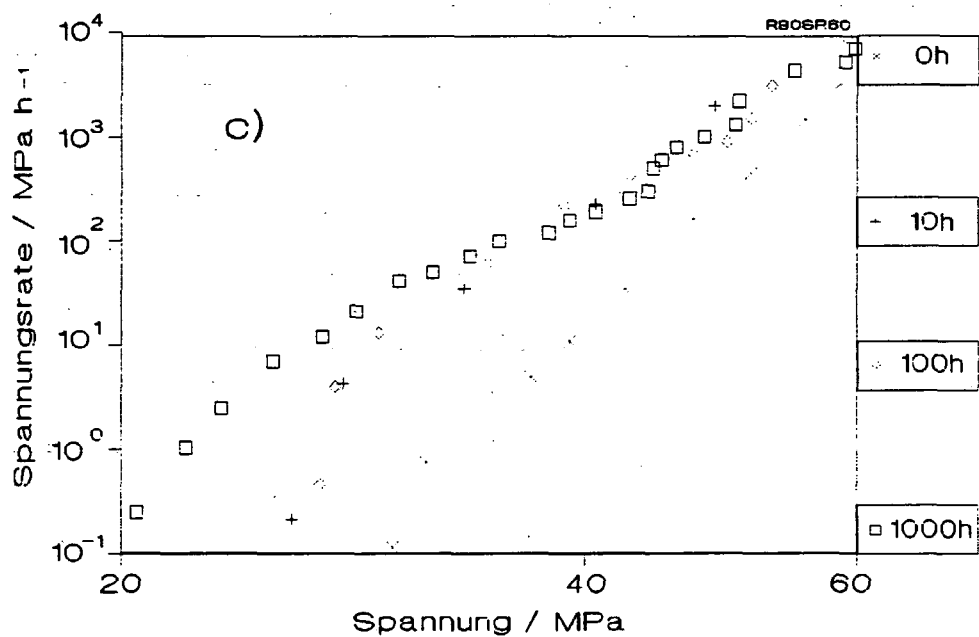
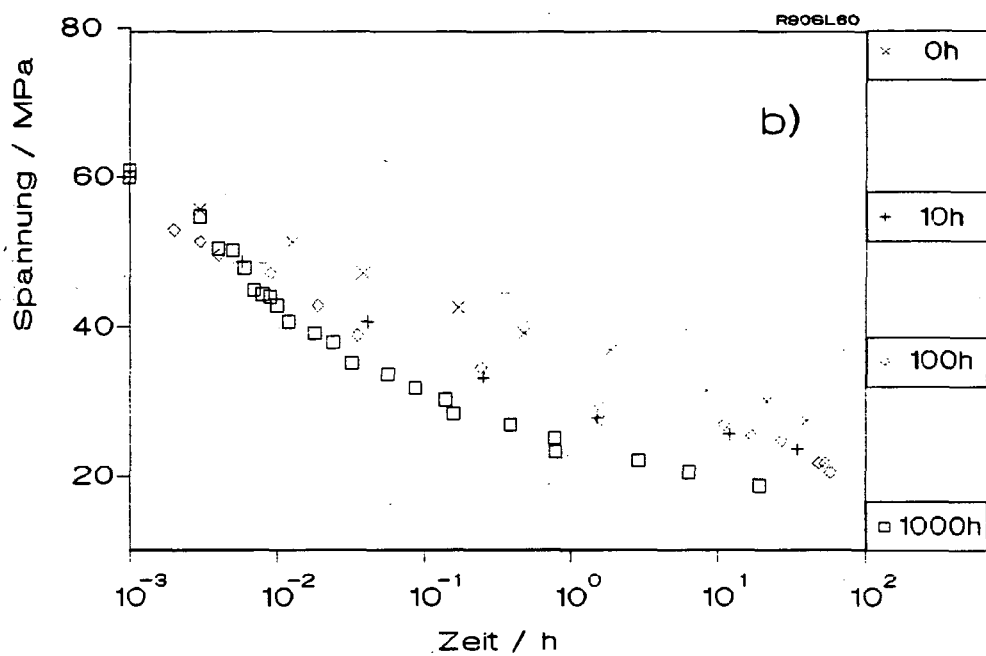


Abb. 58. Relaxationskurven unterschiedlich lange ausgelagerter Proben aus Relaxationsversuchen mit der Startsp. von 60 MPa und 900°C : Alloy 800 H, BAK b) Spannung (linear) über Zeit (logarithmisch) c) negative Spannungsrate (logarithmisch) über Spannung (logarithmisch)

6.0 Ermittlung der Modellkonstanten

In diesem Kapitel werden aus Zugversuchen und Gefügeuntersuchungen die Modellkonstanten bestimmt und dann das Kriech- und Relaxationsverhalten berechnet und mit den experimentellen Resultaten graphisch dargestellt.

6.1 Bestimmung des Exponenten m

Der Exponent m gibt die Dehnratensensitivität der Fließspannung an. Er läßt sich aus Dehnratenwechselversuchen und aus Relaxationsversuchen bestimmen und gibt die Dehnratensensitivität der Fließspannung an. Unter der Prämisse, daß sich die Versetzungsdichte während eines Dehnratenwechsels oder während des anfänglichen Spannungsabfalles beim Relaxationsversuch nicht ändert, kann der Exponent m aus den Werten für Dehnrates und Spannung vor (1) und nach (2) dem Dehnratenwechsel gemäß $m = \ln(\dot{\epsilon}_2/\dot{\epsilon}_1) / \ln(\sigma_2/\sigma_1)$ berechnet werden.

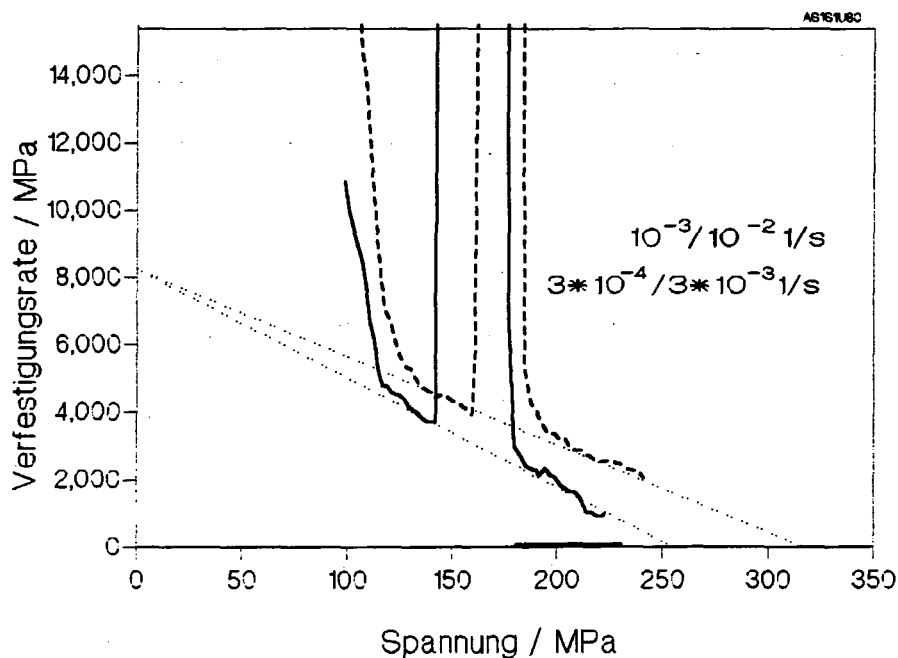


Abb. 59. Verfestigungsrate-Spannung-Schaubild des KM-Modelles von Dehnratenwechselversuchen an Alloy 800 H, ADU bei 800°C.

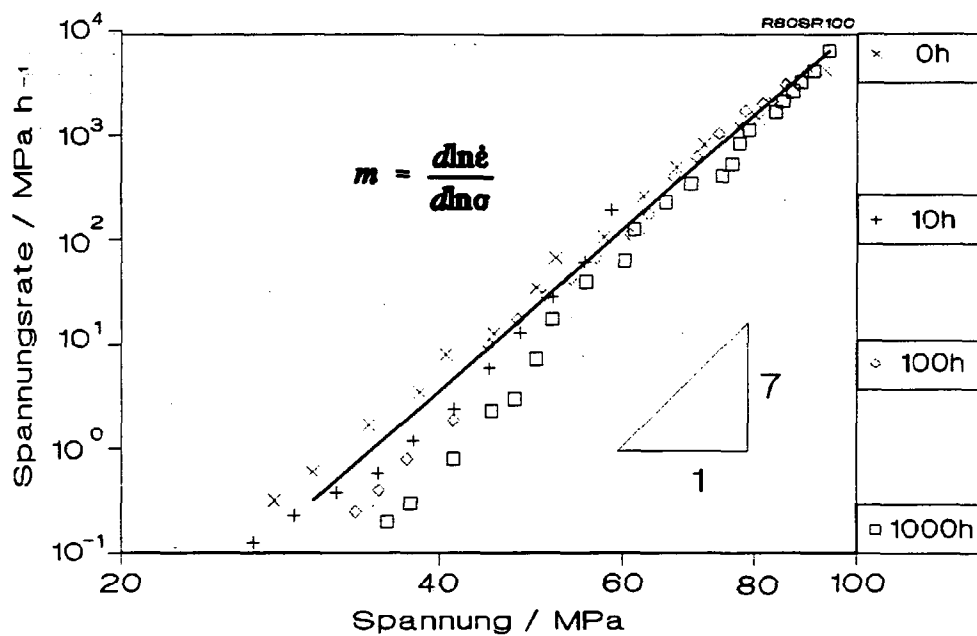


Abb. 60. Spannungsrate-Spannung-Schaubild der Ergebnisse aus Relaxationsversuchen an Alloy 800 H, Charge: BAK bei 800°C: , übernommen von Abb. 56. Eingezeichnet: Die Bestimmungssteigung für m im Beginn des Relaxationsversuches

Bei Auftragung der Verfestigungsrate von Dehnratenwechselversuchen nach dem KM-Modell erkennt man in Teilbereichen mit jeweils konstantem $\dot{\epsilon}$ ebenfalls eine lineare Abhängigkeit der Verfestigungsrate von der Spannung (siehe Abb. 59). In den Abb. 62 und 63 wurden die Resultate aus den Abbildungen 20 und 26 übernommen. In Abb. 61 und Abb. 62 läßt sich erkennen, daß bei 800° C unmittelbar nach einem Dehnratenwechsel der Sättigungswert der zugehörigen Zugkurve noch nicht erreicht wird. Bei 900° C dagegen wird sofort nach dem Dehnratenwechsel der Sättigungswert erreicht. Die Ergebnisse aus Relaxationsversuchen liefern etwas höhere Werte für den Exponenten m als die Ergebnisse aus Dehnratenwechselversuchen. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die Bestimmung von m anhand der Relaxationsversuche einfacher ist, da sich bei einer Bestimmung des Exponenten m aus Dehnratenwechselversuchen die benötigten Spannungswerte nur schwer festlegen lassen (siehe Punkte a und b in Abb.61)

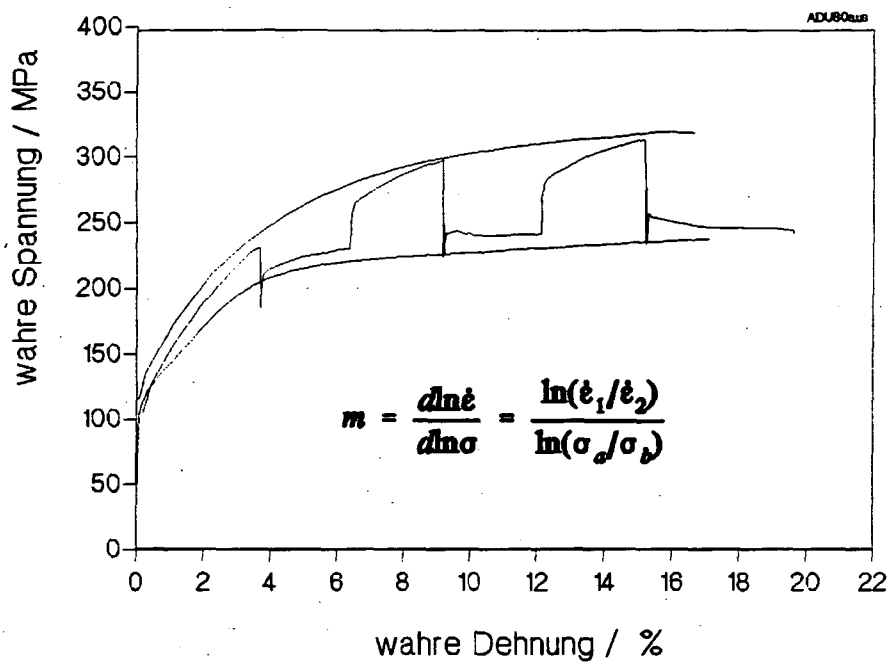


Abb. 61. Vergleich eines Dehnratenwechselversuches mit Zugversuchen bei 800°C an Alloy 800 H, Charge: ADU: $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-3} s^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 10^{-2} s^{-1}$

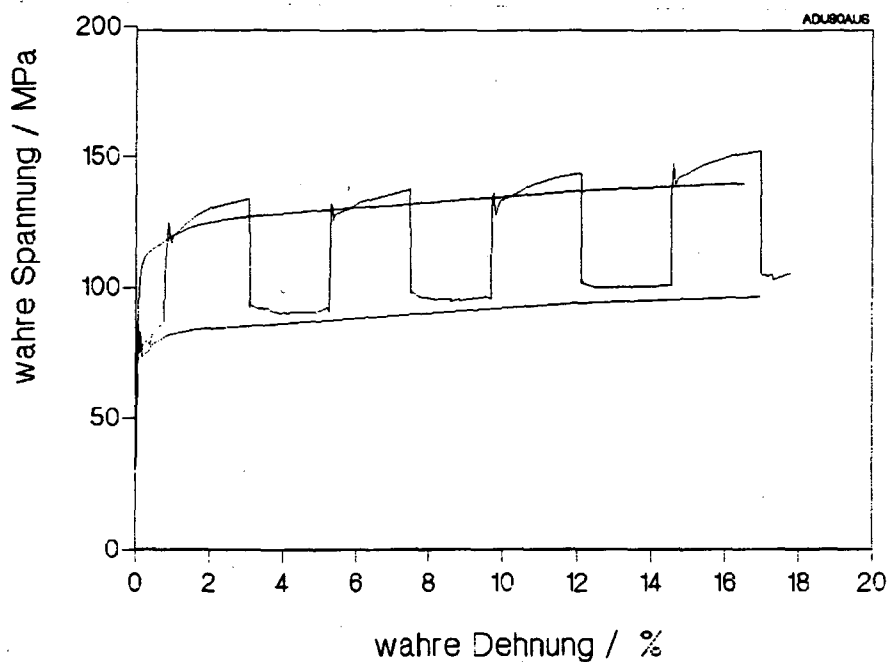
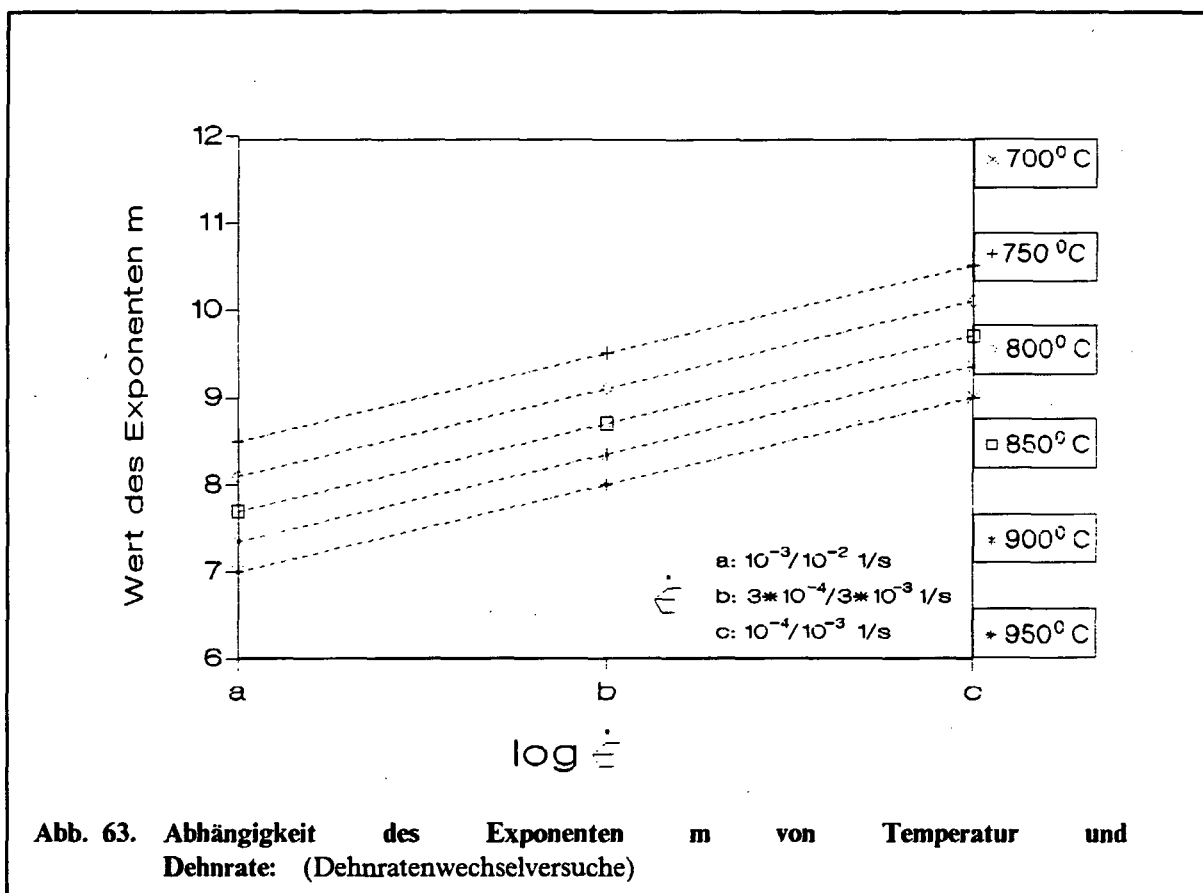


Abb. 62. Vergleich eines Dehnratenwechselversuches mit Zugversuchen bei 900°C an Alloy 800 H, Charge: ADU: $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-4} s^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 10^{-3} s^{-1}$



Nach Mittelung der Resultate aus den Dehnratenwechselversuchen läßt sich Abb. 63 konstruieren. Der Exponent m ist temperatur- und dehnratenabhängig. m erreicht bei 950° C in etwa die Größe der Dehnratensensitivität der Sättigungsspannung. Der Exponent zur Bestimmung der Sättigungswerte ist gemäß Gl. 61 der reziproke Wert der Summe der Kehrwerte für den Exponenten m und den temperaturunabhängigen Exponenten n. Heiraus ergibt sich daß der Anteil des Exponenten n am Gesamtergebnis bei derart hohen Temperaturen quasi vernachlässigt werden kann.

Die erkennbare Dehnratenabhängigkeit von m läßt sich formal aus Gleichung 16 ableiten. Nach dieser Gleichung hängt der Wert des Exponenten $m = F_0/(kT) \cdot \tau/\hat{\epsilon}$ zum einen reziprok von der absoluten Temperatur T und zum anderen vom Verhältnis der Scherspannung τ zum Strukturparameter $\hat{\epsilon}$ ab. Dieses Verhältnis ist aber gemäß der kinetischen Gleichung von der Dehnrate abhängig. Für die nachfolgenden Betrachtungen und Berechnungen wurde jedoch aus Vereinfachungsgründen ein spannungs- und dehnratenunabhängiger Exponent m angenommen.

6.2 Bestimmung des Exponenten n

Der Exponent n lässt sich am einfachsten bestimmen, wenn man eine Auftragungsform wählt, in der der stationäre Bereich von Zeitstandversuchen mit unterschiedlicher Spannung und die Sättigungswerte aus Zugversuchen mit unterschiedlicher Dehnrates bei einer bestimmten Temperatur gemeinsam betrachtet werden können.

Da sich der Exponent in Gl. 49 im Sättigungszustand additiv aus den Exponenten m und n zusammensetzt, ergibt sich formal aufgrund der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Exponenten m die gleiche Abhängigkeit für den Sättigungszustand. Anhand des zur Verfügung stehenden Datenmaterials kann eine Spannungsabhängigkeit des resultierenden Exponenten allerdings nicht nachgewiesen werden. Bei einer logarithmischen Auftragung der Dehnrateswerte von Zeitstandversuchen und der Sättigungswerte der Spannung aus Zugversuchen lässt sich ein Potenzgesetz für die Abhängigkeit der Dehnrates von der Spannung ableiten. Die Steigung dieser aus Abb. 65 und Abb. 66 ersichtlichen Geraden, welche die Spannungssensitivität der Dehnrates im

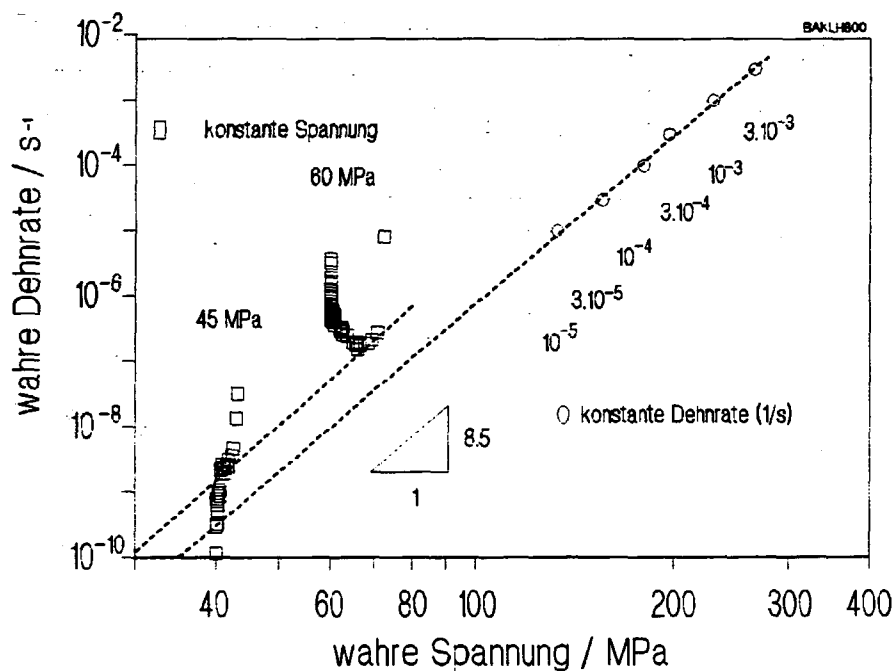
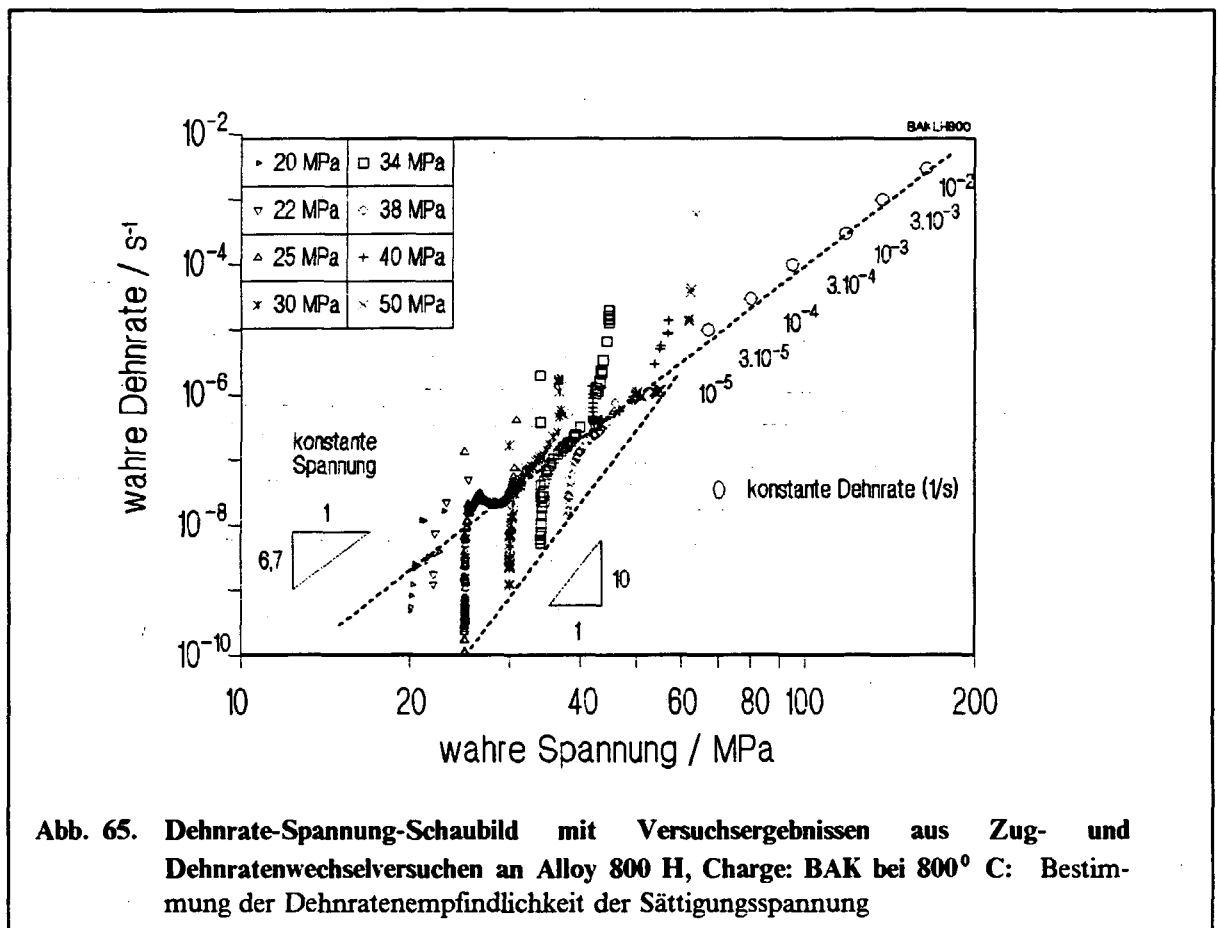


Abb. 64. Dehnrates-Spannung-Schaubild mit Versuchsergebnissen aus Zug- und Dehnrateswechselversuchen an Alloy 800 H, Charge: BAK bei 800° C: Bestimmung der Dehnratesempfindlichkeit der Sättigungsspannung

Sättigungszustand wiedergibt, repräsentiert den Wert $\bar{n} = 1/(1/n + 1/m)$. Sie hat bei 900° C einen Wert von 6,7 und bei 800° C einen Wert von 8,5. Bei 800° ist allerdings eine relative Verschiebung zwischen der aus Zugversuchen und der aus Zeitstandversuchen bestimmbaren Geraden zu erkennen, deren Ursache nicht geklärt ist. Der Wert des konstanten Exponenten n, welcher sich mit einem mittleren Wert m=8 aus den Ergebnissen von Zeitstand-, Zug-, Dehnratenwechsel- und Relaxationsversuchen für den Bereich von 800 bis 900° C berechnen läßt, ist sehr hoch und beträgt ca. 60 bei 800 bis 900° C.



6.3 Bestimmung der Verfestigungsrate

Vor der Bestimmung der Verfestigungsrate Θ aus Zugversuchen ist zuerst die Frage nach dem dominierenden Verfestigungsmechanismus zu klären, d.h. ob sich eine lineare Abhängigkeit der Verfestigungsrate von der Spannung im Sinne des KM-Modells ergibt oder ob eine lineare Abnahme von Spannung * Verfestigungsrate, in Abhängigkeit vom Spannungsquadrat zu beobachten ist, welcher auf einen dominierenden Einfluß der Carbide auf das Verfestigungsverhalten im Sinne des modifizierten Modells schließen lassen würde.

Bei Änderungen der Dehnrates während des Versuchsverlaufs kann es zudem zu einem Wechsel des dominierenden Verfestigungsmechanismus kommen.

Die in Abb. 20 bis Abb. 24 dargestellten Zugversuche wurden mit wahrer Dehnrates durchgeführt. Sie wurden zunächst auf ihren Verfestigungsmechanismus hin untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß sich eine eindeutige Zuordnung zu einem Verfestigungsmechanismus, und zwar einer Verfestigung im Sinne des KM-Modells, nur für hohe Dehnrates treffen ließ. Bei kleinen Dehnrates ist der Übergangsbereich zwischen Fließgrenze und Sättigungsspannung zu klein, um eine eindeutige Auswertung zuzulassen. Auch ist die durch die unvermeidlichen Temperaturschwankungen verursachte relative Schwankungsbreite der Spannung größer als bei hohen Dehnrates, so daß eine Gewinnung von Modellkonstanten in diesem Bereich mit großer Unsicherheit behaftet ist.

In Abb. 66 und Abb. 67 sind die Ergebnisse aus Zugversuchen an der Charge ADU bei 800° und 900°C bei verschiedenen Dehnrates ausgewertet worden. An der Gleichung des KM-Modells in differenzierter Form $d\sigma/d\varepsilon = \Theta_{II} (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0)^{1/m} (1 - \sigma/\sigma_s)$ läßt sich erkennen, daß sich bei den Versuchen mit hoher Dehnrates bei einem Spannungswert von $\sigma = 0$ die extrapolierte Verfestigungsrate von $\Theta_{II} (\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0)^{1/m}$ bestimmen läßt. An der Ordinate läßt sich dieser Wert als gemeinsamer Anfangspunkt der extrapolierten Linien ablesen. Aus Abb. 68 wird erkennbar, daß der Temperatureinfluß auf den anfänglichen Wert der Verfestigungsrate groß ist. Bei höheren Temperaturen ergeben sich höhere Werte für die Anfangsrates. Dieses Phänomen ist der reziproken Temperaturabhängigkeit des Exponenten m in $(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0)^{1/m}$ zuzuschreiben. Im Gegensatz zur bisherigen Anwendung des Ausgangsmodells besitzt der Anfangswert der Verfestigungsrate damit eine thermische Abhängigkeit. Der Wert für Θ_{II}/G ist nach Gl. 43 konstant und bewegt sich in der Größenordnung $1/30 - 1/20$. Mit einem Schubmodul G von 53 GPa bei 900° C ergibt sich damit für Θ_{II} ein Wert von 2000-3000 MPa.

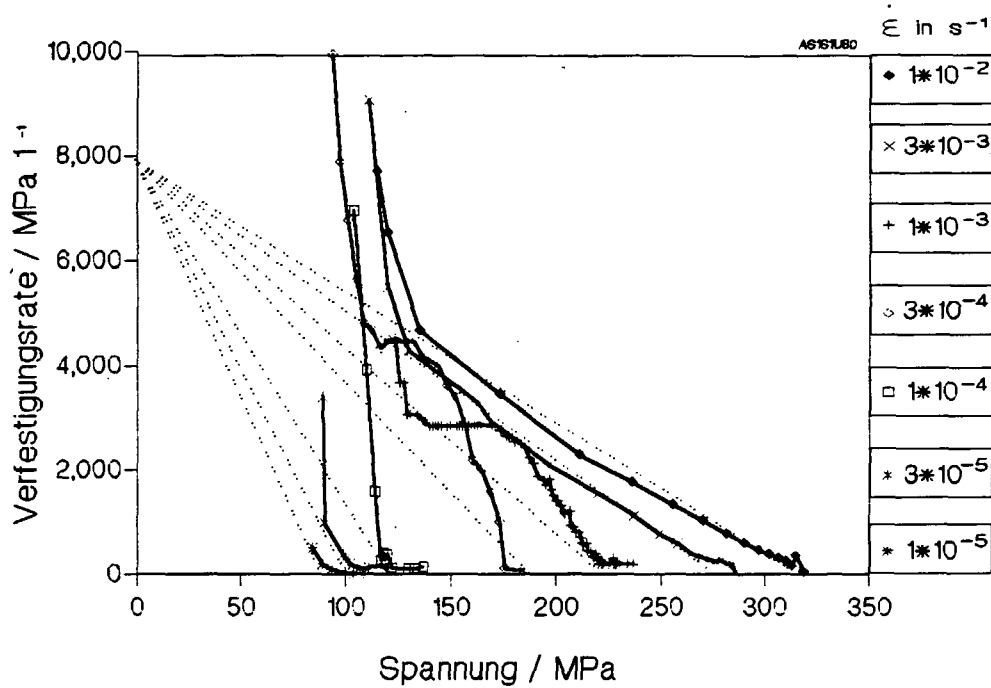


Abb. 66. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei 800° C.

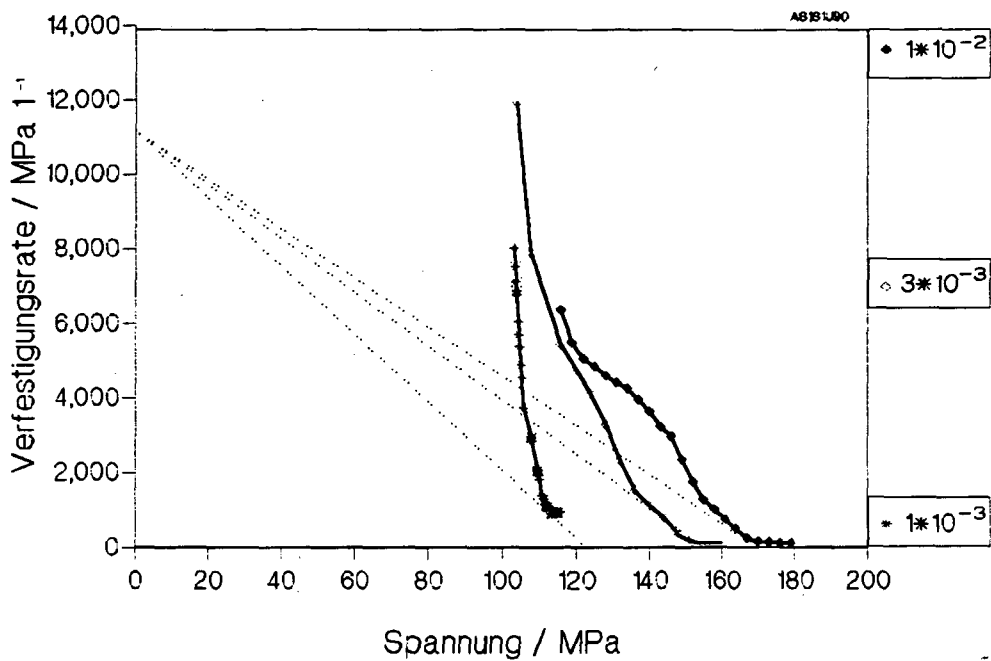
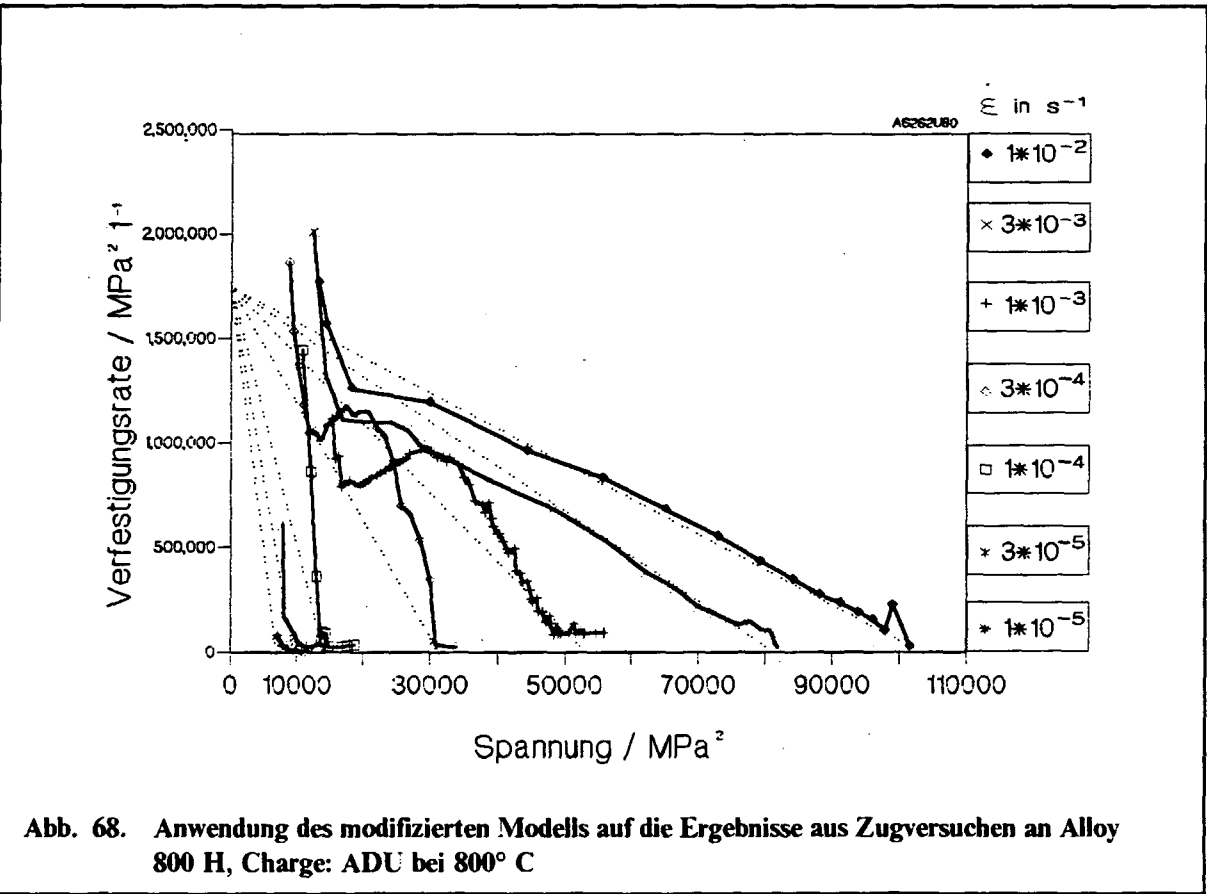


Abb. 67. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C

Behält man die Unabhängigkeit von Θ_{II} von der Dehnrage bei, so müßte auch $(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{1/m}$ dehnratenunabhängig sein, d.h. bei kleinen Werten von m (die hier vorliegen, $7 < m < 9$) müßte $\dot{\epsilon}_0$ proportional zu $\dot{\epsilon}$ sein. Das führt jedoch zu einer trivialen Aussage der kinetischen Gleichung, Gl. 18.

Eine Lösung dieses Widerspruches ist anhand der hier vorliegenden Ergebnisse nicht möglich; eine Dehnratenunabhängigkeit von $\Theta_{II}(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^{1/m}$ experimentell nicht zu bestätigen. Im folgenden wird deshalb für das Modell der Wert $\Theta_{II} = 2500 \text{ N/mm}^2$ durchgehend verwendet. Formal wird daher die anfängliche Verfestigungsrate als $\Theta_{II} C^{1/m}$ verwendet. Die Konstante besitzt dabei den Wert von $1,3 \cdot 10^5$. Aus der Anwendung des modifizierten Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen, Abb. 68, läßt sich keine Verbesserung der Anpassung erreichen. Bei Dehnraten $\geq 1 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ist also kein Rückschluß auf den Verformungsmechanismus (KM- oder modifiziertes Modell) möglich.



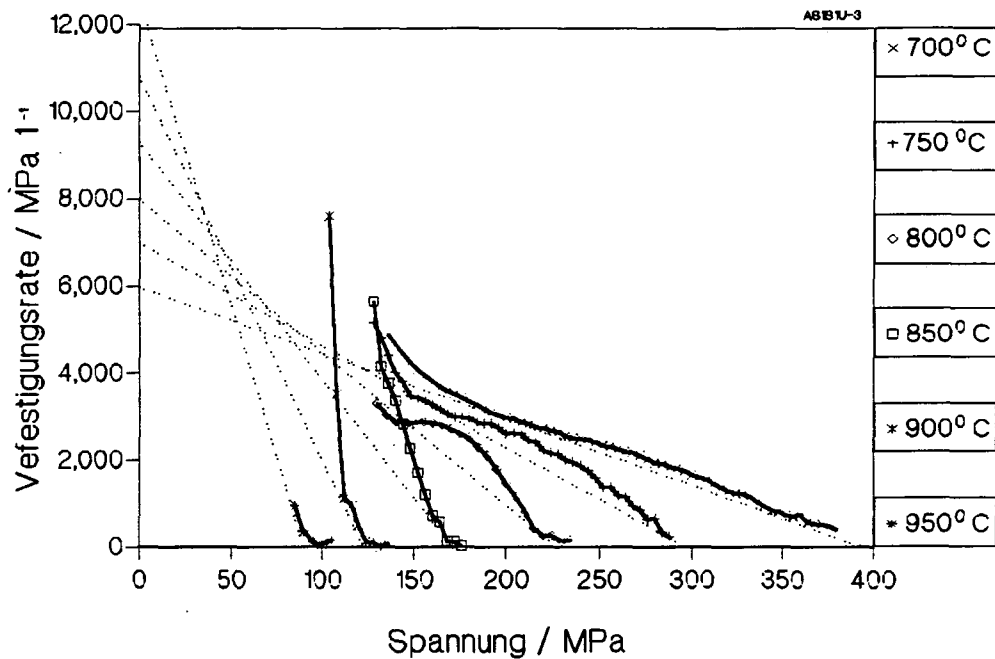
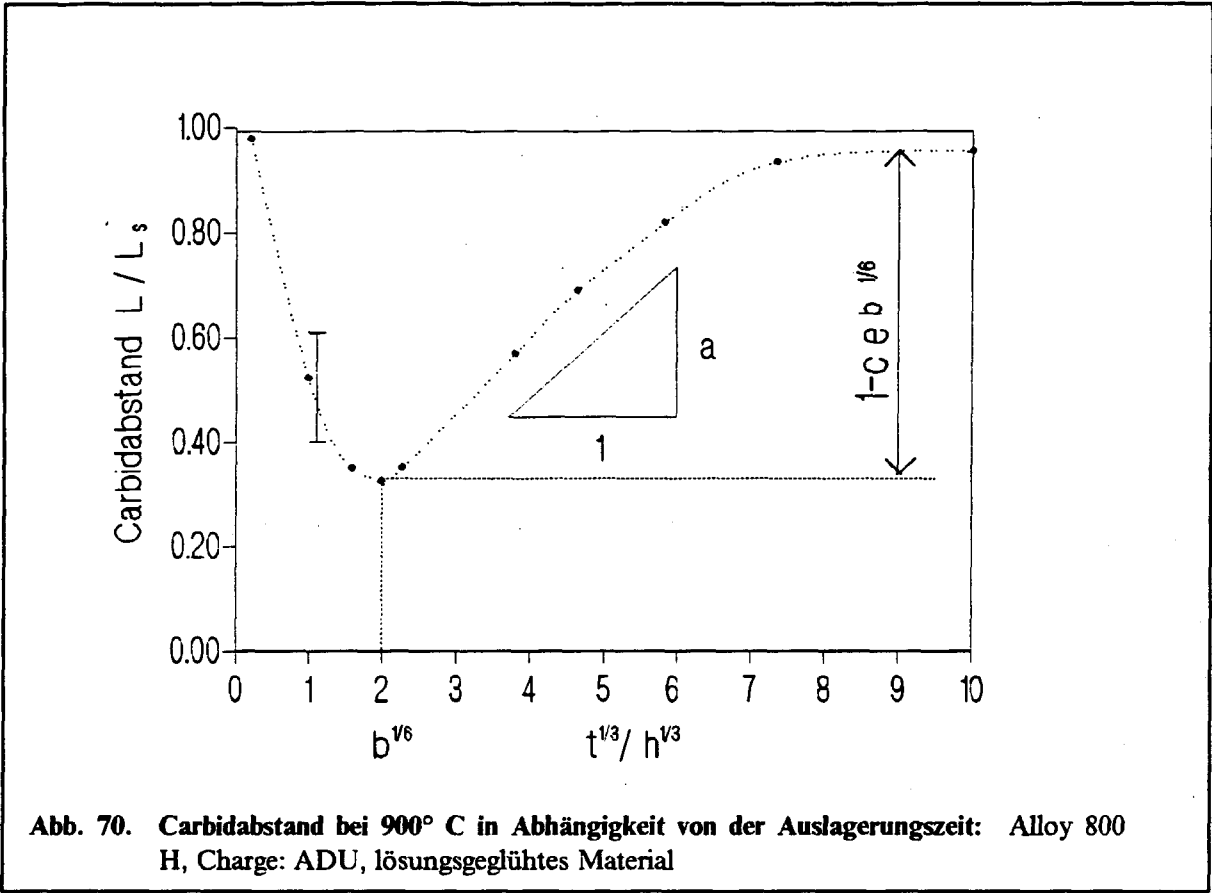


Abb. 69. Anwendung des KM-Modells auf die Ergebnisse aus Zugversuchen an Alloy 800 H, Charge: ADU bei einer Dehnrage von 0.001 1/s.

6.4 Bestimmung von Konstanten für die Carbidentwicklung

Die Konstanten a , b und c zur Bestimmung des Carbidabstandsverlaufs lassen sich durch die Anpassungen von Zeitstandversuchen ableiten oder aus Gefügeuntersuchungen bestimmen. Dabei liefern beide Methoden annähernd gleiche Werte. So ergibt sich für die Konstante b , welche den Zeitpunkt des Erreichens eines minimalen Carbidabstandes bestimmt, bei beiden Auswertungen bei 900°C ein Wert von $b = 100\text{h}$. Dieser Wert ist, entgegen den Erwartungen, bei den vorliegenden Versuchen nur gering temperaturabhängig und damit als konstant ansetzbar. Die temperaturabhängige Konstante a , welche die Reifungsgeschwindigkeit bestimmt, läßt sich aus dem Anstieg des Abstandes d unmittelbar nach Durchlaufen des Minimums bestimmen und hat in Übereinstimmung mit Literaturwerten/43-45/ bei $T = 900^\circ\text{C}$ etwa den Wert $0,3\text{ h}^{-1/3}$ (siehe Abb. 70). Der Wert für die Konstante c , mit der wesentlich das Verhältnis $L_{\min.}/L_s$ beeinflußt werden kann, liegt bei 1,0. Dabei kann c auch aus dem Vergleich des gemessenen Verhältnisses

minimale Dehnrate zur Sättigungsdehnrate mit der entsprechenden Formel für dieses Verhältnis gewonnen werden.



6.5 Zusammenstellung der bestimmten Konstanten

In Tab. 9 sind die, aus den in Kap. 5 dargestellten experimentellen Ergebnissen, ermittelten Konstanten zusammengestellt.

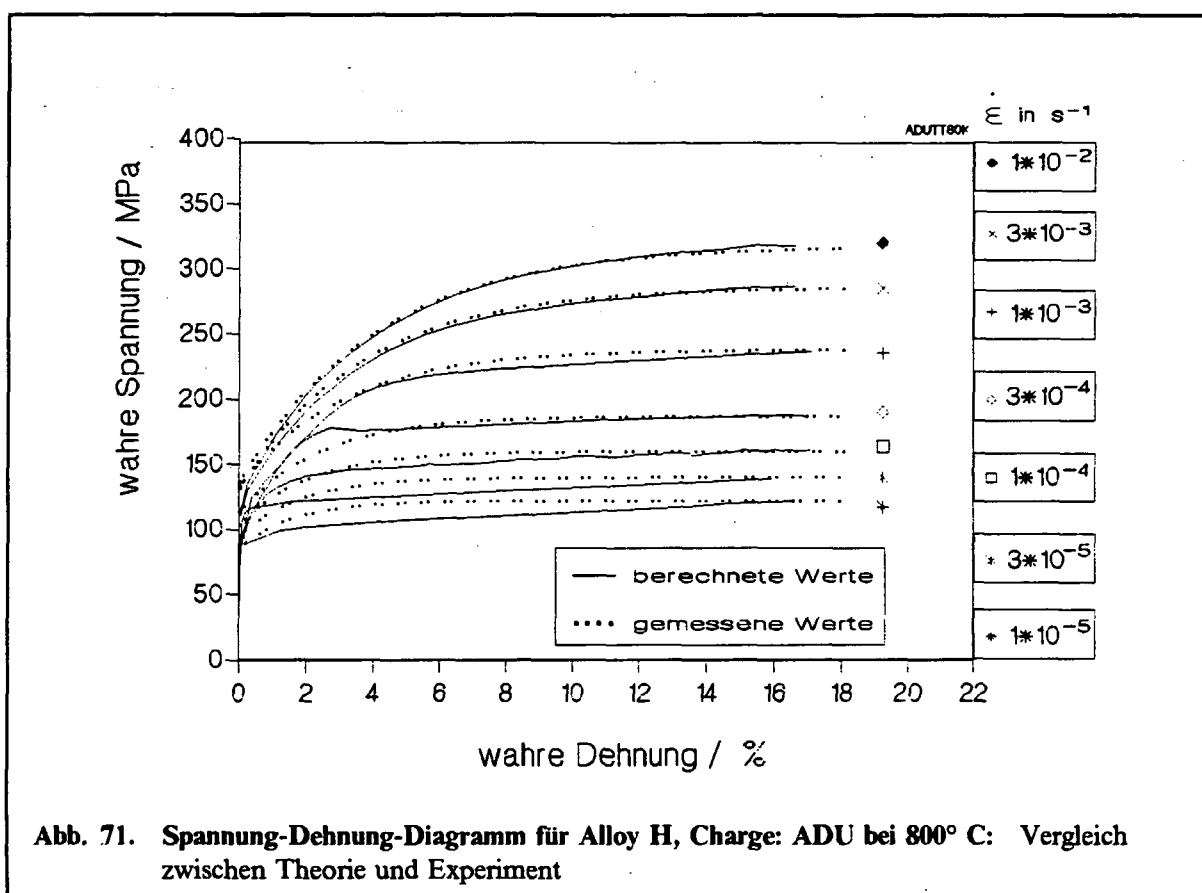
Charge	Temperatur / °C	n	m	C	Θ_{II} (N/mm ²)	a (h ^{-1/3})	b (h)	c
ADU	700	60	8,3	130000	2500	0,0003	100	1,0
	750	60	7,9	130000	2500	0,002	100	1,0
	800	60	7,5	130000	2500	0,01	100	1,0
BAK	850	60	7,2	130000	2500	0,05	100	1,0
	900	60	6,9	130000	2500	0,3	100	1,0
	950	60	6,6	130000	2500	1,5	100	1,0

Tab. 9. Modellkonstanten der Legierung Alloy 800 H in Abhängigkeit von der Temperatur

7.0 Vergleich zwischen experimentell und theoretisch ermittelten Kurven für die Charge ADU

7.1 Zu den verwendeten Formeln des EPM

Für die Zugkurven wurde die Gleichung für das KM-Modell benutzt, da die Versuche mit konstanter Dehnrates an unterschiedlich lange ausgelagertem Material gezeigt hatten, daß ein Carbideinfluß nicht nachzuweisen ist. Dieses experimentelle Ergebnis ließ sich durch Gefügeuntersuchungen bestätigen, die auch bei $T = 900^\circ \text{C}$ keinen auswertbaren Unterschied in der Carbidichte erkennen ließen. Die für die Zeitstandsversuche benutzte Gleichung ist die des Hybrid-Modells mit $p = 0,7$. Da die Gleichung zur Beschreibung einer sich entwickelnden Carbidstruktur zeitabhängig ist, läßt sich das Modell nicht exakt analytisch lösen. Daher wurde die Differentialform der kinetischen Gleichung, Dgl. 48 und die den Carbidabstandsverlauf beschreibende Dgl. 29 schrittweise integriert. Zur Beschreibung der Relaxationsversuche wurde Gl.57 verwendet.



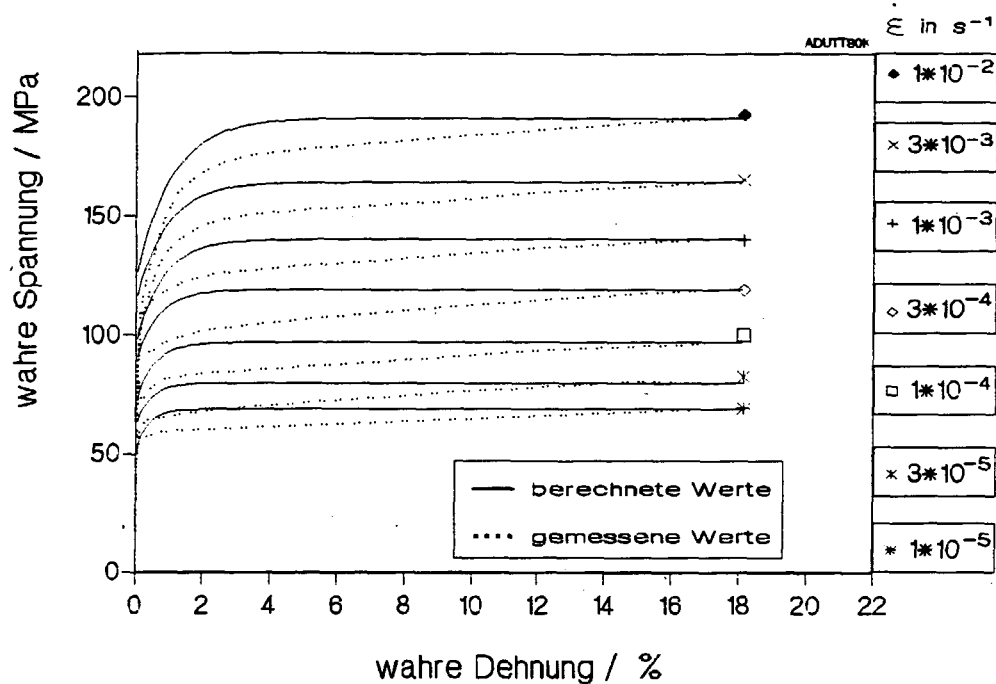


Abb. 72. Spannung-Dehnung-Diagramm für Alloy H, Charge: ADU bei 900° C: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

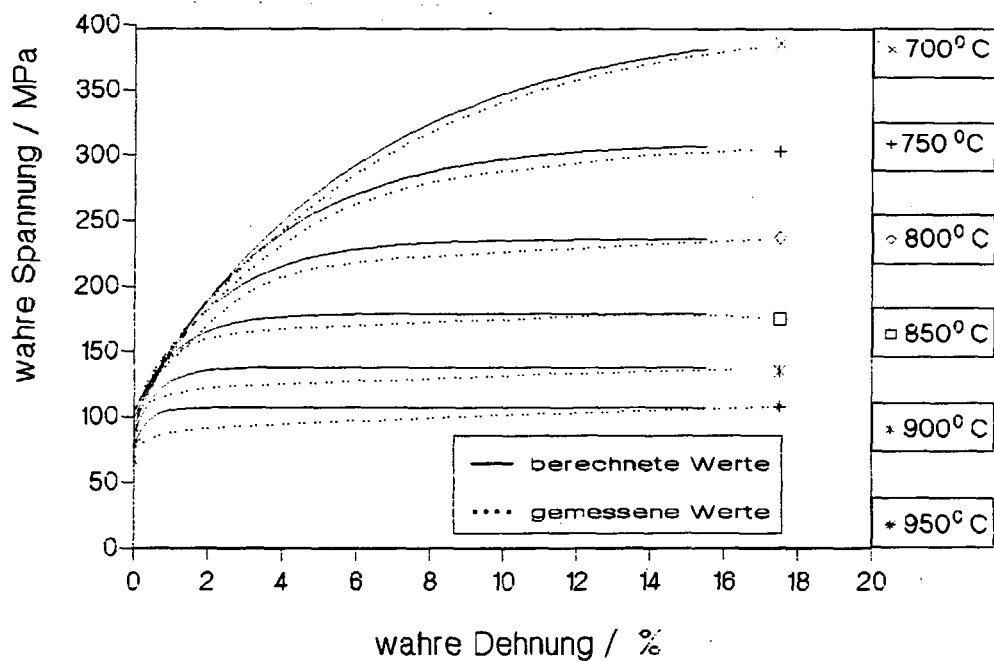


Abb. 73. Spannung-Dehnung-Diagramm für Alloy H, Charge: ADU bei einer Dehnrage von 0.001 s^{-1} : Vergleich zwischen Theorie und Experiment

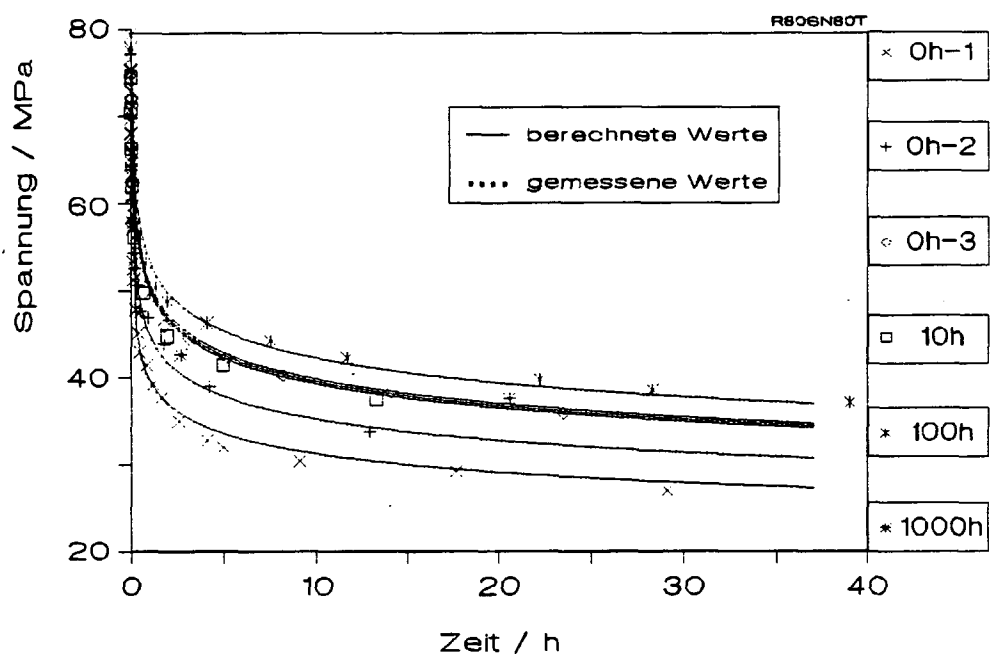


Abb. 74. Relaxationskurven für Alloy H, Charge: ADU bei 800° C und 80 MPa Ausgangsspannung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

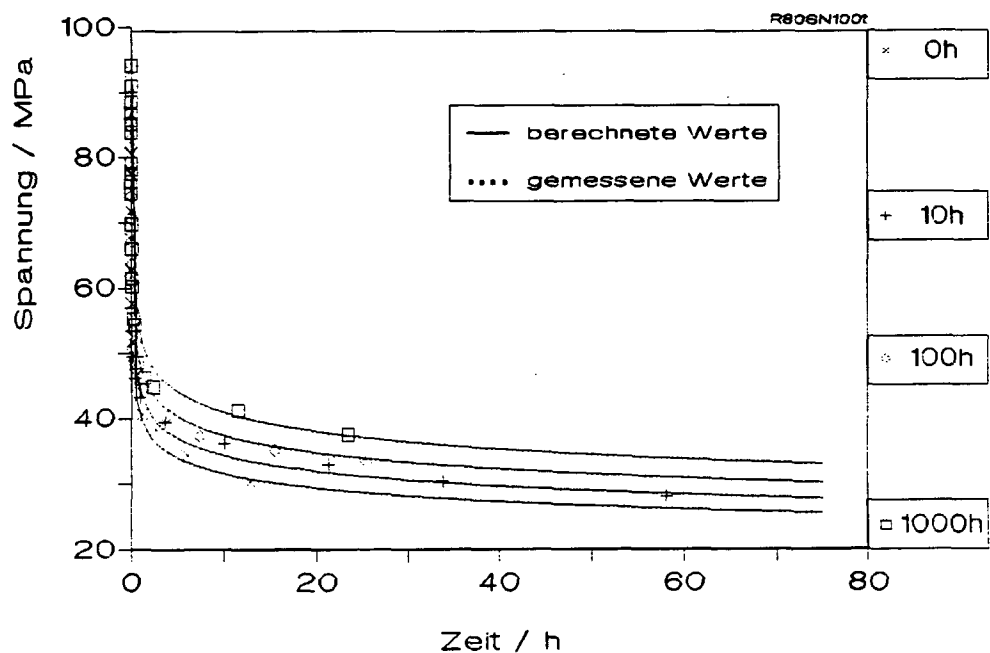


Abb. 75. Relaxationskurven für Alloy H, ADU bei 800° C und 100 MPa Ausgangsspannung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

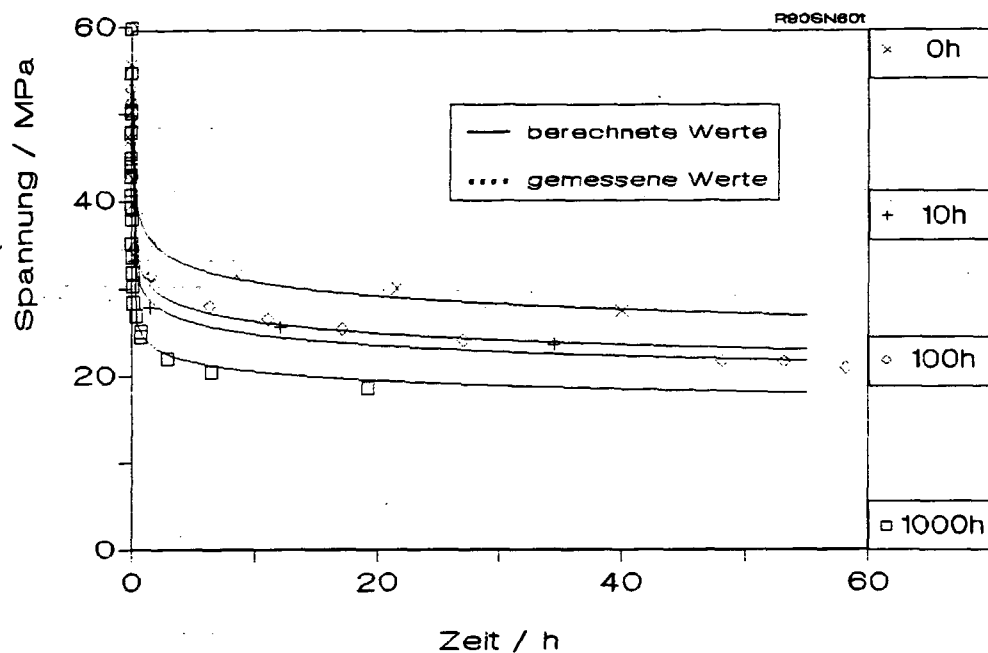


Abb. 76. Relaxationskurven für Alloy H, Charge: ADU bei 900° C und 60 MPa Ausgangsspannung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

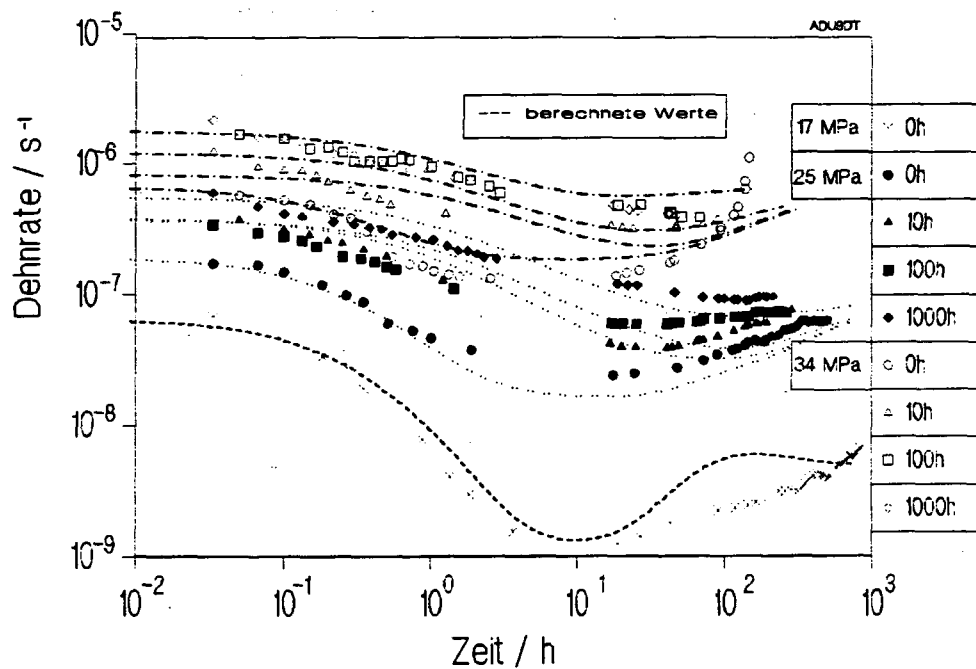


Abb. 77. Dehnrate-Zeit-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

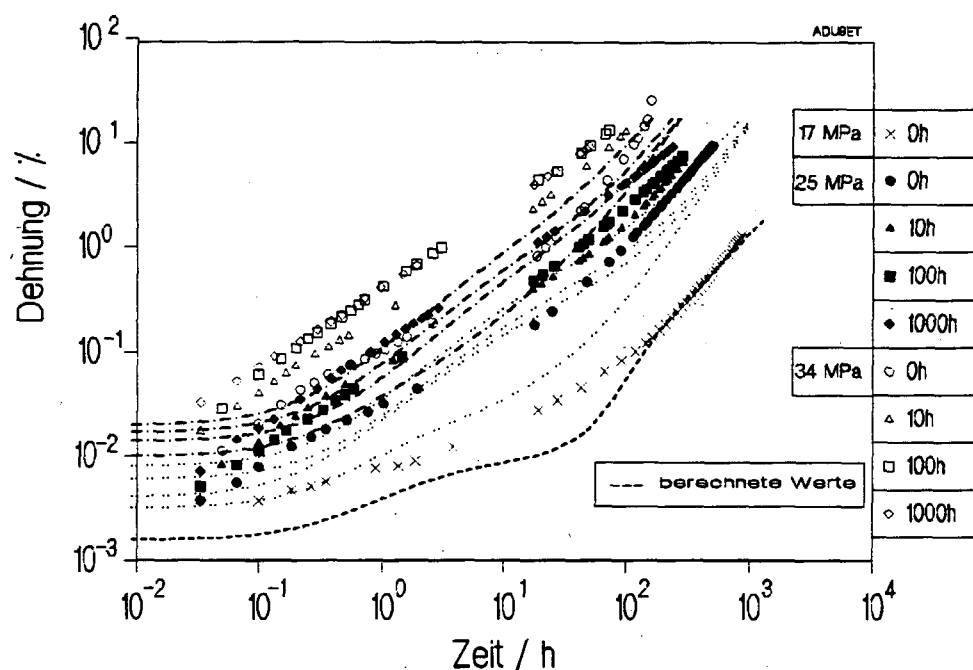


Abb. 78. Dehnung-Zeit-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900° C: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

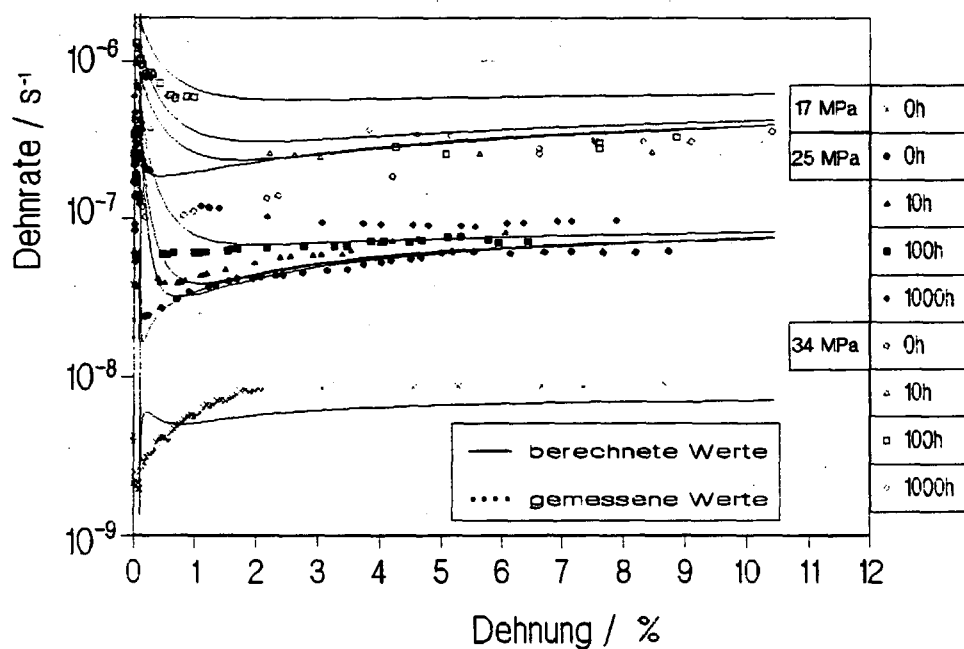


Abb. 79. Dehnraten-Dehnung-Diagramm für Alloy 800 H, Charge: ADU bei 900°C: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

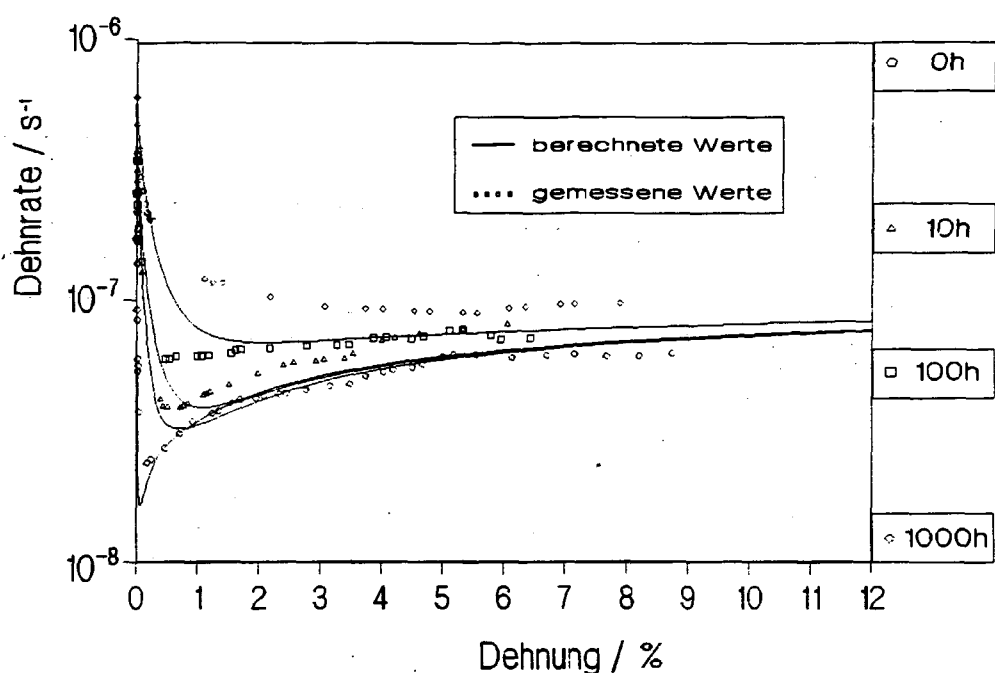


Abb. 80. Dehnraten-Dehnung-Diagramm für Alloy 800 H und 34 MPa Ausgangsspannung, Charge: ADU bei 900°C: Vergleich zwischen Theorie und Experiment

7.2 Bewertung

Die Bestimmung der Modellkonstanten aus den Ergebnissen von Zugversuchen ist schwierig, da der Übergangsbereich zwischen der Spannung an der Streckgrenze und dem Sättigungswert für die Spannung bei hohen Temperaturen und geringen Dehnraten klein ist, und sich Temperaturschwankungen in diesem Bereich besonders stark auf die Schwankungsbreite der Spannung auswirken. Eine eventuell vorhandene Linearität bei der Auftragung der Ergebnisse in der in Kap. 2.5 angegebenen Form und die Abhängigkeit der anfänglichen Verfestigungsrate von Temperatur und Dehnrates lässt sich damit in diesem Bereich nur sehr schwer oder gar nicht nachweisen. Daher wurden überwiegend die Ergebnisse aus den Versuchen mit hoher Dehnrates zur Bestimmung der Konstanten verwendet. Auffällig ist die starke Temperaturabhängigkeit der anfänglichen Verfestigungsrate und ihre eher geringe Abhängigkeit von der Dehnrates. Trotz der o.a. Einschränkungen konnte mit Hilfe der gewonnenen Konstanten das Werkstoffverhalten bei einer konstanten Dehnrates und unterschiedlichen Temperaturen hinreichend genau wiedergegeben werden.

Die Relaxationsversuche konnten ebenfalls konsistent beschrieben werden. Bei einer Auftragung der Ergebnisse in der Form $\lg(\dot{\sigma}) = f(\lg \sigma)$ zeigen die Experimente für den durchlaufenen Spannungsbereich bei konstanter Temperatur eine Gerade, die das Modell wiedergibt. Zur Beschreibung des Relaxationsverhaltens innerhalb der angegebenen kurzen Zeiträume scheint daher eine Gleichung auszureichen, welche den jeweiligen Gefügezustand zu Beginn einer Relaxation als fixiert betrachtet und von einer Verformung bei konstanter Struktur ausgeht. Die benutzte Gleichung ist in ihrer Form der Robinson-Kanter Gleichung ähnlich. Allerdings wird ergänzend zu dieser Gleichung ein spannungs- und temperaturabhängiger Exponent verwendet, wodurch Änderungen der Spannungs- und Temperatursensitivität der Dehnrates berücksichtigt werden kann.

Das komplexe Zeitstandverhalten des Werkstoffes Alloy 800 H in Abhängigkeit von Temperatur, Auslagerungsdauer und Spannung kann durch Einführen der Entwicklung der Hindernis-Struktur für die Versetzungsbewegung ebenfalls gut erklärt werden. Bei der Beschreibung wurde p nicht variiert. So wird das Werkstoffverhalten, also die Dehnrates, im stationären Bereich von der Temperatur und der angelegten Spannung bestimmt, während der transiente Bereich zusätzlich noch vom Auslagerungszustand der Carbide und der Entwicklung des Subkorndurchmessers abhängt. Mit Hilfe der aus den Ergebnissen von Gefüge- und Zeitstandversuchen bestimmten Konstanten für das Carbidwachstum und der aus Zug- und Dehnrateswechselversuchen bestimmten Konstanten ist eine gute Bestimmung des Zeitstandverhaltens in Abhängigkeit von Temperatur, Spannung und Auslagerungsdauer möglich.

8.0 Zusammenfassung

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich das Kriech- und Relaxationsverhalten des Werkstoffes Alloy 800 H mit Hilfe des "Ein-Parameter-Modelles" und der aus Zugversuchen und Gefügeuntersuchungen bestimmten Modellkonstanten des EPM bestimmen läßt. Bei Zugversuchen kann davon ausgegangen werden, daß sich der bestimmende Verfestigungsmechanismus aufgrund der auftretenden hohen Spannungen und der nachgewiesenen reziproken Spannungsabhängigkeit des Versetzungsabstandes aus der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Versetzungen bzw. der Versetzungen mit den sich bildenden Subkorn Grenzen ergibt. Die Evolution der Carbidstruktur spielt hier nur eine untergeordnete Rolle.

Im Gegensatz zur Verfestigung bei niedriger Temperatur ist die anfängliche Verfestigungsrate nicht athermisch und damit konstant, sondern temperatur- und wahrscheinlich dehnratenabhängig. Die Abhängigkeit der Spannung von der Dehnrate nach einem Potenzgesetz (Norton'sches Gesetz) wird im Sättigungszustand bei den hohen Temperaturen bestätigt. Diese wechselseitige Abhängigkeit von Dehnrate und Spannung gilt auch für die Zeitstandversuche, wobei die Werte der jeweiligen Exponenten identisch sind. Der Exponent m , welcher die Dehnratensensitivität der Spannung wiedergibt, ist aus Dehnratenwechselversuchen und Relaxationsversuchen bestimmbar, wobei die Werte der aus Relaxationsversuchen bestimmten Exponenten etwas höher liegen.

Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Zugversuchen hat auf das Kriechverhalten im primären Bereich bei niedrigen Spannungen und hohen Temperaturen die jeweilige Carbidstruktur entscheidenden Einfluß auf das primäre Kriechverhalten. Es kommt durch die Carbidbildung und -reifung zu einer sich entwickelnden temperaturinduzierten Evolution der Carbidstruktur. Z.B. läßt sich über die Vorauslagerungsdauer bei hohen Temperaturen eine gewünschte Carbidstruktur einstellen und damit das Verhalten im primären Bereich beeinflussen. Der Grund für den Einfluß der Carbidstruktur auf das Kriechverhalten liegt in ihrem Einfluß auf den mittleren freien Gleitweg der Versetzungen im Werkstoff. Mit abnehmender Spannung nehmen die Abstände der Versetzungen zueinander bzw. die Subkorndurchmesser zu, womit sich das Verhältnis zwischen einem zunächst konstanten Carbidabstand und dem Versetzungsabstand ändert. Im stationären Zustand sind diese Prozesse abgelaufen, er ist unabhängig vom Vorbehandlungszustand.

Da der Carbidabstandsverlauf bei lösungsgeglühtem Material von einem anfänglich hohen Wert bis zu seinem stationären Zustand ein Minimum durchläuft, macht sich dieses Verhalten auch bei den Zeitstandversuchen bemerkbar. Die Änderung des Carbidabstandes in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur wurde theoretisch beschrieben.

ben und experimentell nachgewiesen. Inwieweit das Korngrenzengleiten an der Gesamtverformung beteiligt ist, ob nicht die Mechanismen Überklettern und Umgehen der Teilchen sondern das von Arzt /69/ beobachtete Ablösen der Teilchen der geschwindigkeitskontrollierende Prozeß ist, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Die Gleichungen zur Beschreibung des Relaxationsverhaltens wurden unter der Prämisse entwickelt, daß sich die zum Zeitpunkt des Relaxationsbeginns vorhandene Gefügestruktur nicht oder nur unwesentlich über den Versuchsverlauf ändert und eine Abnahme der Spannung über der Zeit vorwiegend über eine Verformung bei konstanter Struktur zustande kommt. Festzustellen bleibt hier, daß bei einer Bestimmung der Dehnratensensitivität der Spannung durch Auftragung der Ergebnisse in der Form Dehnrate über der Spannung die gemessenen Werte für den Exponenten m etwas über den aus Dehnratenwechselversuchen bestimmten Werten liegen.

Die Relaxationsrate hängt nicht nur von Temperatur, Dehnrate und Spannung zu Relaxationsbeginn ab, sondern auch vom Ausgangsgefügezustand, der im im vorge-schalteten Zeitstandversuch erreicht wird. Dieser Einfluß läßt sich ebenfalls modellieren. Nachfolgend lassen sich die Ergebnisse zusammenfassen:

- Der Gefügezustand hat einen wesentlichen Einfluß auf das Materialverhalten.
- Unter Zugbeanspruchung wird kein Einfluß einer Gefügeänderung wirksam.
- Die minimale Dehnrate ist der stationären Dehnrate nicht gleich.
- Im Kriechverhalten der Legierung Alloy 800 H kann die Wechselwirkung zwischen Versetzungen und Carbiden großen Einfluß auf die Dehnrate ausüben.
- Das Kriechverhalten des Materials hängt von der Menge, Größe, Verteilung und deren Änderung durch Keimbildung und Reifung ab.
- Die minimale Kriechgeschwindigkeit ist ein Zwischenzustand. Er wird durch
- verfestigenden Carbide verursacht.
- Die jeweilige Carbidstruktur und damit die Ausprägung einer minimalen Dehnrate hängen vom Vorauslagerungszustand (Temperatur und Zeit) ab.
- In der Verformung im Relaxationsversuch wird eine Änderung der Struktur nicht merkbar.
- Der Ansatz, daß Versetzungsdichte und sich über den Versuchsverlauf entwickelnde Subkorndurchmesser dem Quadrat der angelegten Spannung proportional sind, wird bestätigt.
- Zug-, Zeitstand- und Relaxationsversuche sowie die Evolution der Carbidstruktur lassen sich mit dem hier verwendeten Ein-Parameter-Modell, entsprechend ergänzt mit der Carbidentwicklung, gut beschreiben.

9.0 Symbolverzeichnis

a	=	Wachstumsgeschwindigkeit der Carbide
δa	=	Flächenelement
A	=	Konstante
b	=	Burgersvektor
c	=	Konstante
C_1	=	Konstante
C_3	=	Konstante
C_s	=	Gleichgewichtskonzentration der Lösung
$b(T)$	=	Konstante
d	=	Carbiddurchmesser
D	=	Diffusionskonstante
d_s	=	Sättigungscarbiddurchmesser
E	=	Elastizitätsmodul
E_d	=	Aktivierungsenergie
F_0	=	totale Aktivierungsenthalpie
f_1	=	Faktor
G	=	Schubmodul
ΔG	=	Gibbs'sche Aktivierungsenthalpie
k	=	Boltzmann'sche Konstante
k	=	Konstante
k_1	=	Konstante
k_2	=	Konstante
k_{20}	=	Konstante
$L_{ges.}$	=	gesamter Laufweg
$L_{Carb.}$	=	Carbidabstand
$L_{Korn.}$	=	Korndurchmesser
$L_{Sub.}$	=	Subkorndurchmesser
$L_{s\ Carb.}$	=	Sättigungscarbidabstand
L_{Ver}	=	Versetzungslaufweg
m	=	Exponent
M	=	Taylor'scher Faktor
$\bar{n}$	=	Exponent
n	=	Exponent
n^*	=	Exponent
N	=	Carbidanzahl
p	=	Parameter

p_1	=	Parameter
S	=	Strukturparameter
t	=	Zeit
t_0	=	Vorauslagerungszeit
T	=	absolute Temperatur
$T_{Smp.}$	=	Schmelztemperatur
U_{sd}	=	Aktivierungsenergie
$\bar{v}$	=	mittlere Geschwindigkeit aller Versetzungen
V	=	Volumen
dy	=	Länge einer beweglichen Versetzung pro Einheitsvolumen
α	=	Konstante
β	=	Konstante
ξ	=	Konstante
ζ	=	Konstante
$\partial\gamma$	=	Scherungssinkrement
$\dot{\gamma}$	=	mittlere Abgleitgeschwindigkeit
$\dot{\gamma}_0$	=	Normierungskonstante
$\dot{\epsilon}, \dot{\epsilon}_{inel.}$	=	inelastische Dehnrates
$\epsilon, \epsilon_{inel.}$	=	inelastische Dehnung
$\epsilon_{el.}$	=	elastische Dehnung
ϵ_i	=	Anfangsdehnung
$\dot{\epsilon}_0^{\circ}$	=	Normierungsdehnrates
$\dot{\epsilon}_0$	=	Normierungsdehnrates
$\dot{\epsilon}_{el.}$	=	elastische Dehnrates
$\dot{\epsilon}_i$	=	Anfangsdehnrates
$\dot{\epsilon}_{Kriech.}$	=	momentane Dehnrates im Zeitstandversuch
$\dot{\epsilon}_{sKM}$	=	Sättigungsdehnrates für das KM-Modell
$\dot{\epsilon}_{smod.}$	=	Sättigungsdehnrates für das modifizierte Modell
$\dot{\epsilon}_{sh}$	=	Sättigungsdehnrates für das Hybrid Modell
σ	=	Spannung
$\hat{\sigma}$	=	Strukturparameter
σ_0	=	Normierungsspannung
ω	=	freie Energie der Carbid-Matrix-Oberfläche
σ_i	=	Anfangsspannung
$\sigma_{Kriech.}$	=	Spannung im Zeitstandversuch
σ_{sKM}	=	Sättigungsspannung für das KM-Modell
$\sigma_{smod.}$	=	Sättigungsspannung für das modifizierte Modell
σ_{sh}	=	Sättigungsspannung für das modifizierte Modell

Σ	=	Schwellenspannung
ρ_m	=	Dichte der beweglichen Versetzungen
ρ	=	Dichte der gesamten Versetzungen
τ	=	Scherspannung
$\hat{\tau}$	=	Strukturparameter
Θ_{II}	=	anfängliche Verfestigungsrate im KM-Modell
Θ_a	=	anfängliche Verfestigungsrate im modifizierten Modell

10.0 Literaturverzeichnis

- /1/ *Estrin, Y.;*
A Versatile Unified Constitutive Model Based on Dislocation Density Evolution;
MD-Vol.26 / AMD-Vol. 121, High Temperature
Constitutive Modelling - Theory and Application, ASME 1991
- /2/ *Estrin, Juri;*
Stoffgesetze der plastischen Verformung und des plastischen Fließens;
Habilitationsschrift, TU Hamburg-Harburg, (1986).
- /3/ *Bailey, R.W.;*
J. Inst. Met. 35, (1926), 27.
- /4/ *Orowan, E. ;*
J. West Scot. Iron St. Inst. 54, (1946), 45.
- /5/ *Abd El-Azim, M.E.;*
Interner Bericht, KFA-IRW, (1990).
- /6/ *Buchmann E.;*
Akkumulation der Zeitstandschädigung der Hochtemperaturleg. X10 NiCrAlTi 32 20
beim Wechsel von Spannung oder Temperatur;
Diss. TH Aachen (1989); (Jül.- 2298, E. Buchmann, P.J. Ennis, H. Schuster, H. Nickel).
- /7/ *Karwar, Ali Liagad;*
Interner Bericht, KFA-IRW, (1989).
- /8/ *Cottrell, A.H.; Stokes, R.J.;*
Proc. Royal Soc. A233, (1955), 17.
- /9/ *Cottrell, A.H.; Aytakin, V.;*
J. Inst. Metal. 77, 1950, ASME, 389.
- /10/ *Kocks, U.F.;*
Laws For Wor-Hardening and Low-Temperature Creep;
J. of Engineering Materials and Technology, (1976), S. 76-85.
- /11/ *Mecking, H.; Kocks, U.F.;*
Kinetics of Flow and Strain-Hardening;
Acta Metall. 29, (1981), S. 1865-1875.
- /12/ *Bewerunge, J.; Gottstein, G.; Mecking, H.; Wollenberger, H.;*
Acta metall 23, (1975), 641.
- /13/ *Blum, W.;*
Gleitung und Erholung während plastischer Verformung kristalliner Stoffe bei
hoher Temperatur;
Habilitationsschrift, Universität Erlangen-Nürnberg, (1978).

- |14/ *Abd El-Azim, M.E.;*
The Tensile Properties of Alloys 800H and 617 in the Range 20 to 950 °C;
Forschungszentrum Jülich GmbH, IRW, Jül-Spez. 2344; (1990).
- |15/ *Nix, W.D.; Gibeling, J.C.;*
in: "Flow and Fracture at Elevated Temperatures", Ed. R. Raj,
ASM, Metals, Park, Ohio, 1984.
- |16/ *Prinz, F.B.; Argon, A.S.;*
Acta metall, 32, (1984), S. 1021.
- |17/ *Weckert, E.; Blum, W.;*
Icsma 7, Montreal, 1985;
- |18/ *Eggeler, G.; Blum, W.;*
Phil. Mag. 1981, 44, S. 1065.
- |19/ *Kocks, U.F.; Argon, A.S.; Ashby, M.F.;*
Thermodynamics of slip;
Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, (1975).
- |20/ *Kocks, U.F.; Argon, A.S.; Ashby, M.F.;*
Prog. Mater. Science, 19, (1975).
- |21/ *Mecking, H.;*
Analyse der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung in verfestigten
kubisch flächenzentrierten Metallen;
Habilitationsschrift RWTH Aachen, (1973).
- |22/ *Bronstein, I.N.; Semandjew, K.A.;*
Taschenbuch der Mathematik;
Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, Leipzig, (1981).
- |23/ *Neuhäuser, H.;*
in: "Dislocations in Crystals";
F.R.N. Nabarro, Ed., 6, (1983), S. 321.
- |24/ *Spiradek, K.;*
Korrelation zwischen Mikrostruktur und Kriechverformung in a Nickel-Base Superalloy;
Dissertation, Montanuniversität Leoben, (1987).
- |25/ *Gallelli, M.;*
Bestimmung des Kriechverhaltens einer Hochtemperaturlegierung X10 NiCrAlTi 32 20
nach dem "Ein-Parameter-Modell" unter Berücksichtigung der Gefügeänderungen;
Diplomarbeit RWTH Aachen (1988); S. 62.
- |26/ *An, Seong-Uk;*
Modellierung des Kriechverhaltens von NiCr22Co12Mo bei 1073K auf der Basis mikro-
struktureller Parameter;
Dissertation, TU Erlangen-Nürnberg (1988).

- /27/ Nix, W.D.; Gibeling, J.C.; Hughes, D.A.;
Time-Dependent Deformation of Metals;
Metallurgical Transactions, 16A, (1985), S. 2216-2226.
- /28/ Mecking, H.; Grinberg, A.;
Discussion on the Development of a Stage of Steady-state Flow at Large Strains;
in: "Strength of Metals and Alloys";
Haasen, P.; Pergamon Press, Toronto, (1979); S. 289-294.
- /29/ Spiradek, K.; Czyrska-Filemonowicz, A.; Ennis, P.J.;
The Structure of Alloy 800H after High-Temperature- Creep Deformation
Archives of Metallurgy, 35, 1990, S.48-53.
- /30/ Kocks, U.F.;
Constitutive Behaviour on Crystall Plasticity;
in: "Unified Constitutive Equations for Creep and Plasticity";
Alan K. Miller; Elsevier Applied Science, London and New York; (1987).
- /31/ Kocks, U.F.; Dawson, P.R.; Follansbee, P.S.;
Physical and Phenomenological Plasticity;
Center for Materials Science, Los Alamos National Laboratory, (1986).
- /32/ Kocks, U.F.;
Superposition of Alloy Hardening, Strain Hardening, and Dynamic Recovery;
ed. P. Haasen et al., Pergamon, (1980), S. 1661-1680.
- /33/ Kocks, U.F.;
A Statistical Theorie of Flow Stress and Work-Hardening;
Division of Engineering and Applied Physics, Harvard-University, Cambridge, (1985).
- /34/ Estrin, Y.; Mecking, H.;
A Unified Phenomenological Description of Work Hardening and Creep Based on
One-Parameter Models;
Acta Metall., 32, No.1, (1984), S. 57-70.
- /35/ Martin, J.W.;
Micromechanisms in particle-hardened alloys;
Cambridge University Press, (1980).
- /36/ Fischmeister, H.; Grimvall G.;
Ostwald Ripening - A Survey;
Chalmas University of Technology, Gothenburg, Sweden, (1988), S. 35.
- /37/ Wendt, H.; Haasen, P.;
Nucleation and Growth of Gamma Prime Precipitation in Ni-14 atom % Al;
Acta Metall., 31, (1983), S. 1649-1659.
- /38/ Jaynath C.S., Nash P.;
Factors affecting particle coarsening kinetics and size distributions;
J. Mater. Sci., 24, (1989), S. 3041-3052.

- |39/ | *Petersheim, J.; Sauthoff, G.;*
 Investigations of the Creep Behaviour of Model Steels with Various Distributions of Small Precipitate Particles;
 in: "Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures";
 B. Wilshire and D.R.J. Owen; Eds., Pineridge Press, Swansea, U.K.; (1984).
- |40/ | *Porter, D.; Kenneth, E.E.;*
 Phase Transformations in Metals and Alloys;
 Van Nostrand Reinhold Co. Ltd., (1981).
- |41/ | *Doherty, R.D.;*
 Diffuse Phase Transformation in the Solid State; in: "Physical Metallurgy";
 Elsevier Science Publishers, (1984).
- |42/ | *Schwarz, D.M., Ralph, B.;*
 The Early Stages of Growth of Second-Phase Particles in a Fe-Ti-Al Alloy;
 Met. Sci., 3, (1969), S. 216-219.
- |43/ | *Steen, M.;*
 Prediction of Creep Deformation and Rupture by Short-Term Constant Strainrate Tests;
 Res. Mechanica, 25, (1988), S. 303-319.
- |44/ | *Steen, M.; Provost, W.; Dhooge, A.;*
 Some Considerations on Creep Tests, Constant Strain-rate Tests and the Internal Stress in Creep;
 Res. Mechanica 18, (1986), S. 35-50.
- |45/ | *Steen, M.;*
 The Relationship Between Microstructure and Internal Stress in Creep;
 Res. Mechanica 16, (1987), S. 55-65.
- |46/ | *Davies, C.K.L.; Nash P.; Stevens, R.N.;*
 Precipitation in Ni-Co-Al-Alloys;
 J. Mater. Sci., 15, (1980), S. 1521-1532.
- |47/ | *Wagner, C.;*
 Theorie der Alterung von Niederschlägen durch Umlösen (Ostwaldreifung);
 Z. Elektrochemie, 65, (1961), S. 581 - 591.
- |48/ | *Ostwald, W.;*
 Über die vermeintliche Isometrie des roten und gelben Quecksilberoxids und
 und die Oberflächenspannung fester Körper.
 Zeitschrift für physikalische Chemie, 34, (1900).
- |49/ | *Marquese, J.A., Ross, J.;*
 Theorie of Ostwaldripening;
 J. Phys. Chem. Solids, (1984), 80, S. 536-543.
- |50/ | *Lifshitz I.M., Slyozov, V.V.;*
 The Kinetics of Precipitation From Supersaturated Solid Solutions;
 J. Phys. Chem. Solids, Pergamon Press 1961. 19, S. 35-50.

- /51/ *Kirkwood, D.H.;*
Precipitation Number Density in a Ni-Al Alloy at Early Stages of Aging;
Acta Metall., 18, (1980), S. 583.
- /52/ *Mecking, H.; Estrin, Y.;*
The Effect of Vacancy Generation on Plastic Deformation;
Scripta Metallurgia, 14, No. 4, (1980), S. 815-819.
- /53/ *Mecking, H.; Nicklas, B.; Zarubova, N.;*
A "Universal" Temperature Scale for Plastic Flow;
Acta Metall. 34, No. 3, (1986), S. 527-535.
- /54/ *Mecking, H.; Estrin, Y.;*
Stoffgesetze aus der Sicht der Metallkunde;
DGM-Tagung "Lebensdauervorhersage", Königsstein, 19.-21. März (1988).
- /55/ *Mecking, H.; Grinberg, A.;*
Discussion on the Development of a Stage of Steady-state Flow at Large Strains;
in: "Strength of Metals and Alloys";
Haasen, P.; Pergamon Press, Toronto, (1979); S. 289-294.
- /56/ *Mecking, H.; Estrin, Y.;*
Microstructure-Related Constitutive Modelling of Plastic Deformation;
in: "Constitutive Relations and their Physical Basis";
8th Riso International Symposium on Metallurgy and Materials Science,
Roskilde, Denmark, (1987).
- /57/ *Mecking, H.; Styczynski A., Estrin, Y.;*
Analysis of Steady State Flow in Al-Mg Alloys;
interner Bericht, Technische Universität Hamburg-Harburg, (1988).
- /58/ *Mecking, H.;*
Deformation of Polycrystals;
in: "Strength of Metals and Alloys";
Haasen, P.; Pergamon Press, Toronto, (1979); S. 1573.
- /59/ *Greenwood, G.W.;*
The Growth of Dispersed Precipitations in Solutions;
Acta Metall., 4, (1956), S. 243-248.
- /60/ *Cortes G. R., Sepulveda Aquiles O.;*
Coarsening of particles connected by dislocations;
J. Mater. Sci., 22, (1987), S. 3880-3884.
- /61/ *Reppich, B.; Listl, W.; Meyer, T.;*
Particle-Strengthening Mechanisms in ODS Superalloys;
in: "High-Temperature Alloys for Gasturbines and other Applications 1986";
D. Reidel Publishing Company; Dordrecht, Boston, Lancaster, Tokyo; (1986).
- /62/ *Kahlweit, M.;*
On the Kinetics of Precipitation;
in: "Faraday's Discussion of the Chemical Society", 16, (1976).

- [63/] *Kahlweit, M.;*
Precipitation and Aging;
in: Physical Chemistry, Eyring, H., Henderson, D., Jost, W., 10;
Academic Press, New York, (1970), S. 719 - 759.
- [64/] *Osthoff, W.; Schuster, H.; Ennis, P.J.; Nickel, H.;*
The Creep and Relaxation Behaviour of Inconel 617;
in: "Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures";
B. Wilshire and D.R.J. Owen; Eds., Pineridge Press, Swansea, U.K.; (1984).
- [65/] *Petersheim, J.; Sauthoff, G.;*
The effect of fine precipitate particles on the behaviour of ferritic model steels-
III. Model calculations; steel research 57, No. 2, S. 77-81, (1986).
- [66/] *von der Gracht, R.;*
Einfluß der Carbidausscheidungen auf das Kriechverhalten von Hochtemperaturlegierungen;
Diss. TH Aachen (1988); (Jül-2211, R. von der Gracht, P.J. Ennis,
A. Czyrska-Filemonowicz, W.J. Quadakkers, H. Schuster, H. Nickel).
- [67/] *Ashby, M.F.; Dyson, B.F.;*
Creep Damage Mechanics and Micromechanics;
Cambridge University, Engineering Dept., Trumpington Street, (1984).
- [68/] *Arzt, E.; Schröder, J.H.;*
High Temperature Strength of ODS Superalloys due to Disperoid-Dislocation Interaction;
in: "Hightemperature Alloys for Gasturbines and other Applications 1986";
D. Reidel Publishing Company; Dordrecht, Boston, Lancaster, Tokyo; (1986).
- [69/] *Arzt, E.; Ashby, M.F.;*
Threshold Stress in Materials Containing Dispered Particles;
Scripta Metal., 16, (1982), S. 1285-1290.
- [70/] *Arzt, E.; Rösler, J.; Schröder, J.H.;*
The Mechanism of Dispersion Strenghting in High Temperature Alloys;
in: "Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures";
B. Wilshire and D.R.J. Owen; Eds., Pineridge Press, Swansea, U.K.; (1987).
- [71/] *Arsenault, R.J.; Li, S.;*
Consideration of Dislocation Density in Terms of High-Temperature Creep;
Materials Science and Engineering, A114, (1989), S. 37 - 50.
- [72/] *Blum, W.; Reppich, B.;*
Creep of Particle-Strengthened Alloys;
in: "Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures";
B. Wilshire and D.R.J. Owen; Eds., Pineridge Press, Swansea, U.K.; (1985).
- [73/] *Blum, W.; Vogeler, S.; Biberger, M.; Mukherjee, A.K.;*
Stress Dependence of the Creep Rate at Constant Dislocation Stucture;
Mat. Sci. Eng. A, A112, (1989), S. 93-106.
- [74/] *Blum, W.; Rosen, A.; Cegieska, A.; Martin, J.L.;*
Two Mechanisms of Dislocation Motion During Creep;

- [75] *Orr J.*;
A Review of the Structural Characteristics of Alloy 800.
in: "Alloy 800";
W. Betteridge, R. Krefeld, H. Kröckel, S.J. LLoyd, M. van de Voorde, C. Vivante;
North-Holland Publishing Company; Amsterdam, New York and Oxford; (1978).
- [76] *Persson N.G.; Sandvik, AB.*;
Mechanical properties of Alloy 800 above 600° C;
in: "Alloy 800";
W. Betteridge, R. Krefeld, H. Kröckel, S.J. LLoyd, M. van de Voorde, C. Vivante;
North-Holland Publishing Company; Amsterdam, New York and Oxford; (1978).
- [77] *Cordovi, M.A.*;
Existing and Potential for Alloy 800 in: "Alloy 800";
W. Betteridge, et. al., (eds.)
North-Holland Publishing Company; Amsterdam, New York and Oxford; (1978).
- [78] *Cozar, R.; Rouby, M.*;
The Influence of Microstructure on the Mechanical Properties of Alloy 800;
in: "Alloy 800";
W. Betteridge, R. Krefeld, H. Kröckel, S.J. LLoyd, M. van de Voorde, C. Vivante;
North-Holland Publishing Company; Amsterdam, New York and Oxford; (1978).
- [79] *Degischer, H.P.; Aigner, H.; Lahodny, H.; Spidarek, K.*;
Qualification of Stationary Creep of the Carbide Precipitation Alloy 800H;
Vereinigte Edelstahlwerke AG, A-2630 Ternitz, Österreichisches Forschungszentrum.
Seibersdorf, GmbH, Wien;
- [80] *Degischer, H.P.; Aigner, H.; Lahodny, H.; Spidarek, K.*;
Evaluation and Qualification of X10NiCrAlTi 3220;
Vereinigte Edelstahlwerke AG, A-2630 Ternitz, Österreichisches Forschungszentrum.
Seibersdorf, GmbH, Wien;
- [81] *Estrin, Y.; Mecking, H.*;
of the "Threshold Stress" For Creep of Particle-Strengthened Materials;
Scripta Metallurgia, 19, No.4, (1985), S. 451-455.
- [82] *Estrin, Y.; Urusovskaya; Knab, G.G.*;
A Unified Constitutive Model with One Structure Parameter;
interner Bericht, Division of Physics and Technology of Materials,
Technical University Hamburg-Harburg (1986).
- [83] *Estrin, Y.; Kubin, L.P.*;
in: "Deformation of Polycrystals: Mechanisms and Microstructures";
N. Hansen, A. Horsewell, T. Leffers, H. Liholt, Eds., Riso, Roskilde, Denmark, 1981 S. 179.
- [84] *Estrin, Y.*;
A Versatile Unified Constitutive Model Based on Dislocation Density Evolution;
interner Bericht, Division of Physics and Technology of Materials,
Technical University Hamburg-Harburg.

- /85/ *Estrin, Y.; Kubin, L.P.;*
Strain Hardening and Creep Behaviour of Materials Containing Non-Shearable Second Phase Particles;
Division of Physics and Technology of Materials, Technical University Hamburg-Harburg.
- /86/ *Frost H.J.; Ashby, M.F.;*
Deformation-Mechanism Maps;
Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt, (1982)
- /87/ *Krautwasser;*
Investigation of Carbides in Alloy 800 H by small angle neutron scattering;
Forschungszentrum Jülich - IRW; Interner Bericht (1990).
- /88/ *Jones, W.B.; Allen, R.M.;*
Mechanical Behavior of Alloy 800 at 838 K;
Metall. Trans. A., 13A, (1982), S. 637-648.
- /89/ *Floreen, S.;*
The Mechanical Behaviour of Superalloys;
General Electric Company, Schenectady, New York, (1986).
- /90/ *Lagneborg, R.;*
Creep: Mechanisms and Theories;
in: "Creep and Fatigue in High Temperature Alloys";
J. Bressers, Applied Science Publishers LTD, London; 1981;
- /91/ *Lagneborg, R.;*
Creep deformation Mechanisms;
in: "Creep and Fatigue in High Temperature Alloys";
J. Bressers, Applied Science Publishers LTD, London; 1984;
- /92/ *Lagneborg R.; Bergman, R.;*
The stress/creep rate of precipitation-hardened alloys;
Metal Science, (1976), S. 20-28.
- /93/ *Valsan, M.; Ennis, P.J.; Estrin, Y.; Schuster, H.;*
Berechnung des Kriechverhaltens einer Hochtemperaturlegierung aus ihren Verfestigungseigenschaften nach dem "Ein-Parameter-Modell";
interner Bericht, KFA-IRW, (1986).
- /94/ *Valsan, M.; Ennis, P.J.; Estrin, Y.; Schuster, H.;*
On the Applicability of the One Parameter Model in Predicting Creep Behaviour from Work Hardening Characteristics of Alloy 617;
interner Bericht, KFA-IRW, (1986).
- /95/ *Ugarova, E.V.; Travina, N.T.;*
Modelling of the Interaction of Dislocations With Incoherent Particles of a Strengthened Phase;
Phys. Met. Metallogr. (UDSSR), 59, (4), (1959), S. 152-158.
- /96/ *Threadgill, P.L., Wilshire, B.;*
The Effect of Particle Size and Spacing on Creep of Two-Phase-

Copper-Cobalt Alloys; Met. Sci., 8, 117, (1974).

- /97/ Tsuji, H.; Nakajima, H.;
Effect of Aging on Tensile and Fatigue Properties of a Nickel-Base
High-Temperature Alloy;
J. Nucl. Mater., 158, (1988), S. 268-278.
- /98/ Rösler, J.; Arzt, E.;
A New Model-Based Creep Equation for Dispersion Strengthened Materials;
Acta Metall. Mater., 38, (4), (1990), S. 755-759;
- /99/ Jung, I.;
Untersuchung des Verfestigungsverhaltens ferritischer zweiphasiger Fe-Ni-Al Legierungen
mit großen Anteilen der intermetallischen (Fe,Ni) Al-Phase bei hohen Temperaturen;
Dissertation, RWTH Aachen, (1986).
- /100/ Jaynath C.S.;
Experimental Evaluation of Particle Coarsening Theories;
Dissertation, Chicago, Illinois, (1988).
- /101/ Petersheim, J.; Sauthoff, G.;
Analysis of the Dependence of Creep on Stress, Temperature and on the Distributions of
Small Particles in Fe-Cr-Alloys;
in: "Deformation of Multi-Phase and Particle-Containing Materials;
Bilde Sörensen, J., Hansen, N., Horsewell A. and Lilholt, H.;
Laboratory Roskilde, Denmark, (1983), S. 479, J. Petersheim,
Doktorarbeit RWTH Aachen (1982).
- /102/ Nix, W.D.; Ilchner, B.;
Mechanisms Controlling Creep of Single Phase Metals and Alloys;
in: "Strength of Metals and Alloys";
Haasen, P.; Pergamon Press, Toronto, (1980); S. 1503.

Anhang A. Details zur Theorie

A.1. KM-Modell (Verfestigung durch die Versetzungsdichte)

A.1.1 $\dot{\epsilon} = \text{konstant}$ (Zugversuch)

Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnrate bei konstanter Struktur

$$\sigma = \hat{\sigma} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma} = M \alpha G b \rho^{\frac{1}{2}} \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\sigma}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \quad A3$$

Mit $\dot{\epsilon} = \text{konst.}$ folgt aus Gl. A3

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\sigma}{\hat{\sigma}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \quad (\dot{\epsilon} = \text{konstant}) \quad A4$$

Differenzieren von Gl. A2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} = M \alpha G b \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M \left(k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho \right) \quad A6$$

Einsetzen von Gl. A6 in Gl. A5

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = M^2 \alpha G b \frac{1}{2} k_1 \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \rho^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A7$$

Verfestigungskoeffizient nach [34]

$$k_1 = \frac{1}{b\beta} \quad A8$$

Entfestigungskoeffizient nach /34/

$$k_2 = k_{20} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{-\frac{1}{n}} \quad A9$$

Definition der athermischen Verfestigungsrate

$$\Theta_{II} = \frac{1}{2} \alpha M^2 G b k_1 = M^2 G \left(\frac{\alpha}{2\beta} \right) \quad A10$$

Vorfaktor

$$\sigma_0 = M \alpha G b \frac{k_1}{k_{20}} \quad A11$$

Einsetzen der Gleichungen A8, A9 und A10 in A7

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \Theta_{II} \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \rho^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A12$$

Für den stationären Zustand $\left(\frac{d\varepsilon}{d\varepsilon} = 0 \right)$ gilt

$$\rho_s^{1/2} = \frac{k_1}{k_2} = \frac{\sigma_0}{M \alpha G b} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad A13$$

Der Strukturparameter $\hat{\sigma}_s$ wird für den stationären Zustand

$$\hat{\sigma}_{sKM} = M \alpha G b \rho_s^{\frac{1}{2}} = M \alpha G b \frac{k_1}{k_2} = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad A14$$

Für eine konstante Dehnrage gilt nach Gl. A1

$$\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{sKM}} = \frac{\sigma}{\sigma_{sKM}} \quad A15$$

Differentialgleichung des KM-Modells für eine konstante Dehnrage

$$\underline{\underline{\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \Theta_{II} \left[1 - \frac{\sigma}{\sigma_{sKM}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}}}} \quad A16$$

Für die Sättigungsspannung σ_s erhält man aus den Gln. A2 und A12

$$\sigma_{s\,KM} = M\alpha G b \frac{k_1}{k_2} = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A17$$

Integration der Differentialgleichung A15 für den Zugversuch

$$\int_{\sigma_i}^{\sigma} \frac{d\sigma}{(\sigma - \sigma_{s\,KM})} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} - \frac{\Theta_{II}}{\sigma_{s\,KM}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} d\varepsilon \quad A18$$

Wir kürzen ab "Relaxationsdehnung ε_r "

$$\varepsilon_r = \frac{\sigma_{s\,KM} \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}}{\Theta_{II} \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}}} \quad A19$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsspannung σ_i und einer Endspannung σ , in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Dehnrage

$$\frac{\sigma - \sigma_{s\,KM}}{\sigma_i - \sigma_{s\,KM}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{\varepsilon_r}} \quad A20$$

A.1.2 $\sigma = \text{konstant}$ (Kriechversuch)

Abhängigkeit der Spannung von der Dehnrage

$$\sigma = \hat{\sigma} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma} = M \alpha G b \rho^{\frac{1}{2}} \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\sigma}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \quad A3$$

Mit $\sigma = \text{konst.}$ folgt aus Gl. A3

$$0 = \frac{\sigma}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \quad (\sigma = \text{konstant}) \quad A4$$

Differenzieren von Gl. A2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} = M \alpha G b \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte ρ

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M \left(k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho \right) \quad A6$$

Einsetzen von $\frac{d\rho}{d\epsilon}$ aus Gl. A6 in Gl. A5, Verwendung von Gl. A4

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} = -M^2 \alpha G b \frac{1}{2} k_1 \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \rho^{\frac{1}{2}} \right) \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{m}{\sigma} \quad A7$$

Verfestigungskoeffizient nach /34/

$$k_1 = \frac{1}{b\beta} \quad A8$$

Entfestigungskoeffizient nach /34/

$$k_2 = k_{20} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{-\frac{1}{n}} \quad A9$$

Definition der athermischen Verfestigungsrate

$$\Theta_{II} = \frac{1}{2} \alpha M^2 G b k_1 = M^2 G \left(\frac{\alpha}{2\beta} \right) \quad A10$$

Vorfaktor

$$\sigma_0 = M \alpha G b \frac{k_1}{k_{20}} \quad A11$$

Einsetzen der Gleichungen A8, A9 und A10 in Gl. A7

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = - \Theta_{II} \left[1 - \frac{k_2}{k_1} \rho^{\frac{1}{2}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{m}{\sigma} \quad A12$$

Für den stationären Zustand $\left(\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = 0 \right)$ gilt

$$\rho_s^{1/2} = \frac{k_1}{k_2} = \frac{\sigma_0}{M \alpha G b} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad A13$$

Strukturparameter $\hat{\sigma}_{s, KM}$ für den stationären Zustand

$$\hat{\sigma}_{s, KM} = M \alpha G b \rho_s^{\frac{1}{2}} = M \alpha G b \frac{k_1}{k_2} = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad A14$$

Einsetzen von Gleichung A14 und Gl. A2 in Gl. A12.

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = - \Theta_{II} \left[1 - \frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{s, KM}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{m}{\sigma} \quad A15$$

Abhängigkeit der stationären Dehnrates von der angelegten Spannung

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A16$$

umgeformt erhält man die der Newton'schen Gleichung entsprechende Form

$$\dot{\varepsilon}_s = \dot{\varepsilon}_0^{\frac{n}{m+n}} \dot{\varepsilon}_0^{\frac{m}{m+n}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{\frac{mn}{n+m}} \quad A17$$

Einsetzen der Gln. A14 und A1 in Gl. 16

$$\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{sKM}} = \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \quad A18$$

Einsetzen von Gl. A18 in Gl. A15

$$\underline{\underline{\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d\varepsilon} = -\Theta_{II} \left[1 - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{m}{\sigma}}}} \quad A19$$

Trennung der Variablen

$$\int_{\dot{\varepsilon}_i^{\frac{1}{m}}}^{\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}}} \frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}} \left[1 - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \right]} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} - \frac{\Theta_{II} m}{\sigma \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}} d\varepsilon \quad A20$$

Substitution von $\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}} = u$, $m \ll n$

$$\int_{u_i}^u \frac{du}{u \left(u - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \right)} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} - \frac{\Theta_{II}}{\sigma \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}} d\varepsilon \quad A21$$

Lösung des Integrales

$$\ln \frac{\left(u - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \right) u_i}{\left(u_i - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \right) u} = - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_i) \Theta_{II} \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m}}}{\sigma \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}} \quad A22$$

Wir kürzen ab (" Relaxationsdehnung " e_r)

$$e_r = \frac{\sigma \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}}{\Theta_{II} \dot{\varepsilon}_s^{\frac{1}{m}}} \quad A23$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsdehnrate $\dot{\epsilon}_i$ und einer Sättigungsdehnrate $\dot{\epsilon}_s$ in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Spannung

$$\frac{\left(\dot{\epsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\epsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}\right) \dot{\epsilon}_i \frac{1}{m} + \frac{1}{n}}{\left(\dot{\epsilon}_i \frac{1}{m} + \frac{1}{n} - \dot{\epsilon}_s \frac{1}{m} + \frac{1}{n}\right) \dot{\epsilon} \frac{1}{m} + \frac{1}{n}} = e^{-\frac{(\epsilon - \epsilon_i)}{\epsilon_r}} \quad A24$$

A.2 Modifiziertes Modell (Verfestigung durch die Wechselwirkung von Ausscheidungen mit Versetzungen)

A.2.1 $\dot{\epsilon} = \text{konstant}$ (Zugversuch)

Abhängigkeit der Spannung von der Dehnrage

$$\sigma^2 = \hat{\sigma}^2 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma}^2 = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \rho \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \frac{2\sigma^2}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad A3$$

Mit $\dot{\epsilon} = \text{konst.}$ aus Gl. A3.

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}} \right)^2 \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad (\dot{\epsilon} = \text{konstant}) \quad A4$$

Differenzieren von Gl. A2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M(k - k_2 \rho) \quad A6$$

Verfestigungskoeffizient k

$$k = k_0 \frac{L_{s \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} \quad A7$$

Der Erholungsterm k_2 /34/

$$k_2 = k_{20} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{-\frac{1}{n}} \quad A8$$

Einsetzen von $\frac{d\rho}{d\varepsilon}$ aus Gl. A6 in Gl. A5

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 k_0 \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \frac{k_2}{k_0} \rho \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A9$$

Athermische Verfestigungsrate

$$\Theta_a^2 = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 k_0 \quad A10$$

Entwicklung des Vorfaktors σ_0

$$\sigma_0^x = M \alpha G b \left(\frac{k_0}{k_{20}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad A11$$

Änderung des Carbidabstandes in Abhängigkeit von der Zeit

$$L_{\text{Carb.}} = L_s \text{ Carb.} \left[1 - c e^{-a \left(t + t_0 + \frac{b}{t + t_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \right] \quad A12$$

Einsetzen der Gln. A10 und A7 in Gl. A9.

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = \Theta_a^2 \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \frac{\hat{\sigma}^2}{\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}}^2} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A13$$

Entwicklung der Sättigungsspannung

$$\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}} = M \alpha G b \rho_s^{1/2} = M \alpha G b \left(\frac{k_0}{k_2} \right)^{\frac{1}{2}} = \sigma_0^x \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{2n}} = \sigma_0^x \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{n^x}} ; n^x = 2n \quad A14$$

Berücksichtigung von Gleichung A1.

$$\frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}}} = \frac{\sigma}{\sigma_{s \text{ mod.}}} \quad A15$$

Einsetzen der Gleichungen A14 und A15 in Gl. A12.

$$\underline{\underline{\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = \Theta_a^2 \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \frac{\sigma^2}{\sigma_{s \text{ mod.}}^2} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}}}} \quad A16$$

A.2.1.1. Entwicklung des Modells für lange Auslagerungszeiten, hohe Spannungen oder niedrige Temperaturen

$$\underline{L_{Carb.} = L_s Carb.}$$

Integration der Differentialgleichung $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ aus Gl. A16

$$\int_{\sigma_i}^{\sigma} \frac{d\sigma^2}{(\sigma^2 - \sigma_{s\,mod.}^2)} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} - \frac{\Theta_a^2}{\sigma_{s\,mod.}^2} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} d\varepsilon \quad A17$$

Zusammenfassung ("Relaxationsdehnung")

$$\varepsilon_r^x = \frac{\sigma_{s\,mod.}^2 \dot{\varepsilon}_0^x \frac{2}{m}}{\Theta_a^2 \dot{\varepsilon} \frac{2}{m}} \quad A18$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsspannung σ_i und einer Endspannung $\sigma_{s\,mod.}$ in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Dehnrage für lange Auslagerungszeiten, hohe Spannungen oder niedrige Temperaturen

$$\frac{\sigma^2 - \sigma_{s\,mod.}^2}{\sigma_i^2 - \sigma_{s\,mod.}^2} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{\varepsilon_r^x}} \quad A19$$

A.2.1.2. Entwicklung des Modells für lange Auslagerungszeiten

$$\underline{L_{Carb.} = L_s Carb. \left[1 - ce^{-a \left(t + t_0 + \frac{b}{t + t_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \right]}$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsspannung σ_i und einer Endspannung σ_s in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Dehnrage für kurze Auslagerungszeiten, niedrige Spannungen und hohe Temperaturen

$$\frac{\sigma^2 - \sigma_{s\,mod.}^2 \cdot L_s Carb. / L_{Carb.}}{\sigma_i^2 - \sigma_{s\,mod.}^2 \cdot L_s Carb. / L_{Carb.}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{\varepsilon_r^x}} \quad (Näherungslösung) \quad A20$$

A.2.2 $\sigma = \text{konstant}$ (Kriechversuch)

Abhängigkeit der Spannung von der Dehnrage

$$\sigma^2 = \hat{\sigma}^2 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma}^2 = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \rho \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = 2 \frac{\sigma^2}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad A3$$

$\sigma = \text{konstant}$

$$0 = 2 \frac{\sigma^2}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad (\sigma = \text{konstant}) \quad A4$$

Differenzieren von Gl. A2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M (k - k_2 \rho) \quad A6$$

Verfestigungskoeffizient

$$k = k_0 \frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} \quad A7$$

Berücksichtigung der polykristallinen Struktur

$$d\gamma = d\epsilon M \quad A8$$

Einsetzen von $\frac{d\rho}{d\varepsilon}$ aus Gl. A6 in Gl. A5.

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d\varepsilon} = -M^3 \alpha^2 G^2 b^2 k_0 \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \frac{k_2}{k_0} \rho \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{m}{2\sigma^2} \quad A9$$

Verfestigungsrate eines teilchengehärteten Materials

$$\Theta_a^2 = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 k_0 \quad A10$$

Entwicklung des Vorfaktors σ_0

$$\sigma_0^x = M \alpha G b \left(\frac{k_0}{k_{20}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad A11$$

zeitliche Änderung des Carbidabstandes

$$L_{\text{Carb.}} = L_s \text{ Carb.} \left[1 - c e^{-a \left(t + t_0 + \frac{b}{t + t_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \right] \quad A12$$

Einsetzen der hergeleiteten Gleichungen A7, A8 und A10 in Gl. A9

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d\varepsilon} = -\Theta_a^2 \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{m}{2\sigma^2} \quad A13$$

Trennung der Variablen

$$\int_{\frac{2}{\dot{\varepsilon}_i^m}}^{\frac{2}{\dot{\varepsilon}^m}} \frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{\frac{2}{\dot{\varepsilon}^m} \left[\frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} \right]} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} \frac{-\Theta_a^2 m}{\sigma^2 2 \dot{\varepsilon}_0^x \frac{2}{m}} d\varepsilon \quad A14$$

A2.1.1 Entwicklung des Modells für lange Auslagerungszeiten, hohe Spannungen oder niedrige Temperaturen.

$$\underline{\underline{L_{Carb.} = L_s Carb.}}$$

Substitution von $\dot{\epsilon}^{\frac{2}{m}} = u, m \ll n^x$

$$\int_{u_i}^u \frac{du}{u \left(u - \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} \right)} = \int_{\epsilon_i}^{\epsilon} - \frac{\Theta_a^2}{\sigma^2 \dot{\epsilon}_0^{\frac{2}{m}}} d\epsilon \quad A15$$

Lösung des Integrales

$$\ln \frac{\left(u - \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} \right) u_i}{\left(u_i - \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} \right) u} = - \frac{(\epsilon - \epsilon_i) \Theta_a^2 \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x}}{\sigma^2 \dot{\epsilon}_0^{\frac{2}{m}}} u \quad A16$$

Abkürzung

$$e_r^x = \frac{\sigma^2 \dot{\epsilon}_0^{\frac{2}{m}}}{\Theta_a^2 \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}}} \quad A17$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsdehnrate $\dot{\epsilon}_i$ und einer Sättigungsdehnrate $\dot{\epsilon}_s$ in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Spannung

$$\frac{\left(\dot{\epsilon}^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} - \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} \right) \dot{\epsilon}_i^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x}}{\left(\dot{\epsilon}_i^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} - \dot{\epsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} \right) \dot{\epsilon}^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x}} = e^{-\frac{(\epsilon - \epsilon_i)}{e_r^x}} \quad A18$$

2. Entwicklung des Modells für kurze Auslagerungszeiten, niedrige Spannungen und hohe Temperaturen

$$\underline{\underline{L_{Carb.} = L_s Carb. \left[1 - ce^{-a \left(t + t_0 + \frac{b}{t + t_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \right]}}$$

Substitution von $\dot{\varepsilon}^{\frac{2}{m}} = u$, $m \ll n^x$

$$\int_{u_i}^u \frac{du}{u \left(u - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} L_{Carb.}/L_s Carb. \right)} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} - \frac{\Theta_a^2}{\sigma^2 \dot{\varepsilon}_0^{\frac{2}{m}}} L_s Carb./L_{Carb.} d\varepsilon \quad A19$$

$$\frac{1}{2} \ln \frac{\left(u - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} L_{Carb.}/L_s Carb. \right) u_i}{\left(u_i - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{2}{m}} + \frac{2}{n^x} L_{Carb.}/L_s Carb. \right) u} = - \frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{e_r^x} L_s Carb./L_{Carb.} \quad A20$$

Abhängigkeit der stationären Dehnrates von der Spannung σ_0 , $\dot{\varepsilon}_0$

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}_s}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n^x}} \quad A21$$

umgeformt

$$\dot{\varepsilon}_s = \dot{\varepsilon}_0 \frac{1}{1 + \frac{n^x}{m}} \dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{1 + \frac{m}{n^x}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{\frac{mn^x}{n^x + m}} \quad A22$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsdehnrates $\dot{\varepsilon}_i$ und einer Sättigungsdehnrates $\dot{\varepsilon}_s$ in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Spannung

$$\frac{\left(\dot{\varepsilon}^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} L_{Carb.}/L_s Carb. \right) \dot{\varepsilon}_i^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}}}{\left(\dot{\varepsilon}_i^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} - \dot{\varepsilon}_s^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}} L_{Carb.}/L_s Carb. \right) \dot{\varepsilon}^{\frac{2}{m} + \frac{2}{n^x}}} = e^{-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_i)}{e_r^x}} \quad A23$$

A.3 Hybrid Modell

A.3.1 $\dot{\epsilon} = \text{konstant}$ (Zugversuch)

Abhängigkeit der Spannung von einem Strukturparameter

$$\sigma^2 = \hat{\sigma}^2 \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma}^2 = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \rho \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \frac{2\sigma^2}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad A3$$

Mit $\dot{\epsilon} = \text{konst.}$ aus A3.

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}} \right)^2 \frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} \quad (\dot{\epsilon} = \text{konstant}) \quad A4$$

Differenzieren von Gl. A2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}^2}{d\epsilon} = M^2 \alpha^2 G^2 b^2 \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M (k + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho) \quad A6$$

Einsetzen von $\frac{d\rho}{d\epsilon}$ aus Gl. A6 in Gl. A5.

$$\frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 \left[k_0 \frac{L_S \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho \right] \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A7$$

Erholungskoeffizient aus der Klammer herausziehen

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = M^3 \alpha^2 G^2 b^2 k_2 \left[\frac{k_0 L_{s \text{ Carb.}}}{k_2 L_{\text{Carb.}}} + \frac{k_1 \rho^{\frac{1}{2}}}{k_2} - \rho \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A8$$

Einsetzen der Sättigungsspannungen von mod.- und KM-Modell in Gl. 9 sowie Einführen einer fiktiven Hybridsättigungsspannung

$$\frac{d\sigma^2}{d\varepsilon} = \frac{2 \Theta_{II}}{\sigma_{s \text{ KM}}} \hat{\sigma}_{s \text{ h}}^2 \left[\frac{\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}}^2 L_{s \text{ Carb.}}}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}^2 L_{\text{Carb.}}} + \frac{\hat{\sigma}_{s \text{ KM}} \hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}^2} - \frac{\hat{\sigma}^2}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}^2} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{2}{m}} \quad A9$$

Einführen eines fiktiven Parameters p

$$p = \frac{\hat{\sigma}_{s \text{ KM}}}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}} = \frac{2}{1 + \left(1 + \frac{4 k_0 k_2 L_{s \text{ Carb.}}}{k_1^2 L_{\text{Carb.}}} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad A10$$

Berücksichtigung von Gl A1.

$$\frac{\hat{\sigma}_i}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{s \text{ h}}} \quad A11$$

Beziehen des Parameters p auf die Sättigungsspannung des modifizierten Modells

$$\frac{\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}}^2}{\hat{\sigma}_{s \text{ h}}^2} = 1 - p \quad A12$$

Berücksichtigung von Gl. 1

$$\hat{\sigma}_{s \text{ h}} = \sigma_{s \text{ h}} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{-\frac{1}{m}} \quad A13$$

zeitliche Änderung des Carbidadstandes

$$L_{\text{Carb.}} = L_{s \text{ Carb.}} \left[1 - ce^{-a \left(t + t_0 + \frac{b}{t + t_0} \right)^{\frac{1}{3}}} \right] \quad A14$$

Einsetzen aller hergeleiteten Gln. in Gl. A10

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \sigma_{sh}^2 \left[(1-p) \frac{L_s Carb.}{L} Carb. + \frac{p\sigma}{\sigma_{sh}} - \frac{\sigma^2}{\sigma_{sh}^2} \right] \quad A15$$

Trennung der Variablen

$$\frac{d\sigma}{(1-p) \frac{L_s Carb.}{L Carb.} + \frac{p\sigma}{\sigma_{sh}} - \frac{\sigma^2}{\sigma_{sh}^2}} = \frac{\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \sigma_{sh}^2 d\varepsilon \quad A16$$

Partialbruchzerlegung von Gl. A16

$$\frac{d\sigma \left(\frac{p}{2} + p_1 \right)}{\sigma - \sigma_{sh} \left(\frac{p}{2} + p_1 \right)} - \frac{d\sigma \left(\frac{p}{2} - p_1 \right)}{\sigma - \sigma_{sh} \left(\frac{p}{2} - p_1 \right)} = - \frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} t d\varepsilon \quad A17$$

Wertzuweisung von p_1

$$p_1 = \left[(1-p) \frac{L_s Carb.}{L Carb.} + \frac{p^2}{4} \right]^{\frac{1}{2}} \quad A18$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsspannung σ_i und einer Endspannung σ , in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Dehnrate

$$\frac{\sigma - \sigma_{sh}(p_1 + p/2)}{\sigma_i - \sigma_{sh}(p_1 + p/2)} \left[\frac{\sigma + \sigma_{sh}(p_1 - p/2)}{\sigma_i + \sigma_{sh}(p_1 - p/2)} \right]^{\frac{1 - \frac{p}{2p_1}}{1 + \frac{p}{2p_1}}} = e^{-\frac{2\Theta_{II}}{\sigma_{sKM}} \frac{(e - \varepsilon_i)}{1 + \frac{p}{2p_1}}} \quad A19$$

$p = 0 \rightarrow$ modifiziertes Modell

$p = 1 \rightarrow$ KM - Modell

A.3.2 $\sigma = \text{konstant}$ (Kriechversuch)

Abhängigkeit der Spannung von einem Strukturparameter

$$\sigma = \hat{\sigma} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A1$$

Abhängigkeit des Strukturparameters von der Versetzungsdichte

$$\hat{\sigma} = M \alpha G b \rho^{\frac{1}{2}} \quad A2$$

Differenzieren von Gl. A1 nach der Dehnung

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\sigma}{m} \frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} + \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \quad A3$$

Mit $\sigma = \text{konst.}$ folgt aus Gl. 3.

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} = - \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} \frac{m}{\sigma} \quad A4$$

Differenzieren von Gl. 2 nach der Dehnung

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\epsilon} = M \alpha G b \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \frac{d\rho}{d\epsilon} \quad A5$$

Entwicklung der Versetzungsdichte

$$\frac{d\rho}{d\epsilon} = M(k + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho) \quad A6$$

Einsetzen von $\frac{d\rho}{d\epsilon}$ aus Gl. 6 in Gl. 5.

$$\frac{d \ln \dot{\epsilon}}{d\epsilon} = - \frac{m}{\sigma} M^2 \alpha G b \frac{1}{2} \rho^{-\frac{1}{2}} \left[k_0 \frac{L_s \text{ Carb.}}{L_{\text{Carb.}}} + k_1 \rho^{\frac{1}{2}} - k_2 \rho \right] \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A7$$

Verfestigungsterm aus der Klammer herausziehen

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = -\frac{m}{\sigma} M^2 \alpha G b \frac{1}{2} k_1 \left[\frac{k_0}{k_1} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} \rho^{-\frac{1}{2}} + 1 - \frac{k_2}{k_1} \rho^{\frac{1}{2}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A8$$

Einsetzen der Sättigungsspannungen von mod.- und KM-Modell in Gl. 9.

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = -\frac{m}{\sigma} \Theta_{II} \left[\frac{\hat{\sigma}_{s \text{ mod.}}^2}{\hat{\sigma}_{s \text{ KM}} \hat{\sigma}} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{s \text{ KM}}}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A9$$

Einbringen einer Referenzspannung

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon}}{d \varepsilon} = -\frac{m}{\sigma} \Theta_{II} \left[\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 - \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{s \text{ KM}}}{\dot{\varepsilon}} \right)^{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} \right] \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \quad A10$$

Trennung der Variablen

$$\frac{d \ln \dot{\varepsilon} \quad \dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}}{\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}} \left[\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{n} + \frac{1}{m}} - \dot{\varepsilon}_{s \text{ KM}}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 \right) \right]} = \frac{-\frac{m}{\sigma} \Theta_{II} \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 \right)}{\dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}} d \varepsilon \quad A11$$

Substitution von $\dot{\varepsilon}^{\frac{1}{m}} = u, m < n$

$$\int_{u_i}^u \frac{du}{u \left[u - \dot{\varepsilon}_{s \text{ KM}}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 \right) \right]} = \int_{\varepsilon_i}^{\varepsilon} \frac{-\frac{m}{\sigma} \Theta_{II} \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 \right)}{\dot{\varepsilon}_0^x \frac{1}{m}} d \varepsilon \quad A12$$

Einführung eines Parameters p_1

$$p_1 = \left(\frac{\Sigma}{\sigma} \frac{L_{S \text{ Carb.}}}{L_{\text{Carb.}}} + 1 \right) \quad A13$$

Abhängigkeit der stationären Dehnrates von der angelegten Spannung

$$\sigma = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\epsilon}_s}{\dot{\epsilon}_0^x} \right)^{\frac{1}{m}} \left(\frac{\dot{\epsilon}_s}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad A14$$

umgeformt

$$\dot{\epsilon}_s = \dot{\epsilon}_0 \frac{1}{1 + \frac{n}{m}} \dot{\epsilon}_0^x \frac{1}{1 + \frac{m}{n}} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} \quad A15$$

Wir kürzen ab (aus Gl. 14.)

$$\epsilon_{rh} = \frac{\sigma_{sKM} \dot{\epsilon}_0^{\frac{1}{m}}}{\Theta_{II} \dot{\epsilon}_s^{\frac{1}{m}}} \quad A16$$

Übergangsfunktion zwischen einer Anfangsspannung σ_i und einer Endspannung σ , in Abhängigkeit von der Dehnung bei konstanter Spannung

$$\frac{\left(\dot{\epsilon}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} - \dot{\epsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} / p_1 \right) \dot{\epsilon}_i^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}}{\left(\dot{\epsilon}_i^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} - \dot{\epsilon}_s^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}} / p_1 \right) \dot{\epsilon}^{\frac{1}{m} + \frac{1}{n}}} = e^{-\frac{(\epsilon - \epsilon_i)}{\epsilon_{rh}}} \quad A18$$

Danksagung

Wir danken Herrn Prof. J. Estrin, Technische Universität Hamburg-Harburg, für seine zahlreichen Hinweise und die Durchsicht der Arbeit.

Wir möchten uns bei allen Mitarbeitern des IRW, welche uns bei der experimentellen Durchführung der Arbeit unterstützt haben, bedanken. Insbesondere bei Herrn Schiffers, Herrn Mönch und Herrn Mertens für die Unterstützung bei der Einrichtung des Prüfstandes zur Durchführung der Zugversuche, bei Herrn P. Ennis für die Beschaffung der Werkstoffe, bei Herrn Lange für die Durchführung der Relaxations-, und Zeitstandsversuche, bei Herrn Els für die REM-Untersuchungen und bei Herrn Gutzeit und Frau Fisseler für die Hilfestellung bei den metallographischen Untersuchungen und der Anfertigung der Gefügebilder.