

KfK 3 184
November 1982

**Entwicklung eines
Deformations- und
Versagensmodells für Zircaloy
im Hochtemperaturbereich
zur Anwendung bei
Kühlmittelverluststörfall-
untersuchungen
an Leichtwasserreaktoren**

S. Raff
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 3184

**Entwicklung eines Deformations- und Versagensmodells für
Zircaloy im Hochtemperaturbereich zur Anwendung bei
Kühlmittelverluststörfalluntersuchungen an
Leichtwasserreaktoren**

S.Raff

**Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation**

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

ABSTRACT

Zur Beschreibung des Deformations- und Versagensverhaltens von Zircaloy-4 im Hochtemperaturbereich (600° bis 1400°C) wurde das phänomenologische Modell NORA entwickelt und anhand zahlreicher experimenteller Daten verifiziert. Sein Anwendungsbereich liegt in der Berechnung der Hüllrohrverformung beim Kühlmittelverluststörfall bei großen und kleinen Lecks.

Das Verformungsmodell besteht aus einem zweigliedrigen Ansatz für die Dehngeschwindigkeit, dessen Komponenten das Zusammenwirken unterschiedlicher dehngeschwindigkeits- und temperaturgesteuerter Verformungsmechanismen berücksichtigen. Für die stationäre Verformung ergibt sich daraus der im hier betrachteten großen Dehngeschwindigkeitsbereich (10^{-5} bis 10^0 1/s) experimentell festgestellte dehngeschwindigkeitsabhängige Spannungsexponent. Während der transienten Verformungsphase erzeugt der durch die Verformungsenergie gesteuerte Wechsel der Mechanismen in einem Übergangsbereich der Dehngeschwindigkeit eine der Beobachtung entsprechende Entfestigung des Materials, die eine instabile Verformung begünstigt. Zusammen mit dem Verfestigungsansatz ist das Modell in der Lage, den Dehnverlauf für kleine und große Dehnungen differentiell gut zu beschreiben. Der insbesondere bei hohen Temperaturen starke Einfluß der oxydativ wirkenden Dampfathmosphäre wird berücksichtigt durch die Modellierung der verfestigenden Wirkung des im Material aufgenommenen Sauerstoffs, der Ribbildung und Ablösung der spröden Oxid- und α -Schicht im Laufe der Verformung, sowie durch eine Dehngeschwindigkeitskomponente infolge der Oxydationsspannungen bei ablaufender Oxydationsreaktion.

Das mit der Deformation eng gekoppelte Versagenskriterium besteht aus einer modifizierten Dehnungssummenregel. Es berücksichtigt neben der Temperaturabhängigkeit der Versagensdehnung den Einfluß der Dehngeschwindigkeit und die dehnungsreduzierende Wirkung des infolge der Oxydation aufgenommenen Sauerstoffs.

Development of a Deformation and Failure Model for Zircaloy at High Temperatures for Light Water Reactor Loss-of-Coolant-Accident Investigations

ABSTRACT

To describe Zircaloy-4 deformation and failure behaviour at high temperatures (600 to 1400°C), the phenomenological model NORA was developed and verified against numerous experimental results. The model can be applied to the calculation of fuel rod cladding deformation during small and large break loss-of-coolant-accidents.

The deformation model consists of a two term equation for strain rate which considers the interaction of different strain rate and temperature controlled deformation mechanisms. During steady state deformation the transition from one mechanism to the other produces the experimentally observed strain rate dependence of the stress exponent in the large strain rate region (10^{-5} to 10^0 1/s) considered here. During transient creep the change of creep mechanisms, which is controlled by the deformation energy, produces a flow softening behaviour which leads to unstable creep. Together with a hardening model the NORA model is capable of predicting strain histories in a good approximation for both small and large strain values. The influence of an oxidative steam atmosphere, which is particularly important at high temperatures, is taken into account by modeling the hardening due to oxygen uptake, cracking in the brittle oxide layer and oxygen stabilized α -layer, and by a strain rate component due to oxidation induced stress.

The failure criterion, which is closely connected to the deformation model, is based on a modified strain fraction rule. The dependence of failure strain on temperature is considered as well as the influence of strain rate and the reduction of failure strain due to oxygen uptake.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Das Modell	5
3. Datenanalyse und Modellsynthese	16
3.1 Die Experimente	16
3.1.1 Versuchsarten	16
3.1.2 Datenbank	19
3.1.3 Versuchsdatendarstellung	22
3.2 Grundmodell für die plastische Deformation	29
3.2.1 Zustandsvariable und Parameter des Materialmodells	29
3.2.2 Bedeutung der stationären Verformung für die Modellentwicklung	31
3.2.3 Bestimmung des Ansatzes für die stationäre Verformung	33
3.3 Transiente Deformation	44
3.3.1 Das Verfestigungsmodell	45
3.3.2 Entfestigungsmodell - Dynamischer Wechsel der Verformungsmechanismen	54
3.4 Einfluß der Oxydation auf das Deformationsverhalten	61
3.4.1 Verfestigender Einfluß des im Metall gelösten Sauerstoffs	66
3.4.2 Einfluß der Sauerstoffverteilung infolge Oxydation	70
3.4.3 Einfluß der oxydierenden Atmosphäre	76
3.5 Das Versagenskriterium	80
3.5.1 Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Versagensdehnung	80
3.5.2 Einfluß der Oxydation auf die Versagensdehnung	87
3.5.3 Das modifizierte Dehnungssummenkriterium (SFR)	92
3.6 Modelljustierung	95
3.6.1 Parameterjustierung - methodisches Vorgehen	95
3.6.2 Modellsensitivität	98

	Seite
3.6.3 Übertragbarkeit auf unterschiedliche Probengeometrie und Versuchsführung	103
3.6.4 Güte der Modellapproximation	110
4. Modellverifizierung	117
4.1 Verifizierung des Deformationsmodells	118
4.1.1 Isotherme Rohrberstversuche	118
4.1.2 Temperaturtransiente Experimente in inerter Atmosphäre	121
4.1.3 Temperaturtransiente Experimente in Dampf- atmosphäre	123
4.2 Verifizierung des Versagenskriteriums	124
4.2.1 Versagen unter isothermer Versuchsführung - Einfluß der Hüllrohrwandstärkeverteilung	126
4.2.2 Versagen unter temperaturtransienter Versuchs- führung - Azimutale Temperaturverteilung und Effekt der Aufheizgeschwindigkeit	128
5. Diskussion	139
6. Zusammenfassung	145
7. Literaturverzeichnis	147
Anhang 1 Spannungsverteilung einer rotationssymmetrischen Zylinderschale unter Innendruckbelastung	153
Anhang 2 Vergleich der Deformation eines Zylinders und einer Kugel gleichen Radius unter Innendruckbelastung	155
Anhang 3 Zur Analyse von Rohrverformungsdaten	158
Anhang 4 Einfluß der veränderten Biaxialität auf die Rohr- deformation	159
Anhang 5 Ablaufdiagramm und programmierte Form des Modells	161

1. Einleitung

Die in den letzten Jahren intensiv betriebenen Sicherheitsuntersuchungen zur Genehmigung und zum Betrieb von Leichtwasserreaktoren hatten unter anderem das Ziel, das Brennstabverhalten auch unter Störfallbedingungen einer realistischen Beschreibung zugänglich zu machen und damit den Sicherheitsabstand der bisher üblichen konservativen Betrachtungsweise abzuschätzen.

Dieses Bestreben führte zur Entwicklung fortgeschrittener "best estimate"-Codes wie z.B. FRAP-T4 / 1 /, MABEL / 2 / und SSYST / 3 /, die für den hypothetischen Kühlmittelverluststörfall (KVS, engl. LOCA) eines Druckwasserreaktors auf deterministische oder probabilistische Weise / 4 / sicherheitsrelevante Aussagen bezüglich des Brennstabverhaltens im Brennelementverband für den gesamten Reaktorkern machen. Diese Aussagen betreffen unter anderem das Verhalten des Zircaloy-4 Brennstabhüllrohres, dessen plastisches Dehnverhalten die Kühlbarkeit des von einem Störfall betroffenen Reaktorkerns beeinträchtigen kann und dessen Versagen die Menge der dadurch aus den Brennstäben freigesetzten Spaltprodukte bestimmt. Neben einer verbesserten Beschreibung der thermohydraulischen Randbedingungen, erfordert eine verbesserte Brennstabmodellierung vor allem eine bessere Kenntnis des Zircaloy-4 Materialverhaltens, was den Anstoß zu dieser Arbeit gab.

Im Verlauf eines KVS führt die verminderte Kühlung zu einem Anstieg der Hüllrohrtemperatur weit über den Betriebswert hinaus. Während das Hüllrohr im Betrieb unter leichter Außendruckbelastung steht, kommt es infolge des rasch unter den Brennstabinnendruck abfallenden Systemdrucks zu einer vom Brennstabfülldruck und von der Spaltgasfreisetzung abhängigen Innendruckbelastung. Beides, erhöhte Temperatur und Innendruckbelastung, kann zu großen plastischen Rohraufweitungen (ballooning) führen, die unter Laborbedingungen beim Versagen bis zu 200 % Umfangsdehnung erreichen können. Im Brennstabbündel bewirken jedoch bereits ca. 30 % koplanarer Dehnung ein gegenseitiges Berühren der Stäbe.

Der vom Störfall verursachte Temperaturanstieg bedingt in mannigfacher Weise eine Veränderung des elastischen und plastischen Verformungs- und Versagensverhaltens des Hüllrohrs bzw. Hüllrohrmaterials (Abb. 1.1). Während beim Zircaloy unterhalb 820 C die hexagonale Kristallstruktur (hcp) der α -Modifikation thermodynamisch stabil ist, stellt sich im Temperaturbereich $820 < T[C] < 960$ ein Phasengemisch, bestehend aus der α -Modifikation und der ab 960 C stabilen kubisch-raumzentrierten (bcc) β -Modifikation ein. Abhängig von der Verweilzeit finden

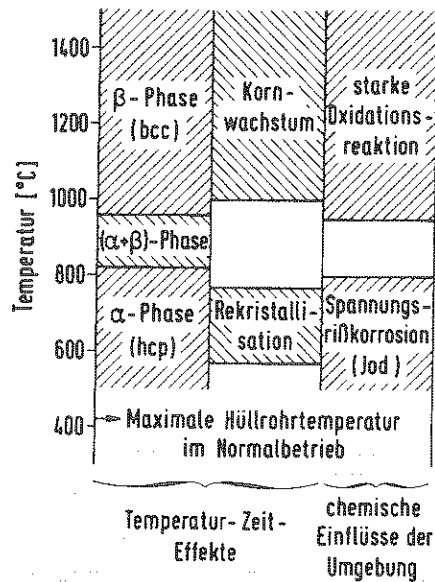


Abb. 1.1

Materialveränderungen im Temperaturbereich von Kühlmittelverluststörfällen

im α -Bereich zwischen 600 und 700 C Rekristallisationsvorgänge und bei Temperaturen über 1000 C ein verstärktes Kornwachstum statt. Hinzu kommen chemische Wechselwirkungen mit der Hüllrohrumgebung: An der Hüllrohraußenseite kommt es zu einer ab 1000 C verstärkt einsetzenden Oxydationsreaktion zwischen Zirkon und Wasserdampf, an der Innenseite kann es durch Wechselwirkungen mit Spaltprodukten insbesondere zu Spannungsrisskorrosion, verursacht durch Jod, kommen.

Die modellmäßige Erfassung der Hüllrohrverformung und des Hüllrohrversagens zur Anwendung in einem Störfallrechenprogramm bedeutet, ein Materialmodell zu entwickeln, das im Zusammenwirken mit dessen Mechanikmodell in der Lage ist, große plastische Verformungen, einschließlich des Versagens bei stark variierenden Materialeigenschaften und Randbedingungen zu beschreiben.

Entsprechend der Bedeutung dieser Aufgabe für KVS-Sicherheitsuntersuchungen wurden oder werden weltweit Anstrengungen zur Modellierung der Verformungseigenschaften von Zircaloy unternommen. Dabei unterscheiden sich die einzelnen Modellentwicklungen der Literatur wesentlich im Grade der Modellauflösung und der Art der Modellierung von Einzeleffekten.

Nach einer groben Klassifizierung kann zwischen folgenden Vorgehensweisen unterschieden werden:

- a.) numerisch-empirische Approximationen der Dehnungsfunktion bzw. der Koeffizienten eines "bewährten" Dehngeschwindigkeitsansatzes (Norton-Ansatz)

- b.) phänomenologische Beschreibung der Verformung sowie der sie beeinflussenden Materialveränderungen
- c.) phänomenologische Beschreibung unterstützt durch Kenntnis der zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge

Zur Gruppe a.) können die Entwicklungen in /5,6,7/ gerechnet werden. Mit Daten störfalltypischer Experimente werden in /5/ die Verformungseigenschaften über eine rein numerische Approximation beschrieben, während in /6/ und /7/ dazu ein Norton'scher Kriechansatz benutzt wird. Zwischen den Klassen a.) und b.) ist die MATPRO-Entwicklung /8/ einzuordnen. Bei Benutzung experimenteller Ergebnisse unterschiedlicher Versuchsbedingungen werden Veränderungen der Materialeigenschaften über empirisch numerische Parameterfunktionen beschrieben. Die Modelle CANSWEL /9/, ELOCA /10,11/ und MATMOD /12/ gehören der Gruppe b.) oder c.) an. Sie geben eine phänomenologische Beschreibung, wobei teilweise die Kenntnis der den Phänomenen zugrunde liegenden physikalischen Vorgängen das Auffinden geeigneter Modellansätze und Modellparameter erleichtert.

Die mehr empirisch ausgerichteten Modellentwicklungen nach a.) haben den Vorteil, daß auf schnelle Art und Weise ein einfach zu handhabendes Modell entsteht. Der entscheidende Nachteil ist, daß solche Modelle nur eine sehr begrenzte Gültigkeit haben, da die komplizierten Materialveränderungen nur implizit enthalten sind. Dieser Nachteil entfällt bei Modellen nach b.) und c.), die die Einzelphänomene beschreiben und durch das Auflösen nach Einzeleffekten ihre Abhängigkeit von bestimmten Versuchsführungen verlieren. Jedoch ist der Aufwand bei der Modellentwicklung sehr viel größer und das Modell ist von komplizierterer Art. Diese Modellentwicklungen finden daher die Grenzen ihrer Anwendung entweder in der Beschränkung des Temperaturbereichs wie bei MATMOD /12/, im Fehlen von wichtigen Modellkomponenten, z.B. bezüglich der Oxydation /9,10,12/, oder durch ein fehlendes Versagenskriterium /9,10,12/.

Ziel der hier vorliegenden Modellentwicklung ist es, sowohl ein Deformationsmodell als auch ein Versagenskriterium zu entwickeln, das im gesamten für KVS-Störfälle (d.h. große und kleine Lecks) zu betrachtenden Temperatur- und Dehnungsgeschwindigkeitsbereich ($600 < T [C] < 1400$ bzw. $10^{-5} < \dot{\epsilon} [1/s] < 10^0$) das Verformungs- und Versagensverhalten von Zircaloy, abhängig von den dort dominanten Phänomenen, beschreiben kann. Dabei wird großer Wert auf eine gute Wiedergabe des Beginns der Verformung, d.h. des Bereichs kleiner und mittlerer Dehnungen, gelegt. Das Modell soll innerhalb des Programmsystems SSSYST in Verbindung des

dort benutzten Schalenmodells für die Zircaloy-Hülle eingesetzt werden. Entsprechend dieser Zielvorstellung besteht der Sinn der vorliegenden Arbeit weniger darin, eine Modellentwicklung in einzelnen Details weiterzutreiben, sondern die für SSYST wesentlichen Effekte zu modellieren, so daß insgesamt ein Modell entsteht, was allen Einflüssen gleichmäßig Rechnung trägt.

Um das Ziel einer breiten Anwendbarkeit zu erreichen, wird eine Modellentwicklung der phänomenologischen Beschreibung der Einzelphänomene angestrebt, wobei, soweit möglich, physikalisches Verständnis die Modellierung unterstützen soll. Dabei ist der Stand des Wissens bezüglich der einzelnen Teilaufgaben sehr unterschiedlich. Während die Beschreibung des stationären Verformungsverhaltens von Metallegierungen mit physikalisch begründeten Verformungsmechanismen in der Literatur schon relativ weit fortgeschritten ist /13/, trifft dies sehr viel weniger zu für die hier wichtigen transienten Verformungsbereiche und praktisch nicht für die Vorgänge die zum Versagen führen. Dieser Umstand, sowie das sehr komplexe Zircaloy-Verhalten, führen dazu, daß teilweise auch empirische Annahmen getroffen werden müssen, um zu einem für die Computer-Simulation erforderlichen geschlossenen Modell zu kommen.

Das Ergebnis der unter dem Namen NORA (Norton-Approximation) betriebenen Modellentwicklung wird im nächsten Kapitel (Kap. 2) kurz dargestellt. Diese Version wird unter der Bezeichnung NORA 2 in SSYST verwendet. Kap. 3 gibt dann nach einer Darstellung der diesem Modell zugrunde liegenden Experimente eine ausführliche Datenanalyse und Modellbegründung bezüglich des Grundmodells für die plastische Deformation, seiner Einzeleffekte beschreibenden Teilmodelle sowie des Versagenskriteriums. Das Kapitel schließt ab mit der Darstellung des Vorgehens bei der Parameterjustierung, der Modellsensitivität, der Modellübertragbarkeit und der Beurteilung der Modellgüte anhand der zur Ableitung benutzten Experimente. Die Verifizierung des anhand isothermer Experimente abgeleiteten Modells besonders an temperaturtransienten Experimenten wird in Kap. 4 dargestellt. In Kap. 5 wird schließlich eine Diskussion bezüglich des Erreichten im Lichte der Aufgabenstellung und der Modellentwicklungen der Literatur geführt. Möglichkeiten der Modellweiterentwicklung und dazu erforderliche Bedingungen werden abschließend skizziert. Den Schluß bildet eine zusammenfassende Charakterisierung der vorliegenden Arbeit.

2. Das Modell

Entsprechend der Aufgabenstellung muß das Modell sowohl den Deformationsverlauf als auch das Versagen unter sehr unterschiedlichen Temperatur- und Lastverhältnissen beschreiben. Sowohl das Deformationsmodell als auch das Versagenskriterium besteht aus Einzelkomponenten, die den Einflüssen unterschiedlicher Phänomene Rechnung tragen und je nach Temperatur- und Lastgeschichte unterschiedliche Beiträge zum Gesamtverhalten für die Verformung und das Versagen ergeben.

In diesem Abschnitt werden diese Detailmodelle und die zugrundeliegenden Phänomene in ihrer Gesamtheit kurz dargestellt. Im anschließenden Kapitel wird der Zusammenhang zwischen den Einzelphänomenen und den Experimenten erläutert bzw. es wird beschrieben, wie sowohl die Form der Ansätze als auch deren Koeffizienten aus entsprechenden Experimenten abgeleitet wurden.

Im Mittelpunkt der hier zu betrachtenden großen Deformationen steht der plastische Anteil, der letztlich die bleibende Veränderung des Kühlkanalquerschnitts im Brennstabgitter des Reaktorcores bestimmt. Um den Beginn der plastischen Verformung richtig erfassen zu können, sind jedoch auch die nichtbleibenden elastischen und thermischen Dehnungskomponenten ϵ_{el} und ϵ_{th} zusätzlich zu der plastischen Dehnung ϵ_{pl} mitzuberechnen. Bei der Bestimmung der Gesamtdehnung ϵ_{ges} wird entsprechend der Beziehung

$$\epsilon_{ges} = \epsilon_{el} + \epsilon_{th} + \epsilon_{pl} \quad (2.1)$$

angenommen, daß sie sich als Summe der Einzelkomponenten ergibt.

Die plastische Deformation wird mittels einer Beziehung für die Dehngeschwindigkeit bestimmt. Die Form dieser Beziehung und deren Detailmodelle sind in Abb. 2.1 dargestellt. Der obere Teil der Abbildung zeigt die Modellkomponenten für das duktile Grundverhalten des Materials in inerter Atmosphäre, die sowohl das stationäre als auch das transiente Verformungsverhalten beschreiben. Der untere Teil zeigt, wie die im praktischen Anwendungsfall gegebene Dampf- und Oxydationsatmosphäre das duktile Grundverhalten des Materials, abhängig von Temperatur und Reaktionszeit, beeinflußt.

Das Basismodell des duktilen Materialverhaltens besteht aus einem zweigliedrigen

Potenzansatz für die Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{ss}$

$$\frac{\dot{\epsilon}_{ss}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\bar{\sigma}_{ss}}{\bar{\sigma}_{R1,ss}} \right]^{n_1} + \left[\frac{\bar{\sigma}_{ss}}{\bar{\sigma}_{R2,ss}} \right]^{n_2} \quad (2.2)$$

der das stationäre Verformungsverhalten beschreibt. In doppelt logarithmischer Darstellung $\ln \bar{\sigma} / \ln \dot{\epsilon}$ ergeben sich damit die in Abb. 2.1 dargestellten Geradenstücke.

Mit diesem zweigliedrigen Ansatz wird berücksichtigt, daß insbesondere im Phasenumwandlungsbereich der Spannungsexponent von der Dehngeschwindigkeit bzw. der Belastung (Spannung) abhängt. Die Ursache dieser Abhängigkeit wird in der Wirksamkeit unterschiedlicher, von der Belastung abhängiger Verformungsmechanismen gesehen, die je nach Lastbereich (Dehngeschwindigkeitsbereich) dominant werden. Dabei repräsentiert der Mechanismus 1 (Mech. 1) im wesentlichen das Versetzungskriechen für kleinere Dehngeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c$ (Abb. 2.1) und Mechanismus 2 (Mech. 2) approximativ das Versetzungsgleiten für größere Dehngeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c$.

Im Hochtemperaturbereich $T/T_H > 0.5$ läßt sich die Temperaturabhängigkeit der stationären plastischen Deformation von Metallen im allgemeinen auf die Temperaturabhängigkeit von, für entsprechende Verformungsmechanismen charakteristische, Diffusionskoeffizienten D zurückführen. Diese läßt sich über die Arrheniusbeziehung

$$D(T) = D_0 e^{-Q/RT} \quad (2.3)$$

darstellen. Durch Bezug der Dehngeschwindigkeit auf einen die Verformung charakterisierenden Diffusionskoeffizienten läßt sich damit oft die Temperaturabhängigkeit dieser bezogenen Dehngeschwindigkeit eliminieren.

Im vorliegenden Temperaturbereich wird diese "Arrheniusabhängigkeit" jedoch durch die Phasenumwandlung des Zircaloy stark gestört. Da die Phasenumwandlung im Detail hier nicht modelliert wurde, und beim vorliegenden Detaillierungsgrad des Modells die Spannungsexponenten auch außerhalb des Phasenumwandlungsbereichs von der Temperatur abhängig sind, wird die Temperaturabhängigkeit über temperaturabhängige Spannungsexponenten $n_1(T), n_2(T)$ sowie temperaturabhängige Referenzspannungswerte $\bar{\sigma}_{R1,ss}(T), \bar{\sigma}_{R2,ss}(T)$ vorgegeben. Damit sind die im $\ln \bar{\sigma}_{ss} / \ln \dot{\epsilon}_{ss}$ Diagramm dargestellten Teilgeraden festgelegt.

Mit diesem Basismodell können stationäre bzw. quasistationäre Verformungsbereiche beschrieben werden. Zur Beschreibung des gesamten Verformungsverlaufes, ausgehend von kleinen Dehnungen bis zum Versagen bei großen Dehnungen, sind jedoch, abhängig von der Temperatur und dem Dehngeschwindigkeitsbereich, auch nichtstationäre (transiente) Verformungsbereiche von Bedeutung. Zwei wesentliche Phänomene sind im vorliegenden Modell berücksichtigt: die Verfestigung und die Entfestigung.

Im Gegensatz zum ideal plastischen Verhalten, bei dem ab Erreichen der Streckgrenze die weitere Deformation unter konstanter Spannung verläuft, steigt die Spannung beim hier vorliegenden realen Material mit zunehmender Dehnung an. Dieses als Verfestigung gekennzeichnete Materialverhalten wird mit dem Verfestigungsmodell erfaßt. Die Verfestigung wird darin über den Aufbau einer inneren Gegenspannung σ_s modelliert, die der angelegten äußeren Spannung σ entgegenwirkt. Im betrachteten Falle eines Zugversuchs bei konstanter Zuggeschwindigkeit läuft die Verfestigungsspannung σ_s nach der Beziehung

$$\sigma_s = \sigma_{s,\infty} [1 - \exp(-\epsilon/\bar{\epsilon})] \quad (2.4)$$

mit wachsender Verformung ϵ asymptotisch in einen Grenzwert $\sigma_{s,\infty}$ ein, der die stationäre Verformung bestimmt. Aus der Forderung, daß der Ansatz Gl. (2.2) im allgemeinen Ansatz der Abb. 2.1 enthalten sein muß, ergeben sich für die Referenzspannungswerte σ_{Ri} der Abb. 2.1 die Beziehungen

$$\sigma_{Ri} = \sigma_{Ri,ss} \left[1 - \frac{\sigma_{s,\infty}}{\sigma_{ss}} \right] \quad i = 1, 2 \quad (2.5)$$

Dabei wird angenommen, daß beide Verformungsmechanismen demselben Verfestigungsmechanismus unterworfen sind.

Neben dem soeben beschriebenen Verfestigungseffekt kann es, abhängig von der Last bzw. dem Dehngeschwindigkeitsbereich, auch zu Verformungsphasen kommen, in denen das Material eine Entfestigung erfährt, wie sie in Abb. 2.1 oben rechts für die Versuchsführung eines Spannungs-Dehnungs-Experiments dargestellt ist. Diese Phase der Entfestigung führt zeitweise zu einem instabilen Verformungsverhalten, was im Experiment zu verstärkter Probeneinschnürung und damit zu einer Verringerung der Probenlänge beim Versagen sowie einer stärkeren Datenstreuung führt. Der Effekt beschränkt sich auf den Dehngeschwindigkeitsbereich des zweiten Verformungsmechanismus ($\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_C$) und schwächt sich dann bei größeren Dehngeschwindigkeiten wieder ab. Er läßt sich auf einen Wechsel der Deformationsmechanismen vor Erreichen der stationären Verformung erklären. Der Mechanismus

des Versetzungsgleitens (Mech.2) bedarf einer Aktivierung ehe er wirksam werden kann. Während der Zeit der Aktivierung verläuft die Deformation auch für Dehngeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c$ entsprechend den Bedingungen des ersten Mechanismus bei höheren Spannungswerten bzw. kleineren Dehngeschwindigkeiten (gestrichelte Gerade in Abb. 2.1). Erst nach der Aktivierung des zweiten Mechanismus vollzieht sich die Verformung nach den für Mech.2 gültigen Bedingungen bei kleineren Spannungen bzw. größeren Dehngeschwindigkeiten. Die Aktivierung des Mech.2 wird über eine Funktion $f(E,T)$

$$f(E,T) = 1 - \exp\left[\frac{-E}{E_s(T)}\right] \quad (2.6)$$

der Verformungsenergie E und der Temperatur T gesteuert. Die Schwellenergie $E_s(T)$ ist eine von der Temperatur abhängige Energie, die das Übergangsverhalten auf den zweiten Mechanismus charakterisiert.

Mit diesen drei Detailmodellen (stationäre Deformation, Verfestigung und Entfestigung) ist das Modell in der Lage, das transiente und stationäre Deformationsverhalten des duktilen Materials in einem weiten Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsbereich für sehr unterschiedliche Lastbedingungen zu beschreiben. (Siehe Kap. 3.)

Bei Kühlmittelverluststörfallbedingungen bewirkt die Wasserdampfatmosfera die stark thermisch aktivierte Oxydationsreaktion zwischen Zircaloy und Wasserdampf. Es kommt zur Bildung einer Oxidschicht sowie einer Sauerstoffanreicherung im duktilen Material, was die Deformationseigenschaft gegenüber dem bisher betrachteten Materialverhalten stark beeinflussen kann. Das auf diese Weise veränderte Material stellt eigentlich einen Verbundwerkstoff dar, dessen mechanisches Verhalten durch ein Mehrschichtenmodell beschrieben werden sollte. Im Rahmen der Schalentheorie des Programmsystems SSYST, innerhalb dessen das vorliegende Modell zum Einsatz kommt, müssen die Verbundeigenschaften jedoch mit über dem Querschnitt der Hüllrohrwand homogenisierten Materialeigenschaften beschrieben werden. Infolge der Oxydationsreaktion und der damit verbundenen Materialveränderungen kommt es sowohl zu verfestigenden als auch entfestigenden Einflüssen. Im vorliegenden Modell sind drei wesentliche Einflüsse berücksichtigt (Abb. 2.1 unten).

Der im Metall gelöste Sauerstoffanteil hat auf das Materialverhalten generell eine verfestigende Wirkung. Es hat sich gezeigt (siehe Kap. 3.4), daß der

Sauerstoff, ebenso wie die Stabilität der α -Phase, auch die mechanische Festigkeit bzw. das Verformungsverhalten zu höheren Temperaturen verschiebt. Im Modell wird dieser Effekt durch eine Absenkung der Temperatur (äquivalente Temperatur) bei wachsendem Sauerstoffgehalt dargestellt. Die Temperaturabsenkung wird auf der Basis des pseudobinären Phasenzustandsdiagramms Zry-O unter Zuhilfenahme einer homologen Temperatur bestimmt. Dadurch werden die Spannungsexponenten n_1 und n_2 sowie die Referenzspannungswerte σ_{R_1} und σ_{R_2} implizit vom Sauerstoffgehalt abhängig.

Ebenso wie der im Metall gelöste Sauerstoff wirkt die an der Außenhaut entstandene Oxidschicht verfestigend, solange sie fest haftet und unbeschädigt ist. In der homogenisierenden Betrachtungsweise des Modells wird die Temperaturverschiebung über den gesamten Sauerstoffgehalt des Materials (einschließlich Oxid) bestimmt.

Im Laufe der Deformation kommt es bei Temperaturen unter 1100 C, insbesondere im Temperaturbereich der Phasenumwandlung zu einer Rißbildung der spröden Oxidschicht, und deren Tragfähigkeit geht mit zunehmender Dehnung verloren, so daß sich praktisch eine Wandstärkereduktion ergibt, die zu einer Entfestigung des Komposits führt. In Anlehnung an Überlegungen der Bruchmechanik wird der Vorgang der Rißbildung über eine Energie beschrieben, die zur Bildung der neu entstehenden Rißoberflächen benötigt wird und durch die Deformation der Oxidschicht zur Verfügung gestellt wird. Entsprechend der fortschreitenden Rißbildung wird der mittlere Sauerstoffgehalt reduziert und die dadurch bedingte Wandstärkereduktion in der Spannungsanalyse berücksichtigt. Die experimentelle Erfahrung hat gezeigt, daß die Risse bis zur β -Phase laufen. Der Vorgang der Rißbildung macht sich besonders bei voroxydierten Proben bemerkbar. Im Vergleich zu Proben ohne Sauerstoffeinfluß, zeigen diese zunächst ein deutlich festeres Verhalten. Nach dem Aufbrechen der Oxidschicht kommt es jedoch durch den Einfluß der Wandstärkeschwächung zu einem schnelleren Versagen.

Während die Mechanismen der Verfestigung und der Rißbildung nur abhängig vom Sauerstoffgehalt bzw. der Oxidschichtdicke sind und nach einer Voroxydation auch in inerter Atmosphäre wirksam sind, ist die dritte Komponente (die Oxydationsspannung) nur bei laufender Oxydation wirksam (oxydationsratenabhängiger Prozeß). Durch die Volumenzunahme der sich bildenden Oxidhaut kommt es zu Spannungen in der Grenzschicht zwischen Metall und Oxid, die das duktile Material auf Zug und das Oxid auf Druck beanspruchen. Daraus resultiert eine Dehn-

geschwindigkeit infolge Oxydation, die auch ohne Last zu beträchtlichen Deformationen führen kann. Diese Dehngeschwindigkeitskomponente führt dazu, daß eine minimale Kriechgeschwindigkeit in oxydierender Atmosphäre nicht unterschritten werden kann.

In der Praxis hat sich gezeigt, daß die Auswirkungen der Oxydation sehr komplex sein können. Glücklicherweise vereinfacht sich das diesbezügliche Verhalten gerade im Temperaturbereich über 1100 C, in welchem der Sauerstoffeinfluß infolge der dort stark anwachsenden Reaktionsgeschwindigkeit sehr groß wird. In diesem Temperaturbereich nimmt die Tragfähigkeit bzw. Verformbarkeit der Oxidhaut so stark zu, daß eine Ribbildung bei kleineren Dehnungen nicht auftritt und das relativ einfache Sauerstoffverfestigungsmodell gute Ergebnisse bringt. Genauigkeitsbegrenzend wird hier die Unschärfe in der Oxydationskinetik, die bereits in den Experimenten eine im Vergleich zu inerter Atmosphäre größere Datenstreuung bewirkt.

Zur Bestimmung der maximal möglichen Dehnung, aus der eine maximal mögliche Kühlkanalversperrung bestimmt werden kann, muß eine Deformationsgrenze, d.h. ein Versagenskriterium, aufgestellt werden. Dieses muß mit dem Deformationsmodell eng gekoppelt sein, d.h. dessen maßgeblichen Einflußgrößen sollten aus im Deformationsmodell enthaltenen Größen bestimmt werden können. Im Vergleich zu den Mechanismen der Deformation ist das phänomenologische Verständnis von Versagensmechanismen in der Literatur noch sehr viel lückenhafter, so daß man für die praktische Anwendung zunächst mit mehr empirischen, an einen engeren Gültigkeitsbereich gekoppelten, Kriterien arbeiten muß.

Das hier entwickelte Kriterium und seine Einflußgrößen sind in Abb. 2.2 zusammenfassend dargestellt. Die quantitative Anpassung erfolgte an Rohrexperimenten, qualitativ zeigt jedoch auch das Versagen der Zugproben gleiches Verhalten.

Die Analyse sowohl eindimensionaler Zugversuche als auch Rohrversuche hat gezeigt, daß eine modifizierte Versagensdehnung eine brauchbare Größe für das Materialversagen ist. Zwar ergibt sich durch den Einfluß der Phasenumwandlung auch für ideale isotherme Experimente in inerter Atmosphäre eine komplizierte Abhängigkeit der Versagensdehnung von der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit (Abb. 2.2 links oben), jedoch erlaubt die Bildung einer modifizierten Versagensdehnung ϵ_f^*

$$\epsilon_f^* = \int_{t=0}^{t_f} \left(\frac{\dot{\epsilon}(t)}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{k(T)} \dot{\epsilon}(t) dt \quad (2.7)$$

die Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit näherungsweise zu eliminieren (Abb. 2.2 rechts oben).

Während der Deformation wird nun eine Schadensfunktion SF berechnet. Sie besteht aus der Integration der modifizierten Dehnungsbeiträge bei der Temperatur T_i , bezogen auf die bei der Temperatur T_i gemessenen modifizierten Versagensdehnung $\epsilon_f^*(T_i)$. Wenn diese Schadensfunktion den Wert 1 erreicht hat, tritt Versagen ein.

In Abb. 2.2 links unten ist dies für einen Dehnverlauf bei transientser Temperaturführung schematisch dargestellt. Gewichtet mit der zur momentanen Temperatur zugehörigen isothermen Versagensdehnung, geht der in diesem Zeitintervall erzielte Dehnungszuwachs in die Schadensfunktion SF ein. So werden z.B. Dehnungen

im Temperaturbereich des Minimums der Schadensfunktion $\epsilon_f^*(T)$ sehr viel stärker gewichtet als solche Anteile, die in den duktileren Bereichen erfolgt sind. Auf diese Weise geht die Dehngeschichte und nicht nur der momentan erreichte Dehnwert in die Berechnung des Versagens ein.

Das bisher dargestellte Kriterium mit den Einflußgrößen der Temperatur und der Dehngeschwindigkeit bzw. Belastung gilt für das duktile Material ohne Einfluß der für die Praxis relevanten Dampfatmosfera. Der Einfluß der Oxydation geht auf zweierlei Weise in das Versagen ein: zum einen über die Dehnung $\Delta\epsilon_f^*(T_i)$ berechnet mit Hilfe des Deformationsmodells, zum anderen über eine Sauerstoffabhängigkeit der isothermen Versagensdehnung $\epsilon_f^*(T_i, c_{ox})$. Isotherme Rohrberstversuche haben gezeigt, daß die durch die Oberflächenreaktion entstandene Sauerstoffverteilung die Versagensdehnung mit wachsendem integralem Sauerstoffgehalt erniedrigt. Der funktionelle Zusammenhang zwischen der modifizierten Versagensdehnung ϵ_f^* und dem Sauerstoffgehalt der Probe ist nicht-linear und außerdem vom Temperaturbereich bzw. den Phasen des duktilen Materials abhängig (siehe Abb. 2.1 rechts unten). Im Modell wird ϵ_f^* entsprechend dem momentan vorhandenen Sauerstoffgehalt und mit vom Temperaturbereich abhängigen vorgegebenen Reduktionskurven bestimmt.

Tab. 2.1 gibt einen Überblick über den Gültigkeitsbereich des Modells. Entsprechend der Aufgabenstellung orientiert sich der Gültigkeitsbereich an den bei Kühlmittelstörfällen erwarteten Bedingungen. Um sämtlich möglichen Störfallverläufen Rechnung zu tragen, wurde dieser Bereich bereits bei der Planung der die Modellentwicklung unterstützenden Experimente darüber hinaus erweitert.

Obwohl bei der Modellierung Wert darauf gelegt wurde, durch Erfassung der Einzelphänomene ein von der jeweiligen spezifischen Versuchsführung und Probengeometrie unabhängiges Modell zu erhalten, ist eine Extrapolation außerhalb des angegebenen Gültigkeitsbereichs nicht ratsam, da z.B. in anderen Temperatur- oder Dehngeschwindigkeitsbereichen neue Phänomene bzw. Mechanismen auftreten bzw. dominant werden können.

Die Anwendung des Modells beschränkt sich auf die derzeit in Druckwasserreaktoren eingesetzte Legierung Zry-4 und zwar nach den KWU-Spezifikationen. Jedoch kann gesagt werden, daß Spezifikationsunterschiede (z.B. die Spezifikation amerikanischer Zry-4-Legierungen) nur in bestimmten Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsbereichen bemerkbar werden, und daß auch die in Siedewasserreaktoren verwendete Legierung Zry-2 ein dem Zry-4-Material sehr ähnliches Verhalten zeigt.

Bezüglich der Probengeometrie (unterschiedliche Rohrabmessungen) ist das Modell, insbesondere was die Deformation betrifft, in großem Maße invariant, da es Effektivwerte der Spannung und der Dehnung nach der Odqvist'schen Invariantentheorie benutzt. Entsprechend der für den Kühlmittelverluststörfall typischen Innendruckbelastung ist die Effektivspannung ebenso wie die Effektivdehnung stets positiv, d.h. in der Hauptdeformationsrichtung (tangentielle Komponente beim Rohr) herrscht eine Zugbelastung. Eine Anwendung auf Druckbelastung ist prinzipiell möglich, jedoch bisher nicht ausreichend überprüft.

Der Temperaturbereich beginnt bei 600 C im α -Bereich und endet bei 1400 C im hohen β -Bereich. Die Grenze nach unten rechtfertigt sich durch den beschränkten Rohrrinnendruck (maximal 120 - 150 bar) und den Zeitbereich (Minutenbereich) des Störfalls, in dem bei diesen Drücken und geringeren Temperaturen keine nennenswerte plastische Deformation möglich ist. Die hohen Temperaturen im β -Bereich können nur bei sehr kleinen Differenzdrücken (< 10 bar) erreicht werden, die nur bei kleinen Lecks für längere Zeit auftreten können.

Der Dehngeschwindigkeitsbereich ist für KVS-Verhältnisse sehr weit gefaßt. Er ermöglicht Deformationsverläufe vom Stunden- bis Sekundenbereich. In oxydierender Atmosphäre wird der Zeitbereich, abhängig von der temperaturabhängigen Oxydationsreaktivität, eingeschränkt. Das Modell erlaubt eine integrale Sauerstoffaufnahme von maximal 2 Gew.%. Das entspricht ungefähr einer Oxidschichtstärke von 35 μm (etwa 5 % der Wandstärke des Hüllrohres).

Während für Druckrampen keine Einschränkung gesehen wird, solange die resultierende Deformationsgeschwindigkeit den Gültigkeitsbereich nicht wesentlich verläßt, ist bei Temperaturrampen Vorsicht geboten. Die Anwendbarkeit wurde für positive Rampen bis 30 K/s überprüft. Dies reicht für die Niederdruckphase des Kühlmittelverluststörfalls aus. Steilere Rampen, die nur im Blowdown-Teil des Störfalls möglich sind, könnten Verzögerungseffekte z.B. bei der Phasenumwandlung bewirken. Diese Einschränkung ist jedoch unbedeutend, da während des steilen Temperaturanstiegs zu Beginn des Blowdown der Systemdruck noch so hoch ist, daß keine Innendruckbelastung gegeben ist.

Die in Fortran IV programmierte Form des Modells sowie seine praktische Anwendung innerhalb eines Programms zur Berechnung der Deformation eines rotationssymmetrischen zylindrischen Rohres wird in Anhang 5 dargestellt.

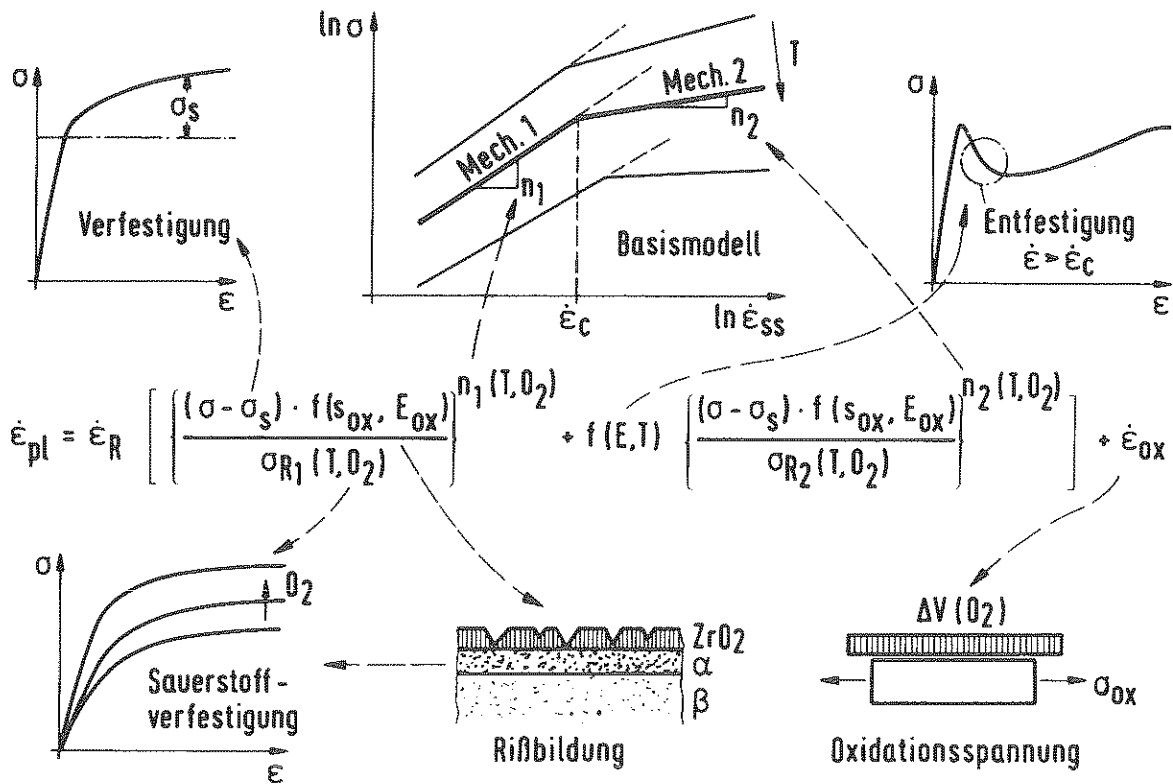


Abb. 2.1 Eigenschaften des Deformationsmodells NORA 2

Material:	Zry-4 KWU-Spezifikation
Temperaturbereich:	$600 \leq T [C] \leq 1400$
Dehngeschwindigkeitsbereich:	$10^{-5} \leq \dot{\epsilon} [1/s] \leq 10^0$
Sauerstoffgehalt:	$c_{ox} \leq 2.0 \text{ Gew.}\%$ $\triangleq \sim 35 \mu\text{m Oxidschichtdicke}$
Temperaturrampen:	$\frac{dT}{dt} [C/s] \leq 30$

Tab. 2.1 Gültigkeitsbereich des Deformations- und Versagensmodells

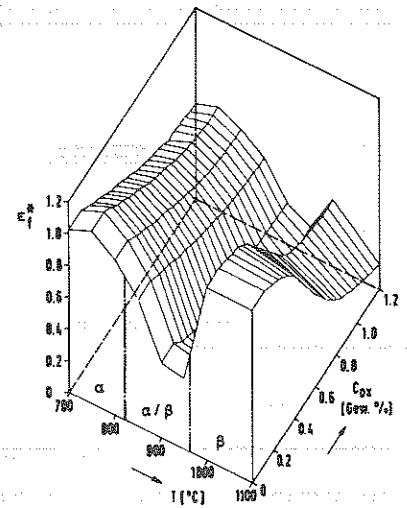
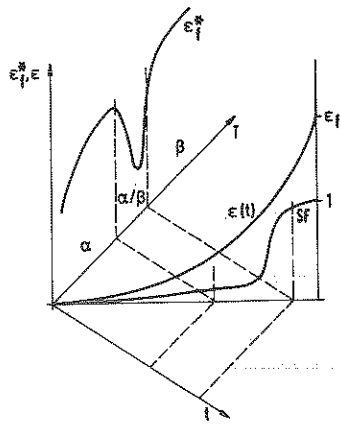
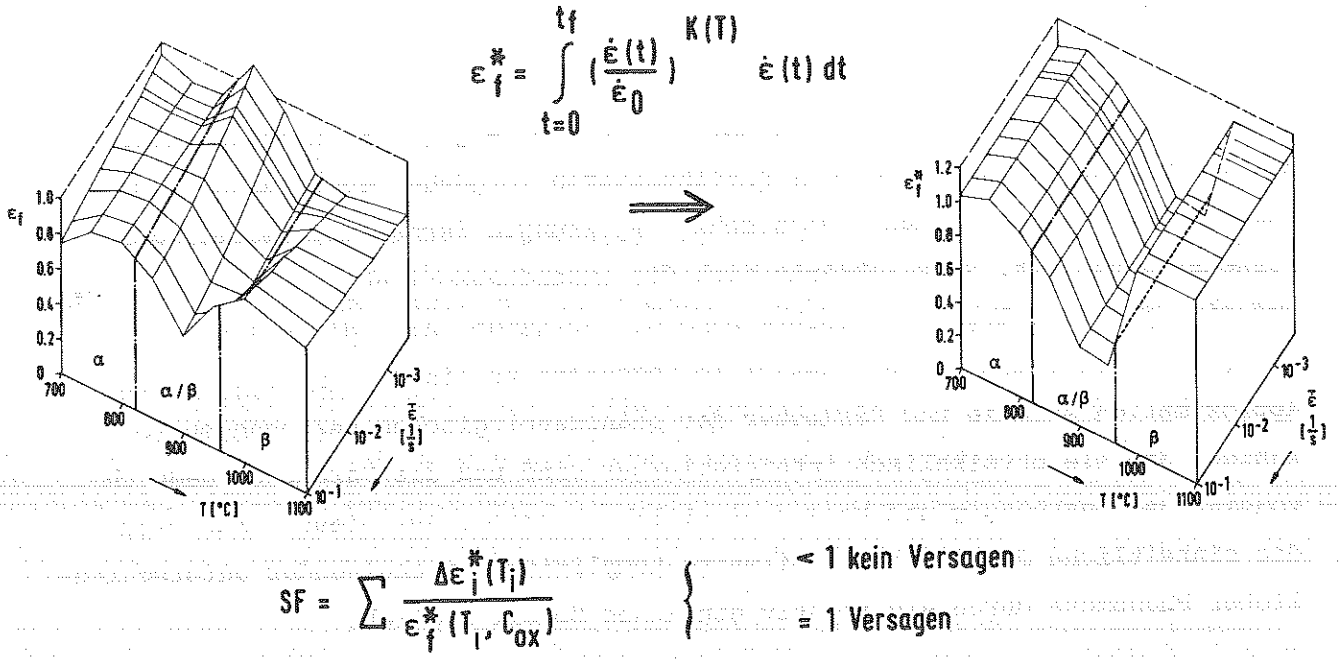


Abb. 2.2 NORA 2 - Versagenskriterium

3. Datenanalyse und Modellsynthese

Die Datenanalyse hat das Ziel, die Grundeigenschaften der Deformation und des Versagens zu ermitteln, sowie die wichtigsten Phänomene und Einflußgrößen zu erkennen. Diese müssen dann im Sinne der Aufgabenstellung einer expliziten und differentiellen Beschreibung zugeführt werden. Streng genommen müssen dabei die im Material ablaufenden mikrophysikalischen Vorgänge beschrieben werden, was bei der Kompliziertheit technischer Legierungen fernab des derzeitigen Wissensstandes ist. So beschränkt sich die anwendungsorientierte Modellierung auf eine phänomenologische Beschreibung der Vorgänge. Allerdings kann man im Sinne von Sherby und Miller /14,12/ im Gegensatz zu einer rein numerischen Approximation Ansätze und Parameter der phänomenologischen Beziehungen so wählen, daß sie physikalisch interpretierbar sind und die Parameter dadurch voneinander unabhängig und besser einstellbar werden. Auf diese Weise wird die einheitliche Beschreibung teilweise kompliziert erscheinender unterschiedlicher Phänomene durch ein relativ einfaches Modell möglich.

3.1 Die Experimente

3.1.1 Versuchsarten

Um sicher zu stellen, daß die Modellentwicklung zu einer allgemeinen Gültigkeit entsprechend der Zielvorstellung kommt und nicht nur eine gute empirische Approximation für ganz bestimmte Versuchsabläufe darstellt, sind als Modellgrundlage Experimente sehr unterschiedlicher Versuchsführungen und Versuchsbedingungen erforderlich. Anhand eines bestimmten Versuchstyps werden Modellvorstellungen entwickelt bzw. Hypothesen aufgestellt, die sich dann anhand anderer, bisher nicht benutzter Experimente anderer Versuchsführung bestätigen oder wieder verworfen werden müssen. Wesentlich erleichtert wird dieser Entwicklungsprozeß, wenn mit Hilfe der Versuchsführung bereits wichtige Effekte durch Konstanthaltung möglichst vieler Parameter separiert werden. Dazu wurde von Boček /15/ die in Abb. 3.1.1 dargestellte Modellentwicklungsstrategie vorgeschlagen.

Durch die Variation folgender Größen soll dabei Einsicht in die wesentlichen

Phänomene bzw. Effekte gewonnen werden:

- . Lastführung
d.h. Vergleich von dehngeschwindigkeitsgesteuerten Zugversuchen¹⁾ und lastgesteuerten Kriech-²⁾ und Rohrberstversuchen
- . Temperaturführung
d.h. Vergleich von Experimenten isothermer und temperaturtransienter Versuchsführung
- . Geometrie
d.h. Vergleich einachsiger Zugversuche und mehrachsiger Rohrberstversuche
- . Umgebungseinflüsse
d.h. Vergleich von Experimenten in Vakuum bzw. Inertatmosphäre mit solchen in oxydierender Atmosphäre (Dampf oder Luft)

Kritische Stellen der Modellentwicklung sind der Nachweis der Übertragbarkeit des Modells vom einachsigen auf den mehrdimensionalen Spannungs- und Dehnungszustand des Rohrs und der Übergang von der isothermen auf die temperaturtransiente Versuchsführung. Bei der Übertragung des Deformationsmodells auf einen allgemeinen Spannungszustand, muß der Einfluß der Anisotropie im α -Bereich untersucht werden. Die Untersuchung temperaturtransienter Versuche ist insofern schwierig, als eine Transiente gleichzeitig immer eine stärker ortsabhängige Temperaturverteilung mit sich bringt (axiale und azimuthale Temperaturverteilung am Rohr), die die Deformation und das Versagen stark beeinflussen kann, jedoch meßtechnisch zumeist nicht oder nur unzureichend erfaßt ist.

Die Modellentwicklung stellt einen iterativen Prozeß dar. Entsprechend Abb. 3.1.1 ist sie dann beendet, wenn mit Hilfe des Modells ein lückenloser Übergang zwischen den einzelnen Versuchsarten möglich ist.

1) im weiteren abgekürzt als Zugversuch gekennzeichnet

2) im weiteren abgekürzt als Kriechversuch gekennzeichnet

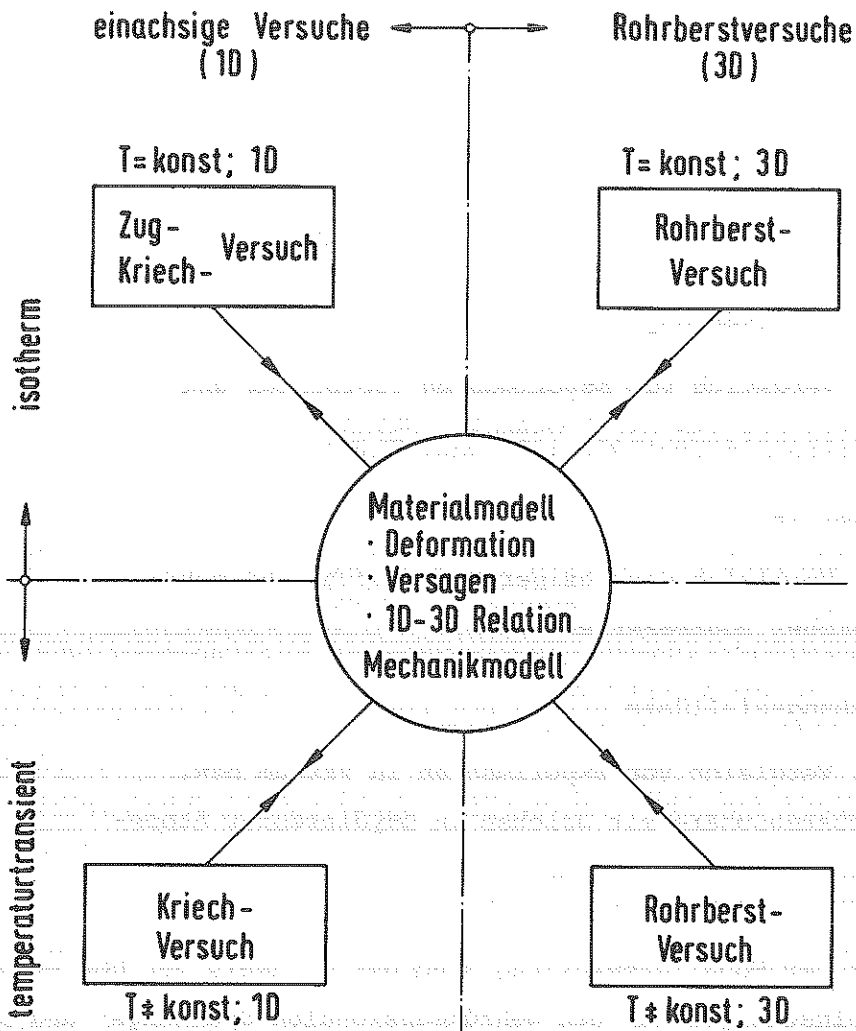


Abb. 3.1.1 Strategie der Modellentwicklung

Das Modell umfaßt dabei das Materialverhalten, d.h. das Deformations- und Versagensverhalten, sowie die Übertragungsbeziehungen auf einen allgemeinen Spannungs- und Dehnungszustand und wird innerhalb eines zugeordneten Mechanikmodells wirksam.

Im Prinzip kann das Materialmodell anhand jeder beliebigen Versuchsführung aufgestellt werden, d.h. entsprechend Abb. 3.1.1 kann mit jeder Versuchsart begonnen werden. Die Entwicklung gestaltet sich jedoch am einfachsten, wenn man, wie bereits erwähnt, mit den einfachsten Versuchen beginnt und dann schrittweise Versuchsarten zunehmender Komplexität behandelt.

So stützt sich die Deformationsmodellentwicklung in erster Linie auf einachsige

Zug- und Kriechexperimente, weil diese Versuche am besten parametrisiert werden können und man mit ihnen, mit relativ geringem Aufwand, das ganze Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsgebiet auch durch wiederholte Versuche bei gleichen Parametern (zur Ermittlung der Datenstreuung) abdecken kann.

Die Grundmodelle der Deformation, stationäre und transiente Deformation (Verfestigungsverhalten) sowie deren Temperaturabhängigkeit, werden vorwiegend an isothermen Zug- und Kriechversuchen aufgestellt, und dann an Berstversuchen getestet. Der Einfluß der Geometrie bzw. des mehrdimensionalen Spannungszustandes wird durch Vergleich von Zug- bzw. Kriechversuchen mit Rohrversuchen untersucht.

Die Abhängigkeit der Deformation von temperatur- und drucktransienter Versuchsführung kann sowohl an einachsigen Versuchen als auch an Rohrberstversuchen, durch Anwendung des aus isothermen Experimenten ermittelten Materialmodells, auf transiente Experimente untersucht werden.

Schließlich wird der Einfluß des durch Oxydation aufgenommenen Sauerstoffs durch Vergleich mit entsprechenden Experimenten in Vakuum bzw. inerte Atmosphäre ermittelt.

Ähnliches gilt bei der Ermittlung des Versagensmodells und seiner Einflußgrößen. Allerdings orientiert dieses sich, wegen der größeren Probleme der geometrischen Übertragbarkeit, vorwiegend an isotherm-isobaren Rohrberstexperimenten.

3.1.2 Datenbank

Es wurde angestrebt, das Modell auf eine möglichst große Zahl von Versuchen mit gut definierten Parametern und Randbedingungen abzustützen.

Zur Unterstützung der Datenanalyse, der Modellentwicklung und der Verifizierung wurde eine computergespeicherte Datenbank aufgebaut. In ihr sind die der Strategie entsprechenden Experimente abgelegt. Jedes Experiment in der Datenbank besteht aus einem Datenkopf (Tab. 3.1.1), der alle wichtigen Merkmale dieses Experiments enthält (Bibliotheksnummer, Versuchstyp, Referenz, Probenausgangsgeometrie und Parameter, die die Versuchsatmosphäre, Probenvorbehandlung, Versagenswerte beschreiben) und dem Datenrumpf, der aus den Datenvektoren der Meßzeitpunkte und zugehöriger Werte der Führungsgröße (Querhauptgeschwindig-

keit beim Zugversuch, Last beim Kriechversuch, Differenzdruck beim Rohrberstversuch), der Temperatur und der Meßgröße (Kraft beim Zugversuch, Probenverlängerung Δl beim Kriechversuch und Umfangszunahme beim Rohrberstversuch) besteht.

```

LAUFENDE NUMMER DES VERSUCHS =          26
ART DES VERSUCHS :                BRST
KONSTANTE TEMPERATUR 1/0 JA/NEIN =      0
KONSTANTE FUHRUNGSGROESSE 1/0 JA/NEIN =  0
TEMPERATUR (K)=                    991.7
FUHRUNGSGROESSE =                   0.1017E+08

REFERENZ :
ZRY-4 BRST TEMP= 718.7 C DELTA-P=101.73BAR ATM=ARGN HE
AUFH Z=  4.0MIN IMF 01.06.78 PROBNR18  HOFMANN  TUBA  FINR 17VNR. 23

GEOMETRIE: LAENGE BEZW. RADIUS = .53850E-02  FLAECHE BEZW.DICKE = .73500E-03

PARAMETER =      3004.  .5000E-01      0.      0.0      0.0
                .0      .0      62.30  0.0      .0

ANZAHL DER STUETZ STELLEN : 28
    
```

ZEIT	FUEHRUNGSGROESSE	TEMPERATUR	MESSWERT
.0	.92183E+07	985.90	.0
15.000	.98843E+07	987.30	.0
30.000	.99953E+07	992.40	.0
38.860	.10162E+08	992.40	.26316E-02
42.230	.10173E+08	992.40	.30076E-02
44.270	.10173E+08	992.40	.33835E-02
45.950	.10173E+08	992.40	.41354E-02
47.730	.10173E+08	992.40	.52632E-02
49.050	.10173E+08	991.00	.60151E-02
50.630	.10184E+08	991.00	.67670E-02
51.950	.10173E+08	992.40	.71429E-02
53.000	.10173E+08	992.40	.78948E-02
54.050	.10184E+08	992.40	.90227E-02
55.100	.10173E+08	993.10	.97746E-02
56.150	.10184E+08	991.70	.10902E-01
57.030	.10184E+08	991.70	.11278E-01
57.830	.10195E+08	991.70	.13158E-01

Tab. 3.1.1 Gespeicherte Daten eines Rohrberstexperiments

Bei der Datenaufnahme wird besonders darauf Wert gelegt, daß möglichst die direkt gemessenen Größen (z.B. Kraft, Längenzunahme) und keine abgeleiteten Größen (z.B. Spannung, Dehnung) aufgenommen werden. Die Annahmen, die zur Bestimmung der abgeleiteten Größen Spannung und Dehnung getroffen werden müssen, und auch nach Bedürfnissen der Analyse verändert werden, sind Inhalt des Analyseprogramms. Dadurch sind die Daten in der Datenbank frei von solchen Annahmen.

Nicht enthalten in den abgespeicherten Daten sind Angaben über die Dehnungsverteilung sowie der Temperaturverteilung über der Probe. Beides sind Größen,

die zur Beurteilung der Daten, zum Vergleich von Daten unterschiedlicher Herkunft und für die Modellentwicklung wichtig sind, jedoch als Meßdaten in der Regel nicht vorliegen. Um trotzdem maximalmögliche Informationen mitberücksichtigen zu können bzw. bereits in die Datenaufnahme einfließen lassen zu können, wurden in die Datenbank fast ausschließlich Experimente des KFK aufgenommen, weil nur der direkte Kontakt zum Experimentator Nachfragen bezüglich Versuchsführung und Datenerfassung sowie spezieller Randbedingungen ermöglicht.

Die Datenbank besteht aus zwei Teilen, einem Teil mit kontinuierlich aufgenommenen Deformationsdaten zur Entwicklung des Deformationsmodells, und einem zweiten Teil mit Rohrberstexperimenten, von denen nur die Versagensdehnung bekannt ist, zur Erweiterung der Datenbasis für das Berstmodell (Tab. 3.1.2). Die einachsigen Zug- und Kriechversuche wurden am IMF /16,17/ durchgeführt. Ofen- bzw. induktiv beheizte Rohrberstexperimente kommen ebenfalls aus dem IMF /18, 19/, während die Brennstabsimulatorberstexperimente aus dem IRB (REBEKA-Experimente /20/) und dem IMF (FABIOLA-Experimente /21/) stammen.

I Kontinuierliche Deformationsdaten von

- Zugversuchen (ca. 380)
 - Kriechversuchen (ca. 200)
 - Rohrberstversuche (ca. 300)
- } Flachproben

II Berstdaten von Rohrversuchen

Ofen- oder induktiv beheizt (ca. 800)

- isotherm, isobar
- Temperaturrampe, isobar
- $T(t)$, $\Delta p(t)$ LOCA-typisch

Tab. 3.1.2 Datenbasis der NORA-Modellentwicklung

Das Versuchsmaterial entspricht der KWU-Hüllrohrspezifikation im Anlieferungszustand. Teilweise wurden die Proben einer zusätzlichen Wärmebehandlung unterzogen (Rekristallisation, teilweise bedingt durch Versuchsführung), teilweise

voroxidiert. Einflüsse unterschiedlicher Rohrherstellungsprozesse und Konditionierung (Kaltverformung) werden nicht untersucht. Der Art der Rohrbeanspruchung während des Störfalls entsprechend, wird auch nicht der Einfluß einer Wechsel- last bzw. einer Druckbelastung auf das Materialverhalten untersucht.

3.1.3 Versuchsdatendarstellung

Zur Datenauswertung und Darstellung der Ergebnisse wurden Programme erstellt, die direkten Zugriff zur Datenbank haben. In den Auswerteprogrammen sind die Annahmen der Datenanalyse festgelegt.

Als für die Darstellung großer plastischer Deformationen günstige Definitionen /22/ für Spannung und Dehnung, wurde die sich auf die aktuelle Querschnitts- fläche A bezogene Last F als wahre Spannung bezeichnete Größe

$$\sigma_w = \frac{F}{A} \quad (3.1.1)$$

sowie das Integral der auf die aktuelle Länge l bezogenen Längenänderungen als wahre Dehnung gekennzeichnete Größe

$$\epsilon_w = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \ln\left(\frac{l}{l_0}\right) \quad (3.1.2)$$

für den einachsigen Spannungszustand gewählt. Die wahre Dehngeschwindigkeit wird durch

$$\dot{\epsilon}_w = \frac{\dot{l}}{l} \quad (3.1.3)$$

definiert. Die wahre Dehnung ϵ_w wird auch als logarithmische oder Hencky'sche Dehnung gekennzeichnet. Sie steht mit der im Ingenieurbereich häufiger ver- wendeten nominellen Dehnung ϵ_N

$$\epsilon_N = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (3.1.4)$$

bei der der Längenzuwachs Δl auf eine Ausgangslänge l_0 bezogen wird in dem Zusammenhang

$$\epsilon_w = \ln(1 + \epsilon_N) \quad (3.1.5)$$

Die zu ϵ_N gehörige, auf den Ausgangsquerschnitt A_0 bezogene Nominalspannung σ_0

$$\sigma_0 = \frac{F}{A_0} \quad (3.1.6)$$

steht mit der wahren Spannung in der Beziehung

$$\sigma_w = \sigma_0 e^{\epsilon_w} \quad (3.1.7)$$

bzw.

$$\sigma_w = \sigma_0 (1 + \epsilon_N)$$

Der Verallgemeinerung der hier verwendeten Spannungs- und Dehnungsdefinitionen auf einen mehrachsigen Spannungszustand, wird die Invariantentheorie von Odqvist /23/ zugrunde gelegt. Mit Hilfe der Definition einer Effektivspannung σ_e

$$\sigma_e = \left[\frac{3}{2} \sum_{ij} S_{ij}^2 \right]^{1/2} \quad S_{ij} = \text{Spannungsdeviator-} \quad (3.1.8)$$

komponenten

einer Effektivdehnung ϵ_e

$$\epsilon_e = \left[\frac{2}{3} \sum_{ij} \epsilon_{ij}^2 \right]^{1/2} \quad \epsilon_{ij} = \text{Dehnkomponenten} \quad (3.1.9)$$

und einer Effektivdehnungsgeschwindigkeit

$$\dot{\epsilon}_e = \left[\frac{2}{3} \sum_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^2 \right]^{1/2} \quad (3.1.10)$$

werden im mehrachsigen Spannungsfeld die einzelnen Spannungskomponenten (über die Spannungsdeviatorkomponenten S_{ij}) bzw. Dehnungs- und Dehnungsgeschwindigkeitskomponenten in Effektivgrößen so verknüpft, daß diese Größen mit denen des einachsigen Spannungszustandes vergleichbar werden (bzw. im einachsigen Spannungszustand gilt $\sigma_e = \sigma$ und $\epsilon_e = \epsilon$). Ferner gilt nach /23/ die Beziehung

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\epsilon}_e}{\sigma_e} S_{ij} \quad (3.1.11)$$

Bei der Definition dieser Effektivgrößen wurden drei Voraussetzungen gemacht:

1. Die plastische Verformung findet bei konstantem Volumen statt.

2. Die hydrostatische Spannungskomponente beeinflusst die plastische Deformation nicht.
3. Der Werkstoff ist isotrop; die Tensoren der Verzerrungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{ij}$ und des Spannungstensors sind tensoriell linear ($\dot{\epsilon}_{ij} = C \cdot s_{ij}$)

Die Verwendung der Größen wahre Spannung und wahre Dehnung bzw. Dehngeschwindigkeit, erfordert in der Datenanalyse die Kenntnis der örtlichen zeitabhängigen Dehnverhältnisse der Zug- und Rohrproben. Diese Information steht jedoch bei den hier verwendeten Experimenten weder beim Zug- noch beim Rohrversuch zur Verfügung. Näherungsweise wird bei der Analyse in beiden Fällen Gleichmaßverformung entlang der Probenlängsachse bzw. des Probenumfangs vorausgesetzt. Bei den Rohren wird zusätzlich der Spannungszustand eines unendlich langen geschlossenen Rohres rotationssymmetrischer Zylindergestalt angenommen, damit näherungsweise die Spannungs- und Dehnungs- bzw. Dehngeschwindigkeitskomponenten bestimmt werden können.

Da das Deformationsmodell in SSYST innerhalb eines Schalenmodells Verwendung finden soll, wird die Datenanalyse mit den dort üblichen Annahmen durchgeführt. So werden für den Spannungszustand entsprechend der Annahmen dünner Schalen die über die Hüllrohrwand gemittelten Komponenten bezüglich der Schalenmittelebene, gekennzeichnet durch den Schalenradius r_s

$$\tau_s = (\tau_a + \tau_i)/2 \quad (3.1.12)$$

in tangentialer

$$\sigma_t = \frac{p_i \tau_i - p_a \tau_a}{\tau_a - \tau_i} \quad (1) \quad \begin{array}{l} r_i, r_a = \text{innerer, äußerer} \\ \text{Rohrradius} \end{array}$$

axialer

$$\sigma_z = \frac{p_i \tau_i^2 - p_a \tau_a^2}{\tau_a^2 - \tau_i^2} \quad (2) \quad \begin{array}{l} p_i, p_a = \text{Rohrinnen-, Um-} \\ \text{gebungsdruck} \end{array} \quad (3.1.13)$$

und radialer Richtung

$$\sigma_r = -(p_i + p_a)/2 \quad (3)$$

für das rotationssymmetrische Kreisrohr angesetzt.

Mit Hilfe der aus den Spannungskomponenten bestimmten Deviatorikkomponenten s_{ij} in den Hauptspannungsrichtungen

$$s_{ij} = \left\{ \begin{array}{ccc} \sigma_r - \frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_t + \sigma_z) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_t - \frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_t + \sigma_z) & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z - \frac{1}{3}(\sigma_r + \sigma_t + \sigma_z) \end{array} \right\} \quad (3.1.14)$$

ergibt sich nach der Beziehung (3.1.8) die Effektivspannung und nach (3.1.11), aus der Kenntnis einer Dehngeschwindigkeitskomponente, die Effektivdehngeschwindigkeit. Ohne radiale Spannungskomponente ergibt dies näherungsweise für den Zylinder, unter reiner Innendruckbelastung, also ohne äußere axiale Komponente, mit $\sigma_t = 2\sigma_z$

sowie

$$\left. \begin{array}{l} \sigma_e = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_t \\ \dot{\varepsilon}_e = \frac{2}{\sqrt{3}} \dot{\varepsilon}_t \end{array} \right\} \quad (3.1.15)$$

Die Auswirkungen der hier gemachten Annahmen der Datenanalyse, insbesondere die der Isotropie, der Gleichmaßverformung und des korrespondierenden Spannungszustandes, werden im Kap. 3.6 diskutiert.

Wie schon erwähnt, müssen die gleichen Annahmen, die der Datenanalyse zugrunde liegen, auch hinterher bei der Modellverifizierung wieder verwendet werden. Dies gilt insbesondere auch für das Mechanikmodell, d.h., Mechanikmodell und Materialmodell stehen in Wechselwirkung über nicht aufgelöste Effekte. Dies gilt z.B. für die Annahme der Spannungskomponenten und deren örtlicher Verteilung. Der Datenanalyse wurde ein Membranspannungszustand für das Rohr zugrunde gelegt, deshalb muß das Mechanikmodell, das dieses Materialmodell benutzt, ebenfalls diesen Spannungszustand verwenden und kann nicht unüberprüft, z.B. innerhalb der Theorie eines dickwandigen Rohrs, mit Spannungsverteilungen über der Wand eingesetzt werden.

Zum Vergleich der Experimente unterschiedlicher Geometrie und Versuchsführung wird deren Verlauf im Spannungs-, Dehngeschwindigkeits- und Dehnungsraum¹⁾ bzw.

1) Im folgenden werden unter der Bezeichnung σ , ε , $\dot{\varepsilon}$ in der Regel die wahren Größen bzw. die wahren effektiven Größen nach den Definitionen (3.1.1) - (3.1.3) bzw. (3.1.8) und (3.1.9) verstanden.

dessen drei Projektionen auf die drei Ebenen

$$\begin{array}{c} \sigma/\dot{\epsilon} \\ \epsilon/\dot{\epsilon} \\ \sigma/\epsilon \end{array}$$

dargestellt. Abb. 3.1.2 zeigt entsprechende Darstellungen eines Zug-, Kriech- und Rohrberstversuchs. Die Pfeile geben jeweils an, wie die Kurven zeitlich durchlaufen werden. Je nach Versuchstyp haben die einzelnen Projektionen unterschiedlichen Informationsgehalt. Die wichtigste Projektionsebene ist die $\ln\sigma/\ln\dot{\epsilon}$ Darstellung.

Der Kurvenverlauf der Zugversuche (konstante Querschnittsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$) in der $\ln\sigma/\ln\dot{\epsilon}$ -Ebene steigt zunächst in der Spannung während der elastischen Phase steil an und nähert sich in der Verfestigungsphase mit, wegen der Probenlänge abnehmender Dehngeschwindigkeit, der stationären Kriechspannung. In der Endphase, der Einschnürungsphase, fällt die Spannung dann wieder stark ab, da sie infolge der Einschnürung unter der Annahme der Gleichmaßdehnung, zunehmend unterschätzt wird. Die Darstellung in der $\epsilon/\dot{\epsilon}$ -Ebene bringt bei diesem Versuchstyp außer der Versagensdehnung wenig Information. Entsprechend der Versuchsführung gilt für die Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 e^{-\epsilon} \quad (3.1.16)$$

was in der Darstellung $\epsilon/\ln\dot{\epsilon}$ eine Gerade mit der Steigung -2.303 ergibt. Die σ/ϵ -Ebene dagegen bringt die gewohnte Darstellung von Spannungs-Dehnungsversuchen. Neben dem von der Temperatur stark geprägten Spannungsverlauf, wird hier in der üblichen Darstellung der Einfluß der Dehngeschwindigkeit deutlich.

Entsprechend der instantanen Lastaufbringung beginnt beim Kriechversuch die Verformung in der $\ln\sigma/\ln\dot{\epsilon}$ -Darstellung von rechts kommend mit der elastischen Phase. Während der Verfestigungsphase biegt die Kurve dann in den in der Spannung und Dehnung ansteigenden Verlauf der stationären Verformung ein (Spannung steigt bei konstanter Last infolge der Verformung). Der Einschnürungsbereich ist bei dieser Versuchsführung durch stärker ansteigende Dehngeschwindigkeit gekennzeichnet (Abweichung von der Geraden des Potenzansatzes). Die $\epsilon/\ln\dot{\epsilon}$ -Darstellung, die für Kriechversuche üblich ist, zeigt besonders gut das Verfestigungsverhalten. Die σ/ϵ -Darstellung zeigt hier, da die Last Führungsgröße ist, im wesentlichen die geometrische Beziehung

$$\sigma = \sigma_0 e^{\epsilon}$$

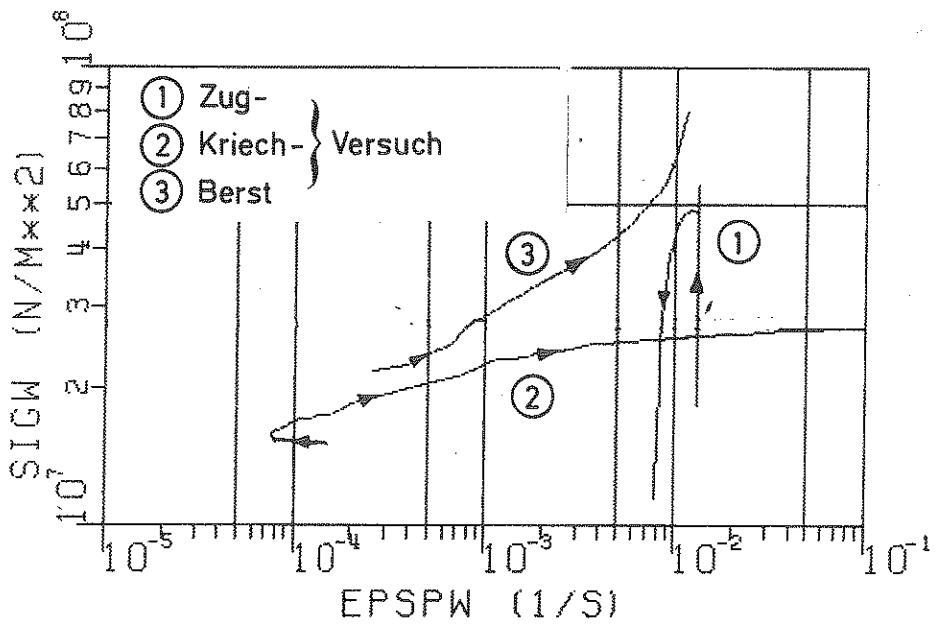
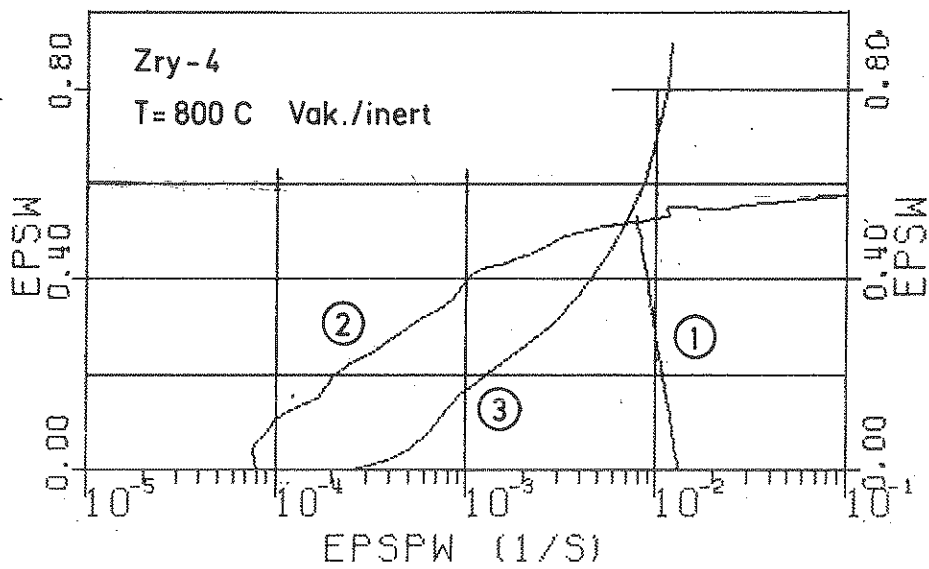
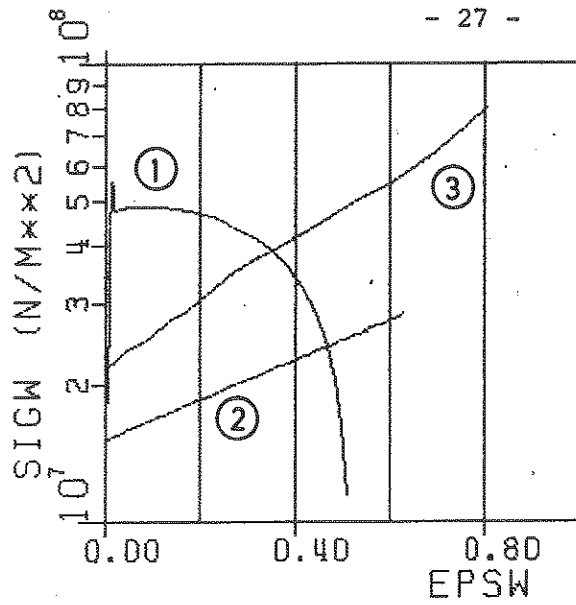


Abb. 3.1.2 Darstellung eines Zug-, Kriech- und Berstversuchs im σ - $\dot{\epsilon}$ - ϵ -Raum

d.h. in der $\ln \sigma / \epsilon$ - Darstellung eine Gerade mit der Steigung $\ln^{10} e = 0.434$.

Ähnliche Darstellungen wie für den Kriechversuch erhält man bei Rohren. Der elastische Bereich, sowie das Einschwenken in den stationären Verformungsbereich, wird durch die zeitliche Druckbeaufschlagung geprägt. Der tertiäre Verformungsbereich zeigt bei Rohrversuchen oft ein im Vergleich zum Kriechversuch unterschiedliches Verhalten, das auf die in Wirklichkeit während der Verformung auftretenden Veränderungen der Rohrgeometrie (Kap. 3.6) zurückzuführen ist. Die $\epsilon / \ln \dot{\epsilon}$ - Darstellung entspricht der von Kriechversuchen. Die Projektion in die $\ln \sigma / \epsilon$ - Ebene ist von der Druckführung bestimmt. Für konstanten Innendruck Δp ergibt sich hier entsprechend der Beziehung

$$\sigma = \sigma_0 e^{2\epsilon}$$

eine Gerade mit der Steigung $2 \ln^{10} e = 0.869$ während der plastischen Deformation. Aus dieser Darstellung kann Information darüber gewonnen werden, wann der elastische Bereich der Deformation verlassen wird.

Diese Darstellungen bieten neben der Analyse eine gute Möglichkeit der Datenüberprüfung. Datenfehler, wie irrtümliche Temperatur oder Spannungswerte, werden im Vergleich mit den anderen Experimenten in der Darstellung sofort augenfällig.

Die Modellverifizierung vollzieht sich ebenfalls in diesem Darstellungsraum. Dabei wird jeweils Messung und Rechnung zum direkten Vergleich eingezeichnet. Daneben wird noch jeder Versuch bezüglich des zeitlichen Dehnverlaufs geplottet, da diese mehr integrale Darstellung letztlich den Maßstab für die Güte des Modells abgibt.

3.2 Grundmodell für die plastische Deformation

3.2.1 Zustandsvariable und Parameter des Materialmodells

In der klassischen Kontinuumsmechanik unterscheidet man zwischen zwei Kategorien plastischer Verformung:

- . instantane plastische Verformung

$$\varepsilon = F(\sigma, T, \phi_i) \quad (3.2.1)$$

- . zeitabhängige Kriechverformung (langsame plastische Deformation)

$$\dot{\varepsilon} = f(\sigma, T, \phi_i) \quad (3.2.2)$$

In Gl. (3.2.1) besteht eine eindeutige Beziehung zwischen der Spannung und der Dehnung (für konstante Temperatur T und innere Variable ϕ_i), in (3.2.2) besteht jedoch diese Beziehung zwischen Spannung und Dehngeschwindigkeit.

Neuere Arbeiten /12,22,24,25/ haben gezeigt, daß die plastische Verformung generell inhärent zeitabhängig ist, also die Verknüpfung zwischen Spannung und Dehngeschwindigkeit die allgemeingültigere Beziehung darstellt, mit der alle Arten der plastischen Deformation einheitlich über den gleichen Ansatztyp beschrieben werden können. Gl. (3.2.1) ist eine Näherung, die im Tieftemperaturbereich Verwendung findet.

Im Hochtemperaturbereich, der nach /22/ für Metalle bei $T/T_M > 0.3-0.4$ vorliegt, treten diffusionsgesteuerte Verformungsmechanismen mit steigender Temperatur immer mehr in den Vordergrund, die nur mit einer Dehngeschwindigkeitsbeziehung nach Gl. (3.2.2) beschrieben werden können. Dies wird in der aus /22/ entnommenen Abb. 3.2.1 deutlich, in der in der Spannungs-Temperaturebene Bereiche unterschiedlicher Verformungsmechanismen, abhängig von der äußeren Spannung und der Temperatur, eingetragen sind. Für Zircaloy, mit der Schmelztemperatur $T_M = 1850$ C, beginnt der Hochtemperaturbereich, nach der oben erwähnten Grenze, ab ca. 600 C, d.h. der hier zu untersuchende Temperaturbereich liegt voll im Hochtemperaturbereich. Die Bedeutung der Zeitabhängigkeit für die plastische Verformung im konkreten Fall läßt sich z.B. mit den in Abb. 3.2.2 dargestellten Zugversuchen bei $T = 700$ C und variierender Zuggeschwindigkeit nachweisen. Bei der um etwa 3 Größenordnungen variierten Dehngeschwindigkeit stellen sich Bruchspannungswerte

zwischen 50 und 140 MPa ein.

Die hier also in allgemeinerer Bedeutung verwendete Beziehung Gl. (3.2.2) wird im folgenden als Fließgesetz, die Größen $\dot{\epsilon}$, σ und T werden als Zustandsvariable bezeichnet.

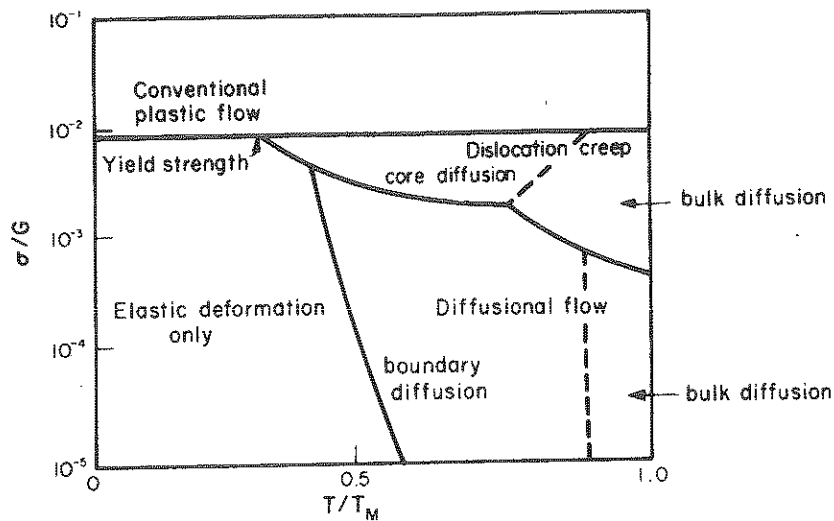


Abb. 3.2.1 Verformungsmechanismen bei unterschiedlicher Spannung und Temperatur /22/

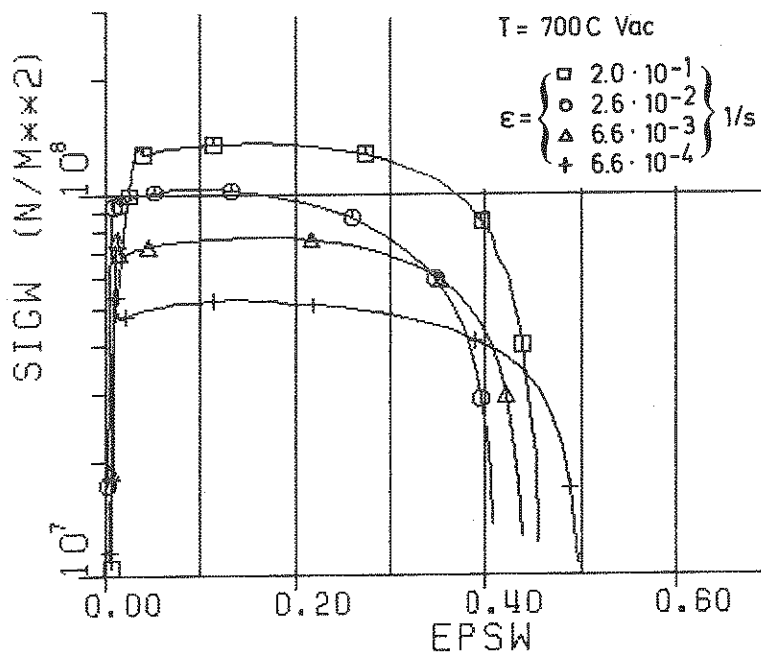


Abb. 3.2.2 Abhängigkeit der Spannungs- Dehnungskurven von der Dehngeschwindigkeit

Neben der Form des allgemeinen Fließgesetzes kommt der Beschreibung der Strukturparameter ϕ_i , auch innere Variable genannt, in dieser Modellentwicklung entscheidende Bedeutung zu, da sie abhängig von Zeit, Temperatur und Dehngeschwindigkeit, die plastische Deformation des Zircaloy im hier betrachteten Temperaturbereich entscheidend prägen (z.B. Verfestigung, Oxydation, Phasenumwandlung). Auch für sie wird wegen der starken Zeitabhängigkeit eine differentielle Formulierung angestrebt. Das allgemeine Deformationsmodell, oft auch konstitutives Gesetz genannt, hat dann folgende Bestandteile:

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma, T, \phi_1, \dots, \phi_n) \quad \text{allgemeines Fließgesetz} \quad (3.2.3)$$

$$\dot{\phi}_i = f(t, \epsilon, T, \sigma, \phi_1, \dots, \phi_n) \quad \text{Beziehungen für die Strukturparameter } \phi_i, \quad i=1 \dots n \quad (3.2.4)$$

3.2.2 Bedeutung der stationären Verformung für die Modellentwicklung

Bei isothermer Versuchsbedingung stellen sich bei einem Kriechversuch im Laufe der Verformung drei mehr oder weniger deutlich voneinander unterscheidbare Deformationsbereiche ein. Diese sind in Abb. 3.2.3 schematisch dargestellt. Im transienten Bereich, auch Primärbereich genannt, fällt $\dot{\epsilon}$ im Normalfall auf einen Minimalwert ab, nimmt im anschließendem stationären Bereich (auch Sekundärbereich genannt) näherungsweise linear zu und wächst dann beschleunigt im tertiären Bereich bis zum Bruch.

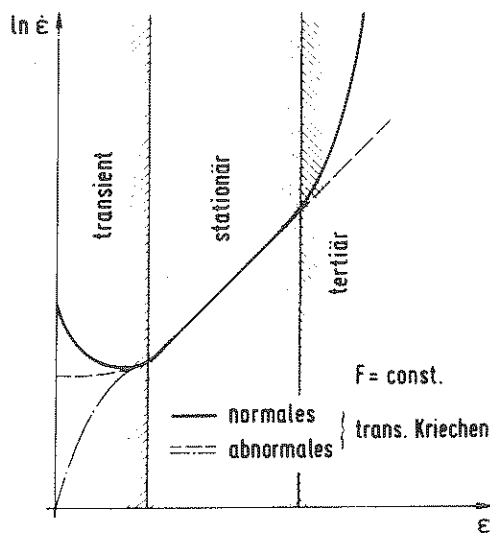


Abb. 3.2.3 Verformungsbereiche beim Kriechversuch

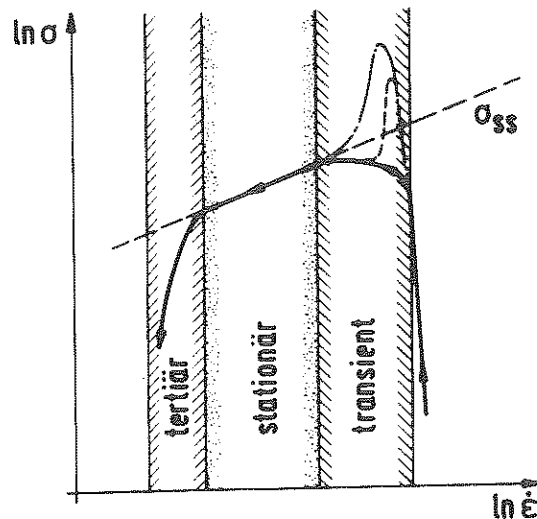


Abb. 3.2.4 Verformungsbereiche beim Zugversuch

Während im spannungsgesteuerten Kriechversuch die Dehngeschwindigkeit im stationären Bereich konstant bleibt, steigt sie im lastgesteuerten Fall, entsprechend des aus $F = \text{const}$ resultierenden Spannungsanstiegs (Gl. 3.1.7), linear an. Ein ähnlicher stationärer Verformungsbereich stellt sich auch bei einem isotherm-isobaren Rohrberstexperiment ein.

Die in Abb. 3.2.3 dargestellten Verformungsbereiche sind ebenfalls bei den geschwindigkeitsgesteuerten Zugversuchen (Maschinengeschwindigkeit $v_M = \text{const}$) deutlich erkennbar, wie die schematische Darstellung Abb. 3.2.4 zeigt. Nach dem elastischen Anstieg nähert sich der Spannungsverlauf im transienten Verformungsbereich der stationären Fließspannung, die im stationären Bereich wegen der Abnahme der Dehngeschwindigkeit nach Gl. (3.1.16) in dieser Darstellung linear abnimmt, während die Spannung im Tertiärbereich rasch abfällt.

Im Gegensatz zur stationären Verformung bei konstanter Dehngeschwindigkeit bzw. konstanter Spannung, werden die sich hier bei konstanter Maschinengeschwindigkeit bzw. konstanter Last einstellenden stationären Bereiche oft auch als quasistationär bezeichnet. Den Vorgang der Geschwindigkeitszunahme bzw. Spannungsabnahme im quasistationären Bereich nennt man auch geometrische Entfestigung, weil infolge der durch Gleichmaßverformung bedingten Geometrieänderung eine scheinbare Materialentfestigung beobachtet wird.

Die stationäre Verformung bildet für die Modellentwicklung einen entscheidenden Bezugspunkt. In dieser Phase erreichen die inneren Variablen stationäre Werte, sind also im Kriechansatz für die stationäre Verformung

$$\dot{\epsilon}_{ss} = f(\sigma, T) \phi_{i,ss} \quad (3.2.5)$$

Parameter. Physikalische Basis für dieses Verhalten ist z.B. die Versetzungsdichte (bzw. Versetzungsanordnung), die nach der transienten Verformungsphase im stationären Zustand in einen konstanten Wert einläuft /12/ und dadurch im Versetzungskriechen das Verfestigungsverhalten bestimmt.

Diese Aussage beruht auf experimenteller Beobachtung, stellt aber gegenüber der allgemeinen Formulierung eine Einschränkung dar, da nach (3.2.4) ϕ_i eine Zeitfunktion sein kann. So können rein zeitabhängige Vorgänge, wie z.B. Kornwachstum und Sauerstoffaufnahme, keine stationären Werte erreichen. Wenn die Änderungen jedoch innerhalb der Versuchszeit klein genug sind, können die ϕ_i als quasistationär behandelt werden.

Das stationäre Verformungsverhalten bietet also die Möglichkeit, das Grundverhalten der Deformation bei konstanten Parametern zu ermitteln und andererseits auch den Einfluß von Strukturveränderungen (z.B. Sauerstoffgehalt) auf dieses Grundverhalten parametrisch zu studieren (Separation der inneren Parameter). Sie erleichtern die Modellierung damit wesentlich.

In der praktischen Datenanalyse bildet der stationäre oder quasistationäre Verformungsbereich den günstigsten Bezugspunkt beim Vergleich unterschiedlicher Experimente, weil er am deutlichsten ausgeprägt ist und die geringste Streubreite im Verlauf eines Experimentes hat.

Schwierig für die Modellentwicklung wird es, wenn ein solcher stationärer Bereich nicht ausgeprägt ist. Dies tritt bei den hier analysierten Daten, insbesondere im 2-Phasenbereich, bei größeren Deformationsgeschwindigkeiten auf. Nach Kap. 3.3.2 kann das dynamische Zusammenwirken mehrerer Deformationsmechanismen ein integrales Verhalten ergeben, das keinen stationären Bereich mehr zeigt. Solche Bereiche zeigen in den experimentellen Daten eine größere Streuung und erfordern mehrere Iterationsschritte bei der Modellierung.

Auf dem Weg zur Bestimmung des allgemeinen Fließgesetzes wird zunächst das stationäre Fließgesetz ermittelt. Das allgemeine Fließgesetz muß dann derart aufgebaut sein, daß es im stationären Bereich identisch mit dem stationären Gesetz wird.

3.2.3 Bestimmung des Ansatzes für die stationäre Verformung

Für die stationäre Verformung werden in der Literatur überwiegend Potenzansätze der Art

$$\dot{\epsilon}_{ss} = A \sigma_{ss}^n \quad (3.2.6)$$

für die Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ als Funktion der Spannung gemacht. Deswegen erfolgte die Datenanalyse von isothermen Zug-, Kriech- und Rohrberstexperimenten in doppeltlogarithmischen Darstellungen der Spannung σ über der Dehngeschwindigkeit (Abb. 3.2.5). Wenn also ein Potenzansatz die stationäre Verformung beschreibt, müssen in doppeltlogarithmischer Darstellung, entsprechend der logarithmierten Gleichung (3.2.6)

$$\ln \dot{\epsilon} = \ln A + n \ln \sigma$$

die quasistationären Verformungsbereiche auf Geraden abgebildet werden, deren Steigung durch den Spannungsexponenten n determiniert ist.

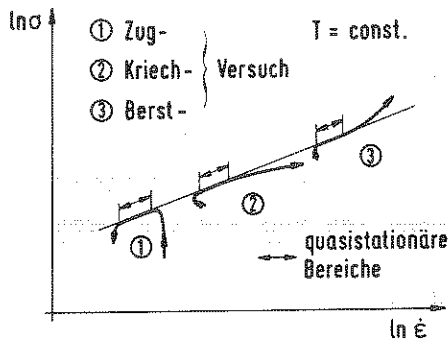


Abb. 3.2.5

Quasistationäre Bereiche beim Zug-, Kriech- und Rohrberstversuch

Abb. 3.2.6 zeigt Ausgleichskurven durch die quasistationären Bereiche isothermer Experimente unterschiedlicher Dehngeschwindigkeit.

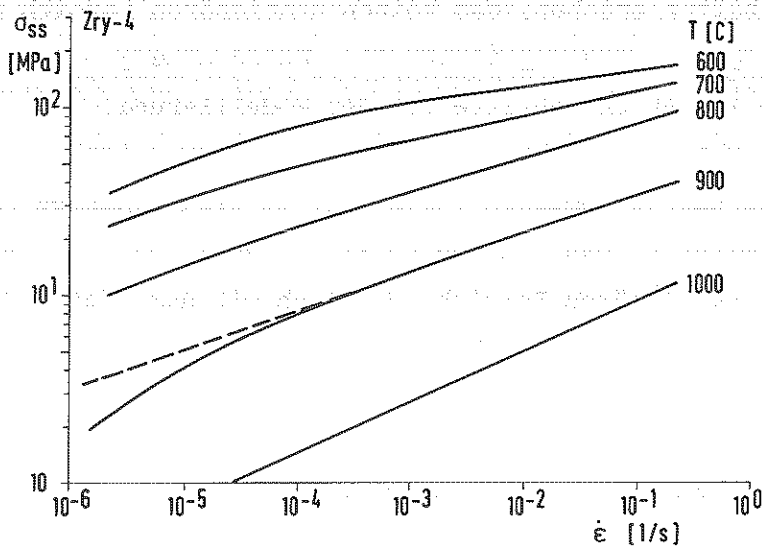


Abb. 3.2.6 Abhängigkeit der stationären Kriechspannung von der Dehngeschwindigkeit bei Zry-4

Die Krümmung der Kurven zeigt, daß ein Potenzansatz nach Gl. (3.2.6) mit konstantem Spannungsexponenten $n \neq n(\dot{\epsilon})$ in dem hier betrachteten Dehngeschwindigkeitsbereich $10^{-6} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^0$ nur bereichsweise gültig sein kann. Die Geschwindigkeitsempfindlichkeit der Fließspannung (strain rate sensitivity), auch Geschwindigkeitsexponent genannt,

$$m \equiv \left(\frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_{T, \epsilon} \quad (3.2.7)$$

die durch die Steigung der Kurven in Abb. 3.2.6 gegeben ist, und dessen Kehrwert $1/m$ den Spannungsexponenten n ergibt, ist somit von der Dehngeschwindigkeit

$$m = m(\dot{\epsilon})$$

abhängig. Besonders stark ausgeprägt ist dies im Phasenumwandlungsbereich (hier bei 900 C).

Ein Vergleich der Kurvensteigungen bei unterschiedlichen Temperaturen ergibt, daß neben der $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit auch eine deutliche Temperaturabhängigkeit

$$m = m(\dot{\epsilon}, T) \quad \text{bzw.} \quad n = n(\dot{\epsilon}, T)$$

des Geschwindigkeitsexponenten bzw. des Spannungsexponenten vorliegt.

Zu sehr ähnlichen Ergebnissen kommt auch Garde /26/ bei der Analyse von Zugversuchen. Abb. 3.2.7 zeigt eine Abb. 3.2.6 entsprechende Auftragung für die Streckgrenze, abhängig von der Dehngeschwindigkeit. Die sich daraus ergebende

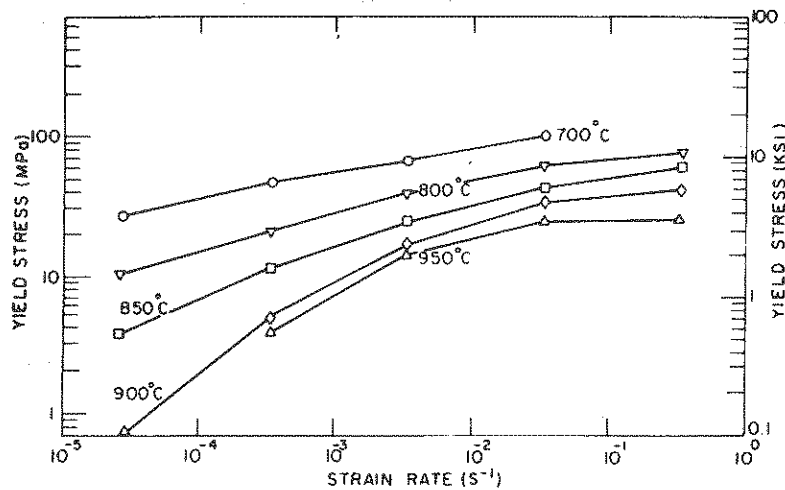


Abb. 3.2.7 Abhängigkeit der Fließspannung $\sigma_{0.2}$ von der Dehngeschwindigkeit nach /26/

Abhängigkeit des Spannungsexponenten von $\dot{\epsilon}$ und T ist in Abb. 3.2.8 dargestellt. So nimmt z.B. im α/β -Phasenumwandlungsbereich nach dieser Abbildung n Werte zwischen 2 und 7 an.

Die aus /26/ zitierten Werte geben zwar qualitativ die gleichen Tendenzen der Abhängigkeiten, können jedoch quantitativ nicht mit den hier ermittelten über-

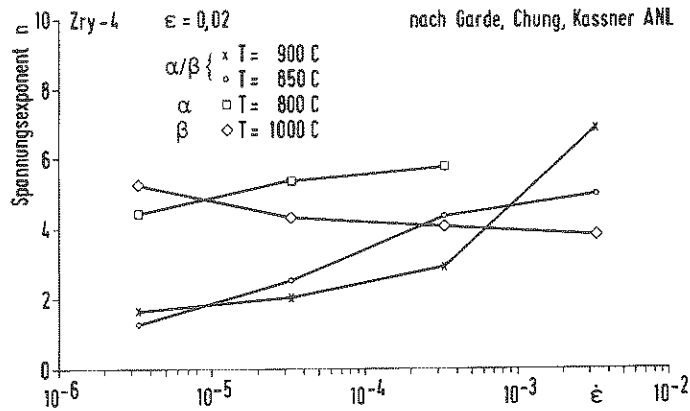


Abb. 3.2.8 Abhängigkeit des Spannungsexponenten von der Dehngeschwindigkeit nach /26/

einstimmen. Der Grund liegt darin, daß die Werte in /26/ nicht den stationären Verformungsbereich charakterisieren, sondern auf Spannungswerten des Beginns der plastischen Verformung basieren ($\sigma_{0,2}$). Wenn man sich nicht auf die stationäre Verformung bezieht, zeigen die m-Werte eine zusätzliche Dehnungsabhängigkeit, wie dies in Abb. 3.2.9 aus /26/ dargestellt ist. Dies dürfte ein wesentlicher Grund für die in der Literatur feststellbare stärkere Streuung der Werte sein. Es zeigt auch, daß Werte aus der Literatur nicht ohne diesbezügliche Überprüfung übernommen werden können.

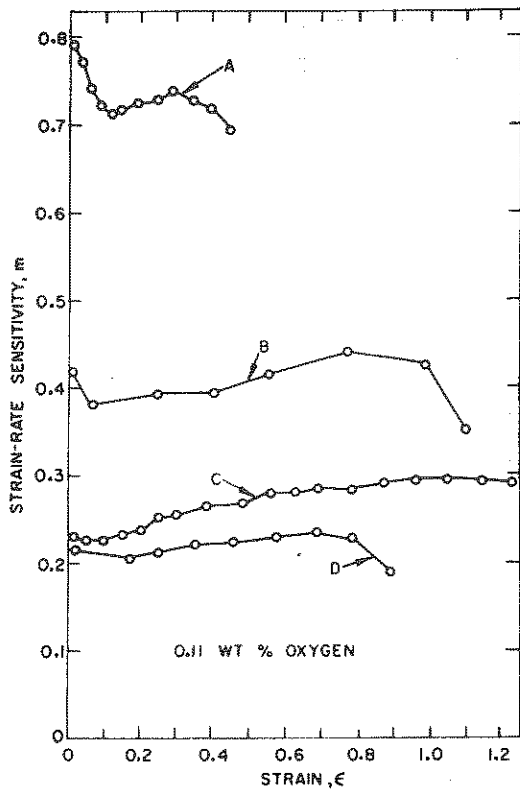


Abb. 3.2.9

Strain-rate sensitivity für Zry-4 nach /26/ für vier Dehngeschwindigkeitsbereiche:

- (A) $3.3 \cdot 10^{-6} - 3.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,
- (B) $3.3 \cdot 10^{-5} - 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$,
- (C) $3.3 \cdot 10^{-4} - 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,
- (D) $3.3 \cdot 10^{-3} - 3.3 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Rein empirisch läßt sich die auch bei anderen Metallegierungen beobachtete Abhängigkeit des Spannungsexponenten von der Dehngeschwindigkeit nach Garofalo /27/ mit einem sinh-Gesetz darstellen (Abb. 3.2.10).

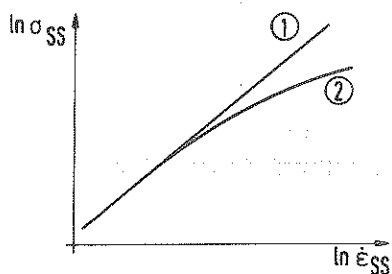


Abb. 3.2.10

Ansätze nach Norton (Potenzgesetz) und Garofalo (sinh-Gesetz) für die Dehngeschwindigkeit

① $\dot{\epsilon} = a \sigma^n$

② $\dot{\epsilon} = a [\sinh(b\sigma)]^n$

Im Vergleich zu einem Potenzgesetz

$$\dot{\epsilon}_{ss} = a \bar{\sigma}_{ss}^n$$

ist hierbei die Spannung nach der Beziehung

$$\bar{\sigma}_{ss} = \sinh(b\sigma_{ss}) \quad (3.2.8)$$

transformiert. Für kleine Spannungen geht dieser Ansatz in das normale Potenzgesetz über, während sich für große Spannungen eine exponentielle Abhängigkeit

$$\dot{\epsilon}_{ss} = \tilde{a} e^{bn\sigma_{ss}}$$

ergibt. Dieser Ansatz wird von Miller /12/ in der MATMOD-Entwicklung für das stationäre Fließen benutzt.

Eine weitere Möglichkeit der Modellierung basiert auf der Kenntnis der Metallphysik. Abhängig von der Temperatur und der Belastung werden unterschiedliche Mechanismen mit jeweils unterschiedlicher Spannungs- und Temperaturabhängigkeit dominant und ergeben so durch ihr Zusammenwirken auch die beobachtete $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit des Spannungsexponenten. Dieser Sachverhalt wird für die stationäre Deformation in sogenannten Verformungskarten (deformation map) dargestellt.

Abb. 3.2.1 zeigt die Bereiche unterschiedlicher Verformungsmechanismen in der

Temperatur-Spannungsebene, Abb. 3.2.11 in der Spannungs-Dehngeschwindigkeits-ebene nach Darstellungen von Ashby /22/.

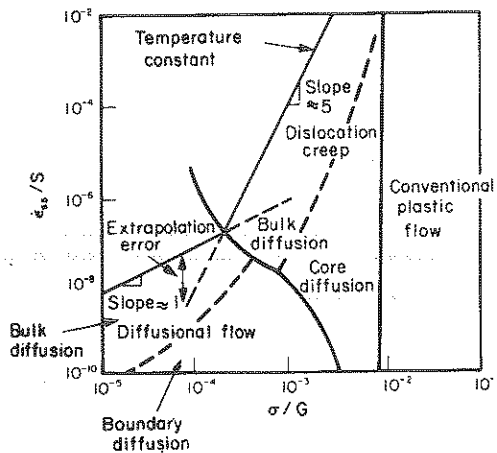


Abb. 3.2.11

Verformungsmechanismen bei unterschiedlicher Dehngeschwindigkeit und Spannung nach /22/

Eine Modellentwicklung dieser Art ist eine sehr anspruchsvolle und schwierige Aufgabe, denn es gilt, aus der Kenntnis des integralen Materialverhaltens, folgende Teilprobleme zu lösen:

1. Identifikation der an der Verformung beteiligten Einzelmechanismen.
2. Ermittlung von Bereichen, in denen einzelne Mechanismen dominant sind.
3. Ermittlung des Zusammenwirkens der Mechanismen in Übergangsbereichen, in denen kein Mechanismus dominant ist.

Diese bereits für die stationäre Verformung schwierige Aufgabe, müßte dann auch für die transienten Bereiche erledigt werden.

Trotzdem wird in vorliegender Modellentwicklung dieser Weg eingeschlagen, wenngleich nicht der Anspruch erhoben wird, daß es gelungen sei, die reinen physikalischen Parameter zu finden. Wohl aber trägt diese Modellierung dem Umstand Rechnung, daß sich innerhalb des betrachteten $\dot{\epsilon}$ -Bereichs Verformungsmechanismen ablösen bzw. in Übergangsbereichen zusammenwirken.

Die Entscheidung zu dieser Art der Modellierung erfolgte bei der Analyse der transienten Verformung, wie in Kap. 3.3.2 berichtet wird, und nicht allein aus dem stationären Verformungsverhalten. An dieser Stelle muß betont werden, daß

die Modellentwicklung sich iterativ vollzieht und die Teilmodelle nicht, wie hier dargestellt, sukzessive in ihrer endgültigen Form entstanden sind.

In der Literatur /25/ finden die einzelnen Verformungsmechanismen überwiegend eine Darstellung in der Form eines Potenzansatzes

$$\dot{\epsilon}_i = k_i(\phi_i, T) \sigma^{n_i} \quad (3.2.9)$$

bezüglich der Spannung. Sie unterscheiden sich untereinander in der Spannungsabhängigkeit (Exponent n), der Temperatur- und der Strukturparameterabhängigkeit. Dies zeigt sich z.B. in Abb. 3.2.11 aus /22/ für den Fließspannungsverlauf bei konstanter Temperatur. Er wird durch 2 Geradenstücke mit der Steigung 5 ($n=5$) und Steigung 1 gebildet. Die Teilstücke charakterisieren die Teilbereiche, in denen zum einen Versetzungskriechen ($n=5$), zum anderen Diffusionskriechen ($n=1$) dominant ist.

Dementsprechend wird hier vorgegangen. Wie in Abb. 3.2.12 dargestellt, muß nun jedoch noch das Zusammenwirken der Mechanismen im Grenzbereich um $\dot{\epsilon}_c$ gefunden werden. Wenn man eine Reihenschaltung der Einzelmechanismen annimmt, so überwiegt für eine angelegte Spannung σ_a die Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_1(\sigma_a)$ des Mech. 1, für σ_b $\dot{\epsilon}_2(\sigma_b)$ des Mech. 2, während für die Grenzgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_c$ beide Mechanismen den gleichen Betrag zur Deformation beisteuern. Insgesamt ergibt sich dann die in Abb. 3.2.12 dargestellte Übergangskurve.

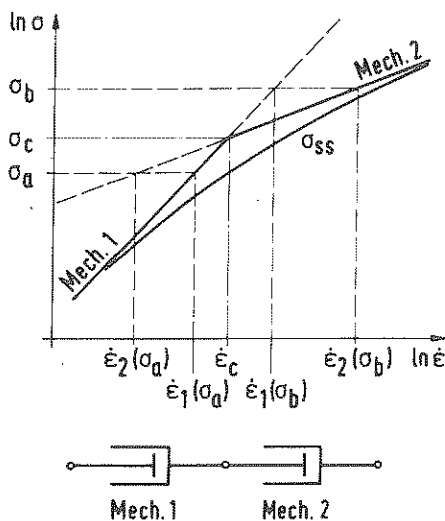


Abb. 3.2.12

Zusammenwirken zweier Verformungsmechanismen im Grenzbereich

In der Modellierpraxis ist nun der umgekehrte Weg zu gehen:

gegeben ist eine Kurve in der $\ln \dot{\epsilon} / \ln \epsilon$ -Ebene,
gesucht sind die Mechanismen, die in ihrem Zusammenwirken die Ausgangskurve ergeben.

Schwierig bei dieser Aufgabe ist es, Bereiche eines dominanten Mechanismus bzw. die "Nahtstellen" zu finden. Hilfreich waren hierbei die bereits erwähnten, noch zu beschreibenden transienten Effekte, die auch die Motivation für diese Art der Approximation geben.

Das Ergebnis ist in Abb. 3.2.13 dargestellt. In Anbetracht der Schwierigkeiten, die das komplizierte Zircaloyverhalten in diesem Temperaturbereich mit sich bringt (z.B. Phasenumwandlung), sowie der noch zu modellierenden nichtstationären Verformung, beschränkt sich die Modellentwicklung auf 2 Mechanismen, die zwar numerisch die stationären Fließspannungskurven der Abb. 3.2.6 gut approximieren, jedoch noch nicht den Anspruch erheben können, "reine physikalische" Mechanismen zu sein.

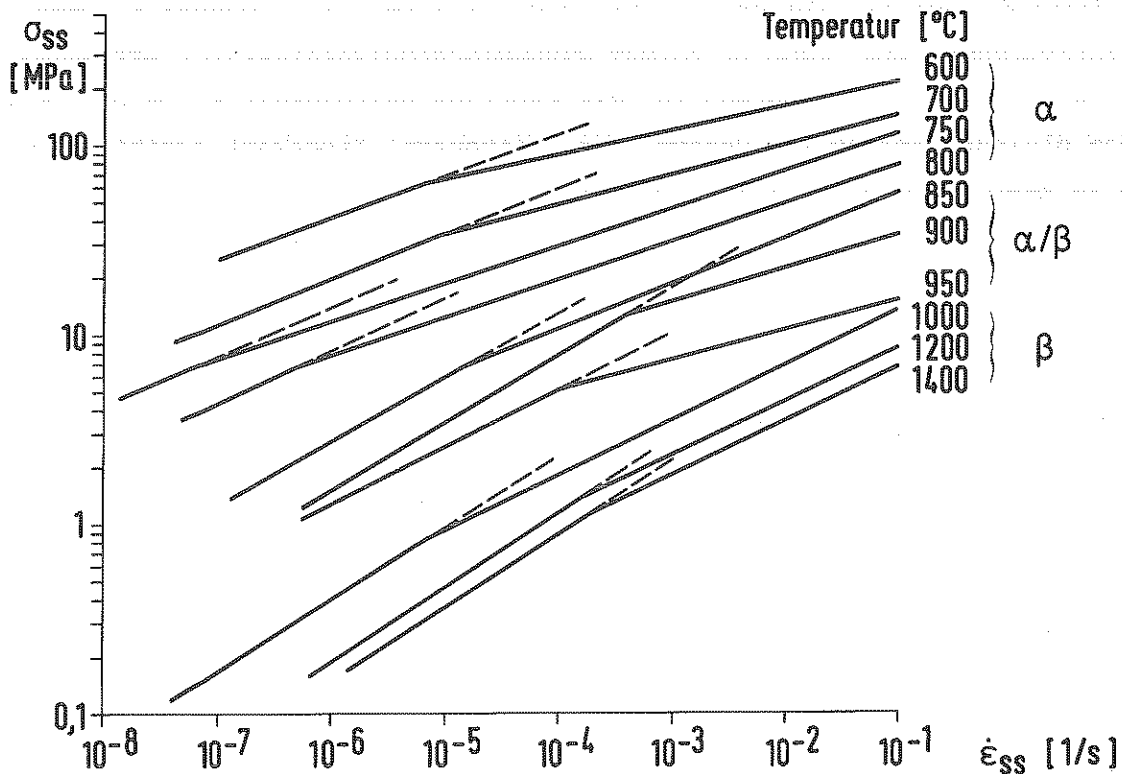


Abb. 3.2.13 Stationäre Fließspannung der Verformungsmechanismen

Dies zeigt sich z.B. am Verlauf der Spannungsexponenten über der Temperatur in Abb. 3.2.14, der, entgegen den Vorstellungen in der Literatur, doch noch eine beträchtliche Temperaturabhängigkeit enthält. Diese Abhängigkeit betrifft besonders stark den Mech. 2 in der α -Phase (Abfall von $n=8$ bis $n=5$ bei ansteigender Temperatur), sowie den Verlauf im Phasenumwandlungsgebiet, der deutlich widerspiegelt, daß dort, bezüglich der plastischen Verformung, wesentliche Änderungen stattfinden.

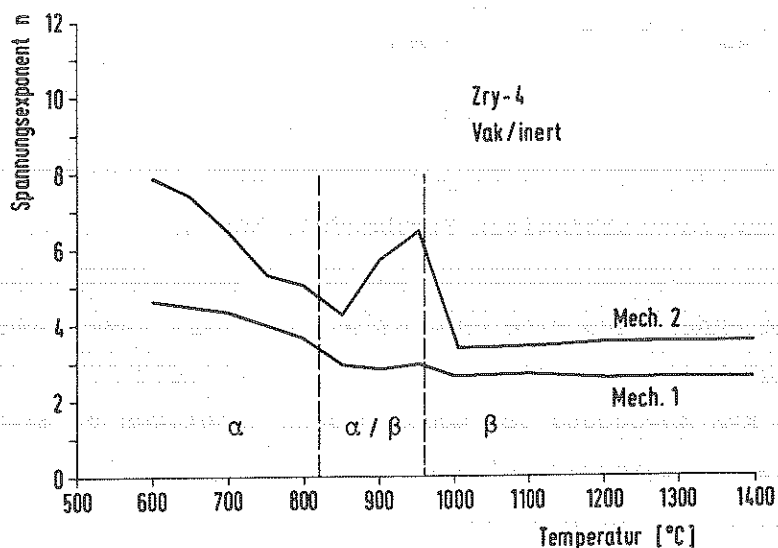


Abb. 3.2.14 Verlauf der Spannungsexponenten der Verformungsmechanismen Mech.1 und Mech.2 über der Temperatur

Nach der Theorie der Deformationsmechanismen ist der für $\dot{\epsilon} < 10^{-4}$ wirksame Mech. 1 im α -Bereich vorwiegend als Versetzungskriechen zu interpretieren (nach /22/ $n \approx 5$). Im α/β - und im β -Gebiet können in Mech. 1 zusätzlich Mechanismen, wie Korngrenzgleiten (superplastischer Bereich in α/β) und Diffusionskriechen ($n \approx 1$), mitenthalten sein. Mech. 2 repräsentiert überwiegend Mechanismen mit einer stärkeren Spannungsabhängigkeit, im α und α/β -Bereich als Versetzungsgleiten deutbar /25/.

Eine eingehendere Analyse bezüglich der wirksamen physikalischen Mechanismen müßte über temperaturkompensierte Auftragungen, wie z.B. in Abb. 3.2.11, aus /22/ erfolgen. Dazu wird üblicherweise die Spannung auf den Schubmodul und die Dehngeschwindigkeit auf den, auf eine charakteristische Fläche bezogenen, Volumendiffusionskoeffizienten D_v/a^2 bezogen, um zu einer dimensionslosen Darstellung zu kommen. Da jedoch wesentliche Strukturveränderungen (Phasenumwandlung und dynamische Rekristallisation im α -Bereich) nicht modellmäßig

erfaßt sind, verspricht dieser Weg, bei diesem komplizierten Material, kurzfristig keine entscheidende Modellverbesserung.

Dies gilt auch bezüglich der Temperaturabhängigkeit der Modellparameter. Diese läßt sich in Bereichen, in denen bei Temperaturvariationen keine wesentlichen Strukturveränderungen stattfinden, im Hochtemperaturbereich bei diffusionsgesteuertem Kriechen, über die Temperaturabhängigkeit

$$\dot{\epsilon}_{SS} = K D_0 e^{-Q/RT} \left(\frac{\sigma}{G}\right)^n \quad (3.2.10)$$

des Diffusionskoeffizienten $D = D_0 e^{-Q/RT}$ darstellen, wobei die durch thermisch bedingte Gitterausdehnung bewirkte Temperaturabhängigkeit, durch Bezug der Spannung auf den temperaturabhängigen Schubmodul, kompensiert wird.

Da diese Strukturveränderungen eine Separation der Temperaturabhängigkeit von der Spannungsabhängigkeit mit Hilfe der Arrheniusabhängigkeit gerade in den für die praktische KVS-Anwendung des Modells sehr wichtigen Bereich $T < 1000 \text{ C}$ nicht mit genügender Genauigkeit zulassen, wird die Temperaturabhängigkeit implizit in Modellkoeffizienten belassen, die im Rechenprogramm in Tabellenform zur Anwendung kommen.

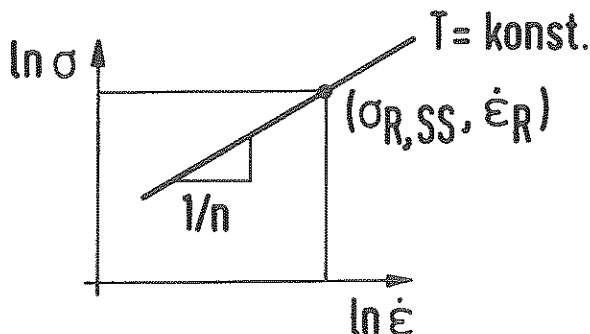


Abb. 3.2.15

Festlegung der Modellparameter

Dazu wird nach Abb. 3.2.15 jeder Mechanismus in Temperaturstützpunkten durch seine Steigung und einen Referenzspannungswert $\sigma_{R,SS}$ bei einer Referenzdehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_R$ in der $\ln \sigma / \ln \dot{\epsilon}$ -Darstellung festgelegt. Für Zwischenwerte in der Temperatur werden die Modellkoeffizienten interpoliert und zwar linear in der Steigung der Geradenstücke in der $\ln \sigma / \ln \dot{\epsilon}$ -Darstellung Abb. 3.2.13 (d.h. linear im Kehrwert des Spannungsexponenten $1/n$) und linear in den logarithmischen Referenzspannungswerten. Als Referenzdehngeschwindigkeit wird für beide Mechanismen der willkürliche Wert $\dot{\epsilon}_R = 0.1$ gewählt.

Damit ergibt sich für das stationäre Fließen die Darstellung

$$\frac{\dot{\epsilon}_{SS}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\sigma_{SS}}{\sigma_{R1,SS}(T)} \right]^{n_1(T)} + \left[\frac{\sigma_{SS}}{\sigma_{R2,SS}(T)} \right]^{n_2(T)} \quad (3.2.11)$$

wobei die 4 Modellkoeffizienten $\sigma_{R1,SS}$, $\sigma_{R2,SS}$, n_1 und n_2 jeweils von der Temperatur abhängig sind.

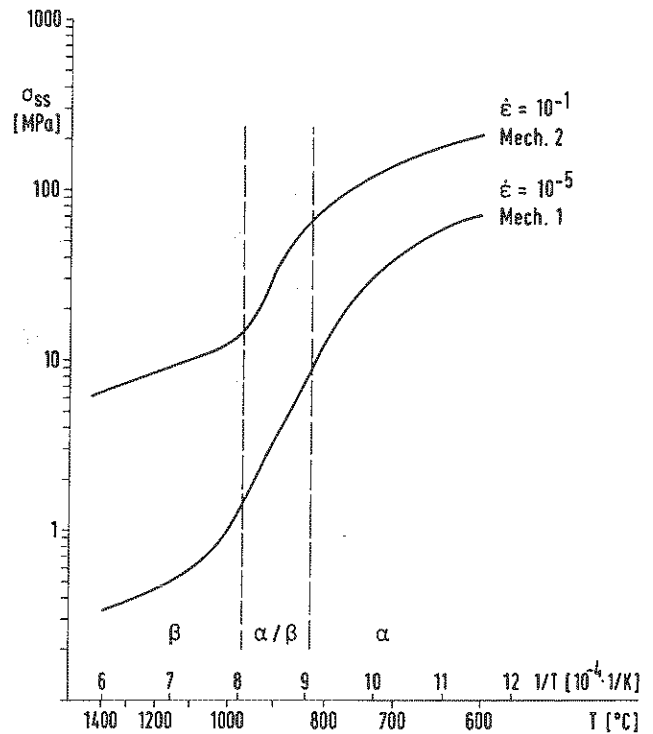
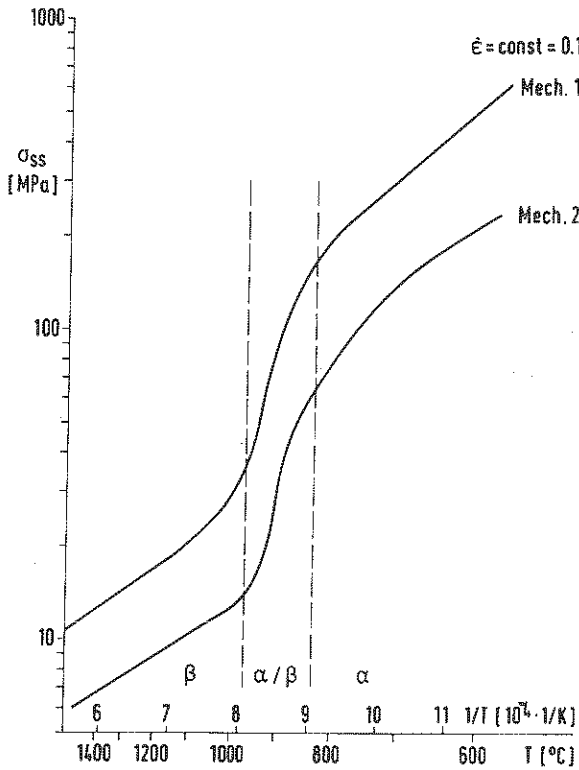


Abb. 3.2.16 Fließspannungswerte der Verformungsmechanismen bei der Referenzdehngeschwindigkeit

Abb. 3.2.17 Fließspannungswerte der Mechanismen bei charakteristischen Dehngeschwindigkeiten

Abb. 3.2.16 zeigt den temperaturabhängigen Verlauf der logarithmischen Referenzspannungswerte $\sigma_{R1,SS}$ und $\sigma_{R2,SS}$ über der reziproken Temperatur $1/T$ für $\dot{\epsilon}_R = 0.1$. Physikalisch aussagekräftiger ist die Darstellung in Abb. 3.2.17, bei der die Fließspannungswerte der Mechanismen in ihrem jeweils dominanten Bereich gezeigt werden. Würden die Fließspannungswerte einer einfachen Beziehung

$$\dot{\epsilon}_{SS} = A \sigma^n e^{-Q/RT}$$

mit konstanten Koeffizienten A , n und Q genügen, müßten sich jeweils Geraden mit der Steigung Q/RT ergeben. Auch hier wird deutlich, daß dies, insbesondere im Phasenumwandlungsgebiet, nicht zutrifft.

3.3 Transiente Deformation

In weniger detaillierten Modellen der Literatur / 6, 7 /, wird im Modell zwischen transientem und stationärem Kriechen nicht unterschieden, bzw. der transiente Bereich wird mit dem stationären Ansatz überbrückt. Dies sind Modelle, die sich vorwiegend an temperaturtransienten Rohrberstexperimenten orientieren und in erster Linie das Versagen bei dieser Versuchsführung beschreiben. Diese Art der Modellierung ist dann ausreichend, wenn die Temperaturänderung die Dehngeschwindigkeit dominant bestimmt.

Im allgemeinen Fall, insbesondere bei isothermer langsamer Deformation, wird der Verformungsverlauf und die Versagenszeit stark von dem transienten Dehnverhalten geprägt. Zur Beschreibung des Dehnverlaufs, entsprechend der vorgegebenen Zielvorgabe dieser Modellentwicklung, ist eine angemessene Modellierung deswegen erforderlich, weil die Dehnung eine Rückkoppelung auf die Spannung ergibt. Diese ergibt sich bei Kriechversuchen (konstante Last) durch die Beziehung

$$\sigma = \sigma_0 e^{\epsilon} \quad (3.3.1)$$

und bei Rohrkriechversuchen (konstanter Innendruck) durch

$$\sigma = \sigma_0 e^{2\epsilon} \quad (3.3.2)$$

d.h., bei Rohrversuchen, die den Anwendungsfall des Modells darstellen, ist die Rückkoppelung durch die Rohraufweitung stärker als beim Kriechversuch, was die Bedeutung der Modellierung der transienten Deformation zusätzlich unterstreicht.

Nach Abb. 3.2.3 unterscheidet man im Versuch bei vorgegebener Last (Kriech- und Rohrberstversuch) zwischen normalem und abnormalem transienten Kriechverhalten. Bei ersterem fällt $\dot{\epsilon}$ im transienten Bereich auf einen Minimalwert ab, ehe der stationäre Bereich erreicht wird. Beim abnormalen transienten Kriechverhalten dagegen verformt die Probe mit zunehmendem $\dot{\epsilon}$ bis zur Einmündung in den stationären Bereich. Alle nicht abnehmenden transienten $\dot{\epsilon}$ -Verläufe werden in der Literatur /28,29/ als abnormales transientes Kriechen bezeichnet.

Beim geschwindigkeitsgesteuerten Versuch (Zugversuch) gibt es im transienten Bereich nach Abb. 3.2.4 ebenfalls zweierlei Erscheinungsformen im Spannungsverlauf: das normale Verfestigungsverhalten und das unter dem Begriff Streckgrenzeneffekt bekannte Verhalten, bei dem die Spannung zunächst höher ansteigt und dann wieder rasch auf den "normalen" Verlauf abfällt (unterbrochene Kurven

in Abb. 3.2.4). Ein Vergleich der so charakterisierten Verläufe mit den Kriechversuchen hat gezeigt, daß Streckgrenzeneffekt und abnormales Kriechen unter den gleichen Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsbedingungen auftreten, also korrespondierende Effekte sind.

In diesem Abschnitt wird die Modellierung des transienten Bereichs beschrieben. Dieser zeigt zwar für Zircaloy ein recht kompliziertes Verhalten, ist aber meßtechnisch recht gut erfaßt, da die Proben in diesem Bereich noch Gleichmaßverformung zeigen.

Im Tertiärbereich, in dem im Vergleich zum stationären Bereich ebenfalls "transiente" Verformungsvorgänge ablaufen, ist das Materialverhalten jedoch von starken, im Experiment nicht meßtechnisch erfaßten, Geometrieänderungen (Einschnürung) begleitet, die eine Modellierung im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich machen. Statt dessen wird dieser Bereich mit dem stationären Modellansatz überbrückt, während das Deformationsende mit Hilfe des Versagenskriteriums festgelegt wird. Der Fehler, der auf diese Weise entsteht, ist in den meisten Fällen nicht sehr gravierend, da er sich nicht mehr, wie z.B. ein Fehler im transienten Bereich, in nachfolgende Bereiche fortpflanzen kann, und der Beitrag zur integralen Gesamtdehnung relativ klein ist, da die Dehnung durch Einschnürung stark lokalisiert auftritt.

3.3.1 Das Verfestigungsmodell

Das normale Kriechverhalten bzw. das normale Verfestigungsverhalten im transienten Bereich, wird mit Hilfe des Verfestigungsmodells beschrieben, während abnormales Kriechverhalten bzw. der Streckgrenzeneffekt, im nächsten Abschnitt mit einem Wechsel der Verformungsmechanismen modelliert wird.

Das Verfestigungsverhalten wird im allgemeinen Deformationsansatz

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma, T, \phi_1, \dots, \phi_s, \dots, \phi_n) \quad (3.3.3)$$

über einen Zustandsparameter ϕ_s , eine innere Variable, beschrieben, die die angelegte Spannung σ (im folgenden als σ_a gekennzeichnet) zu einer im Modell wirksamen Spannung σ_{wi} :

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma_{wi}(\sigma_a, \phi_s), T, \phi_1, \dots, \phi_n) \quad (3.3.4)$$

verändert.

Bei der Wahl der funktionellen Abhängigkeit

$$\sigma_{wi} = \sigma_{wi}(\sigma_a, \phi_s)$$

findet man in der Literatur /11,12/ die beiden Möglichkeiten

$$\sigma_{wi} = \sigma_a - \phi_{s1} \quad (3.3.5)$$

und

$$\sigma_{wi} = \frac{\sigma_a}{\phi_{s2}} \quad (3.3.6)$$

Miller /12,30/ benutzt in der MATMOD-Entwicklung beide Arten, wobei (3.3.5) für richtungsabhängige Verfestigung und (3.3.6) für isotrope Verfestigung benutzt wird. Nach Miller /12,30/ kommt es, während einer plastischen Verformung, sowohl zu isotroper Verfestigung, z.B. durch Erhöhung der Versetzungsdichte und Subkornbildung, als auch zu richtungsabhängiger Verfestigung, z.B. durch Versetzungstau an Hindernissen.

Anhand des hier vorliegenden Datenmaterials ist eine Separation der Beiträge beider Verfestigungstypen nicht möglich. Ohne Kenntnis der vorliegenden Verfestigungsmechanismen wird hier, wie auch in der Modellentwicklung von Sills und Holt /11/, die Form (3.3.5) gewählt. Die dehnungsabhängige Verfestigung wird durch die Rückspannung ϕ_{s1} (im weiteren σ_s genannt) beschrieben. Dies bedeutet im Rahmen der hier benutzten Invariantentheorie eine isotrope Veränderung, da für den allgemeinen Spannungszustand die Effektivspannung in das Modell eingeht, also die Spannungskomponenten proportional verändert werden. Andere (bisher noch nicht modellierte) Verfestigungsvorgänge, die eine verformungsunabhängige Änderung der Fließspannung bewirken (z.B. Rekristallisation, Gefügewandlung), sollten jedoch nach (3.3.6) durch Veränderung der Referenzspannungswerte $\sigma_{R1,SS}$ und $\sigma_{R2,SS}$ modelliert werden.

Die Form, sowie die Koeffizienten der Parameterzustandsbeziehung für die Verfestigungsspannung, wurde aus der Analyse von Zugversuchen mit normalem Verfestigungsverlauf (Abb. 3.2.4) gewonnen.

Das Modell geht von der Annahme aus, daß so, wie bei der isothermen stationären Deformation, die eindeutige Beziehung

$$\dot{\epsilon}_{ss} \sim \sigma_{ss} \quad (3.3.7)$$

besteht, im allgemeinen Fall jedoch dieser eindeutige Zusammenhang zwischen

der Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und der wirksamen Spannung σ_{wi} :

$$\dot{\epsilon} \sim \bar{\sigma}_{wi} = \bar{\sigma}_a - \bar{\sigma}_s \quad (3.3.8)$$

gegeben ist (also $\sigma_{wi} \neq f(\epsilon)$). Für einen Zugversuch bei konstantem $\dot{\epsilon}$ ist dies in Abb. 3.3.1 schematisch dargestellt. Ferner sollte im stationären Fall ($\sigma_a = \sigma_{ss}$) σ_s unabhängig von ϵ werden.

In der Literatur /26/ wird entsprechend der Gleichung

$$\bar{\sigma}_a = \bar{\sigma}_{wi} + k \epsilon^p \quad (3.3.9)$$

der Verlauf der angelegten Spannung über ein Potenzgesetz beschrieben, was in der doppeltlogarithmischen Darstellung des Verfestigungskoeffizienten

$$\theta = \left(\frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \epsilon} \right)_{\dot{\epsilon}} \quad (3.3.10)$$

über der Dehnung einen linearen Verlauf ergibt.

Aus der Tatsache, daß die hier analysierten experimentellen Daten nach der elastischen Dehnung in Geraden der halblogarithmischen Darstellung $\ln \theta / \epsilon$ einlaufen, wie in Abb. 3.3.2 dargestellt ist, wurde gefolgert, daß entsprechend der Abhängigkeit

$$\ln \theta = a_1 - a_2 \epsilon \quad (3.3.11)$$

die angelegte Spannung σ_a bei konstantem $\dot{\epsilon}$ der Beziehung

$$\bar{\sigma}_a = \bar{\sigma}_{wi} + \bar{\sigma}_{s,\infty} [1 - \exp(-\epsilon/\bar{\epsilon})] \quad (3.3.12)$$

also

$$\bar{\sigma}_s = \bar{\sigma}_{s,\infty} [1 - \exp(-\epsilon/\bar{\epsilon})] \quad (3.3.12a)$$

folgt. Die Verfestigungsspannung σ_s wird also nicht wie in Gl. (3.3.9) mit einem Potenzansatz sondern, wie in Abb. 3.3.3 schematisch gezeigt wird, mit einer Exponentialfunktion dargestellt.

Diese Funktion ermöglicht ein asymptotisches Einlaufen von σ_s in den Grenzwert $\sigma_{s,\infty}$ in der stationären Verformungsphase. Der zweite Koeffizient $\bar{\epsilon}$ ergibt zusammen mit $\sigma_{s,\infty}$ den Verfestigungskoeffizienten

$$\theta \Big|_{\epsilon=0} \equiv \theta_0 = \frac{\bar{\sigma}_{s,\infty}}{\bar{\epsilon}} \quad (3.3.13)$$

zu Beginn der plastischen Verformung und bestimmt so das Übergangverhalten σ_s in den stationären Wert $\sigma_{s,\infty}$.

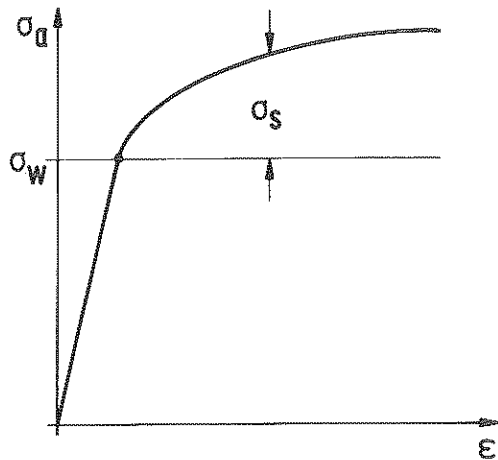


Abb. 3.3.1

Angelegte Spannung σ_a , wirksame Spannung σ_{wi} und Verfestigungsspannung σ_s beim Zugversuch

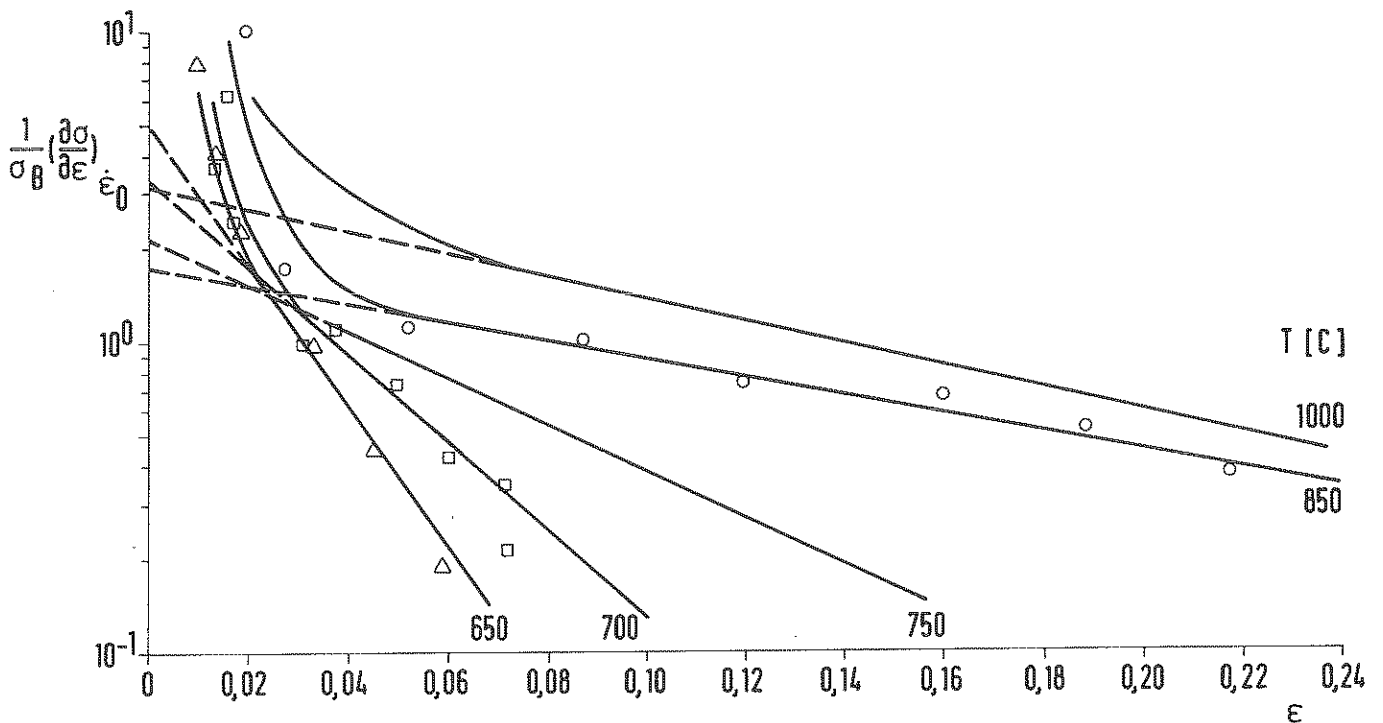


Abb. 3.3.2 Verfestigungsverhalten von Zugversuchen in Abhängigkeit der Temperatur

Für den Verfestigungsverlauf $\Theta(\epsilon)$, also die Steigung der Exponentialfunktion in Abb. 3.3.3, ergibt sich nach Gl. (3.3.12)

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial \epsilon}\right)_{\dot{\epsilon}, T} = \Theta_0 \left[1 - \frac{\sigma_a - \sigma_{wi}}{\sigma_{s,\infty} - \sigma_{wi}} \right] \quad (3.3.14)$$

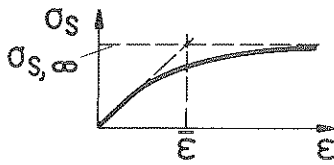


Abb. 3.3.3

Exponentieller Verlauf der Verfestigungsspannung beim Zugversuch

$$\sigma_s = \sigma_{s,\infty} [1 - \exp(-\epsilon/\bar{\epsilon})]$$

Ein derartiger exponentieller Ansatz ist bereits 1948 von Voce /31/ vorgeschlagen worden. Später hat Kocks /31/ diesen mit Erfolg zur Beschreibung des Verfestigungsverhaltens von kubisch-flächenzentrierten reinen Metallen im Tieftemperaturbereich verwendet. Seiner Datenanalyse lag Gl. (3.3.14) zugrunde, die einen linearen Zusammenhang zwischen θ und σ_a gibt.

Die Datenauswertung wurde aus mehreren Gründen erschwert:

1. Wegen der relativ geringen Genauigkeit der Meßdaten bei sehr kleinen Dehnungen, konnte der elastische Verformungsanteil nicht streng separiert werden (Einlaufbereich der Kurven in Abb. 3.3.2 in die Geraden). Statt dessen werden die Geraden zu kleinen Dehnungen extrapoliert (unterbrochene Linien in Abb. 3.3.2).
2. Durch Verformungsinstabilität wird, abhängig vom Dehngeschwindigkeitsbereich, das Verfestigungsverhalten durch nicht erfaßte Einschnürvorgänge überlagert.
3. Bei den hier untersuchten Experimenten bei konstanter Maschinengeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ ist $\dot{\epsilon}$ nach der Beziehung $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 e^{-\epsilon}$ nicht konstant.

Daher ist die Bestimmung der Parameter $\sigma_{s,\infty}$ und $\bar{\epsilon}$ in manchen Bereichen relativ unscharf.

Die Analyse des Verlaufs des Verfestigungskoeffizienten bei unterschiedlicher Temperatur und Dehngeschwindigkeit ergab in der halblogarithmischen Darstellung (Abbn. 3.3.2, 3.3.4, 3.3.5) zwar Geraden unterschiedlicher Steigung $m = \frac{1}{\bar{\epsilon}}$, der auf die Bruchspannung σ_B bezogene dimensionslose Verfestigungskoeffizient ergab jedoch für die Extrapolation $\epsilon \rightarrow 0$, also $\frac{\sigma_0}{\sigma_B}$ einen näherungsweise von T und $\dot{\epsilon}$

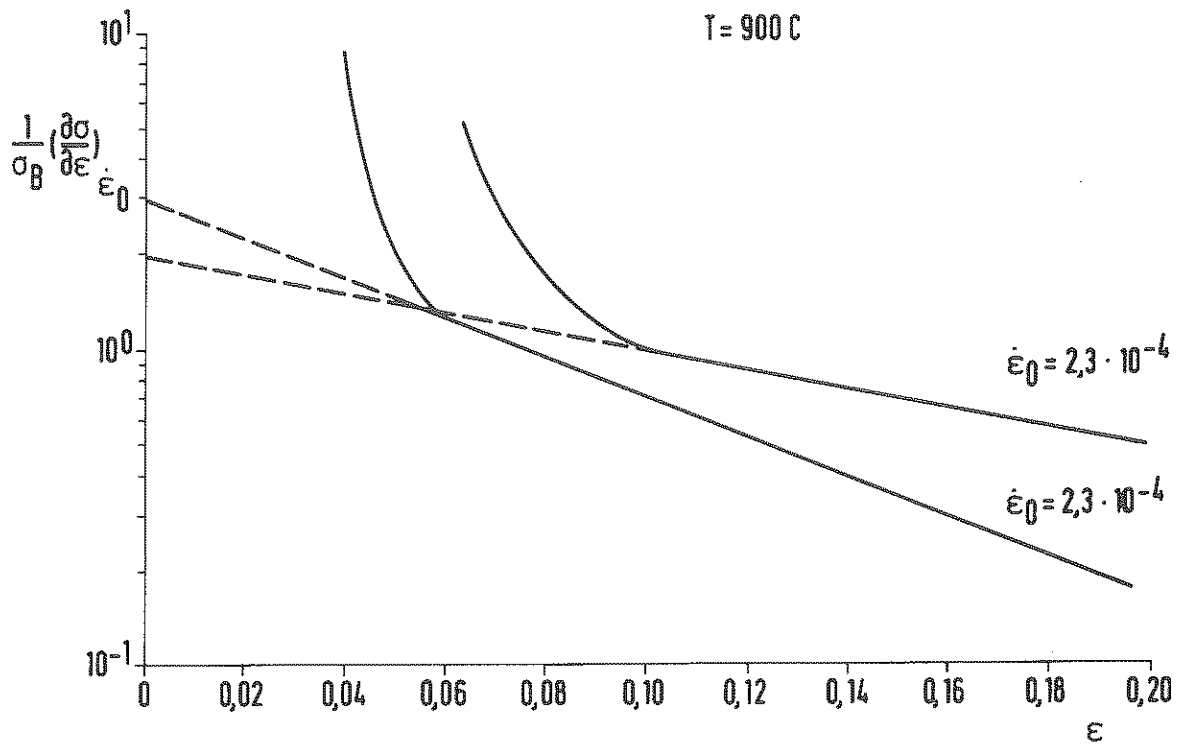


Abb. 3.3.4 Verfestigungsverhalten von Zugversuchen in Abhängigkeit der Dehngeschwindigkeit bei 900 C

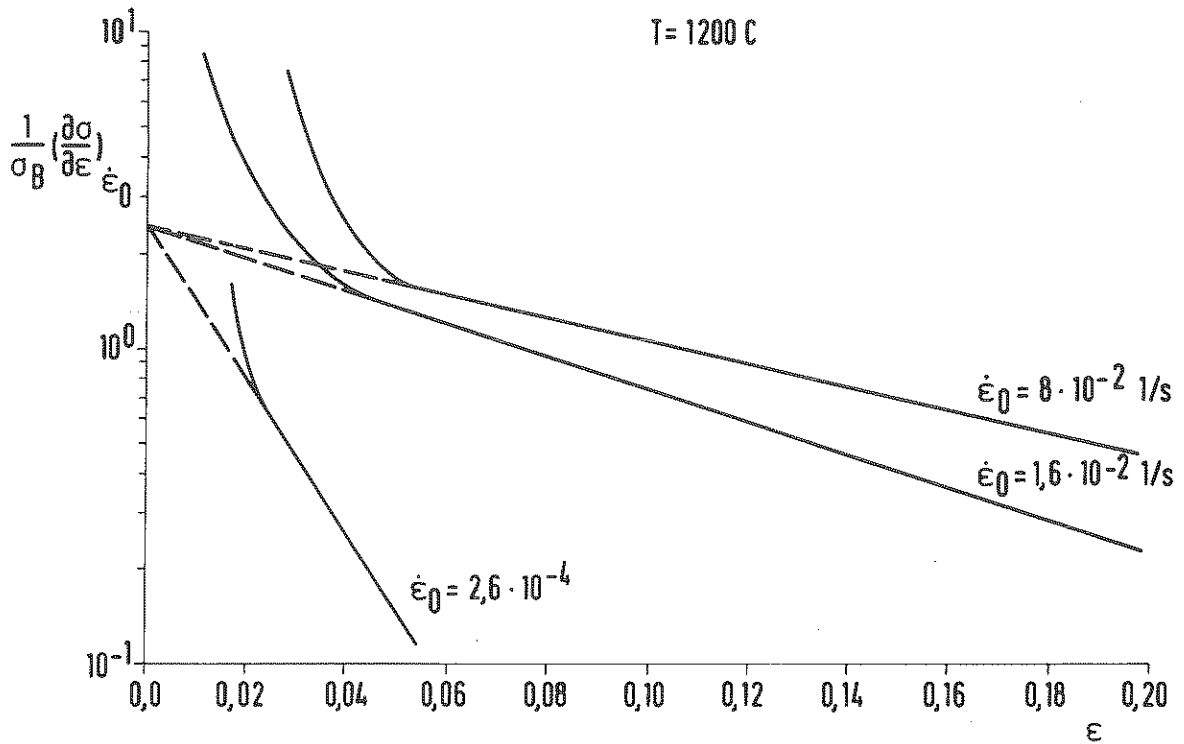


Abb. 3.3.5 Verfestigungsverhalten von Zugversuchen in Abhängigkeit der Dehngeschwindigkeit bei 1200 C

unabhängigen konstanten Wert

$$\frac{\theta_0}{\sigma_B} \cong \text{const} = f(T, \dot{\epsilon}) = K_1 \quad (3.3.15)$$

Bei Kocks /31/ hat die Analyse an reinem Aluminium und Kupfer im Tieftemperaturbereich bei Bezug von θ_0 auf den Schubmodul G , einen konstanten Wert ergeben. Im hier vorliegenden Hochtemperaturbereich konnte damit die Temperaturabhängigkeit (und die hier ebenfalls vorliegende $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit) jedoch nicht eliminiert werden.

Die Bruchspannung¹⁾ kennzeichnet beim normalen Verfestigungsverhalten nach Abb. 3.2.4 bzw. Abb. 3.3.1 das Ende der transienten Verformung und, im idealen Fall, den Beginn der stationären Verformung. Daher wird sie im Modell mit der stationären Fließspannung gleichgesetzt. Mit den Gln. (3.3.13) und (3.3.15) erhält man dann die Beziehung

$$\sigma_{s,\infty} = K_1 \bar{\sigma}_{ss} \bar{\epsilon} \quad (3.3.16)$$

zwischen den zu bestimmenden Größen $\sigma_{s,\infty}$ und $\bar{\epsilon}$.

Die charakteristische Größe $\bar{\epsilon}$ kann im Prinzip aus der Steigung des $\theta(\epsilon)$ -Verlaufs in der $\ln\theta/\epsilon$ -Darstellung gewonnen werden, wobei die Steigung den negativen Reziprokwert $1/\bar{\epsilon}$ dargestellt. Abb. 3.3.2 zeigt, daß der Absolutwert der Steigung mit zunehmender Temperatur abnimmt, also $\bar{\epsilon}$ zunimmt.

Die Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit wird in den Abbn. 3.3.4 und 3.3.5 dargestellt. Es zeigt sich ein systematischer Zusammenhang zwischen $\dot{\epsilon}$ und $\bar{\epsilon}$, der jedoch vom Phasenzustand des Materials abhängt: In den reinen Phasen α und β nimmt $\bar{\epsilon}$ mit steigendem $\dot{\epsilon}$ zu (Abb. 3.3.5 für den β -Bereich), im α/β -Phasenumwandlungsgebiet fällt $\bar{\epsilon}$ mit zunehmendem $\dot{\epsilon}$.

Für die praktische Modellierung wurden die aus dieser Analyse gewonnenen Erkenntnisse in erster Linie qualitativ zur Festlegung des funktionalen Zusammenhangs und der Zahl und der Art der Koeffizienten verwendet. Die hier quantitativ bestimmten Parameterwerte wurden zunächst als Anhaltswerte verwendet. Wie bereits erwähnt, überlagert in manchen Bereichen früh einsetzende Einschnürung das Verfestigungsverhalten, was sich insbesondere im Verlauf $\theta(\epsilon)$ bzw. in der Größe $\bar{\epsilon}$ auswirkt, die nur mit Hilfe größerer Dehnwerte, also bei stärkerer

1) als maximale Spannung im σ/ϵ -Diagramm definiert

Einschnürstörung gewonnen werden kann.

Eine Feinanpassung der Koeffizienten erfolgte (nach der Verallgemeinerung des Ansatzes für $\dot{\epsilon} \neq \text{const.}$) insbesondere anhand der Anpassung der Kriechdehnverläufe in der $\dot{\epsilon}/\epsilon$ -Darstellung. Bei dieser Versuchsführung ist der Verfestigungsbereich am deutlichsten sichtbar. Die Anpassung ist insofern nicht schwer, da die Größen $\sigma_{s,\infty}$ und $\bar{\epsilon}$ nach Abb. 3.3.3 recht anschaulich sind.

Zur Beschreibung der transienten Verformung anderer Versuchsführungen ($\dot{\epsilon} \neq \text{const.}$), z.B. derjenigen von Kriech- und Rohrberstversuchen, muß für die Verfestigungsspannung σ_s eine differentielle Form

$$\frac{d\sigma_s}{dt} = \dot{\sigma}_s = \frac{\partial \sigma_s}{\partial \epsilon} \frac{d\epsilon}{dt} \quad (3.3.17)$$

benutzt werden. Mit dem Ansatz (3.3.12a) erhält man die Differentialgleichung

$$\dot{\sigma}_s = \frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \sigma_{s,\infty} - \frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon} \sigma_s \quad (3.3.18)$$

Die zeitliche Änderung von σ_s ist die Differenz eines von der Dehnung unabhängigen Zuwachses und einer vom Betrag von σ_s abhängigen, also mit wachsender Dehnung zunehmenden Reduktion. Dies kann als Bilanz einer differentiellen Verfestigung und Erholung gedeutet werden. Darin sind rein zeitbedingte Effekte oder Effekte einer Strukturumwandlung, die bei temperaturtransienter Versuchsführung auftreten könnten, nicht enthalten.

Bei der Integration des Verfestigungsmodells in das allgemeine Fließgesetz muß sichergestellt werden, daß im stationären Verformungsbereich das bisher gewonnene stationäre Fließgesetz

$$\frac{\dot{\epsilon}_{ss}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\sigma_{ss}}{\sigma_{R1,ss}} \right]^{n_1} + \left[\frac{\sigma_{ss}}{\sigma_{R2,ss}} \right]^{n_2} \quad (3.3.19)$$

gültig bleibt, d.h., das allgemeine Fließgesetz muß als Spezialfall das stationäre Gesetz enthalten. Formal läßt sich (3.3.19) unter Verwendung der wirksamen Spannung $\sigma_{wi} = \sigma_a - \sigma_s$ zum allgemeinen Ansatz

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R1}} \right]^{n_1} + \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R2}} \right]^{n_2} \quad (3.3.20)$$

erweitern. Dabei ist zu diskutieren, inwieweit beide Mechanismen eine unterschiedliche Verfestigung erleiden. So wird z.B. in der Modellentwicklung von

Sills und Holt /10,11/ eine Verfestigung beim Versetzungskriechen berücksichtigt, während der diffusionsgesteuerte Anteil keinen Verfestigungsterm enthält.

Die hier vorgenommene Analyse hat jedoch gezeigt, daß eine Verfestigung im gesamten betrachteten Dehngeschwindigkeitsbereich vorliegt, jedoch von $\dot{\epsilon}$ abhängig ist. Diese Abhängigkeit ist aber in den Koeffizienten des Verfestigungsansatzes $\sigma_{s,\infty}$ und $\bar{\epsilon}$ enthalten. Daher wird in beiden Mechanismen dasselbe σ_s verwendet.

Für die stationäre Verformung ergibt sich aus (3.3.20)

$$\frac{\dot{\epsilon}_{ss}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\sigma_{ss} - \sigma_{s,\infty}}{\sigma_{R1}} \right]^{n_1} + \left[\frac{\sigma_{ss} - \sigma_{s,\infty}}{\sigma_{R2}} \right]^{n_2} \quad (3.3.21)$$

Die Gleichsetzung der Beiträge beider Mechanismen aus (3.3.21) mit (3.3.19) ergibt

$$\sigma_{R1} = \sigma_{R1,ss} \left[1 - \frac{\sigma_{s,\infty}}{\sigma_{ss}} \right] \quad (3.3.22)$$

bzw.

$$\sigma_{R2} = \sigma_{R2,ss} \left[1 - \frac{\sigma_{s,\infty}}{\sigma_{ss}} \right]$$

Abb. 3.3.6 zeigt eine gute Übereinstimmung von Messung und Modellergebnis im transienten und stationären Bereich eines Kriechversuchs bei 700 C in inerter Atmosphäre.

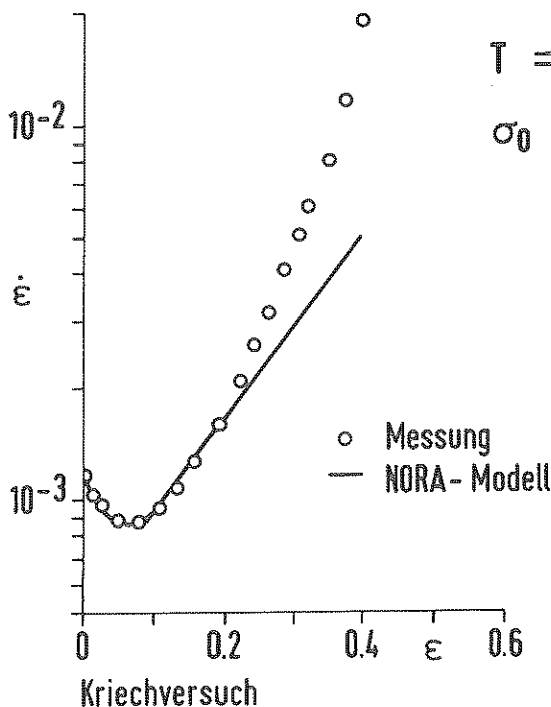


Abb. 3.3.6

Kriechversuch bei konstanter Last

3.3.2 Entfestigungsmodell - Dynamischer Wechsel der Verformungsmechanismen

Neben dem normalen Kriechverlauf bzw. normalen Verfestigungsverlauf nach den Abb. 3.2.3 und 3.2.4 treten im transienten Bereich noch die mit den Begriffen abnormales Kriechen und Streckgrenzeneffekt bezeichneten Verformungsverläufe auf. Daß diese Effekte eine Überlagerung zum normalen Verfestigungsverhalten darstellen, zeigt z.B. die in Abb. 3.3.7 dargestellte Verfestigungsanalyse eines entsprechenden Zugversuchs. Nach Abklingen des Effekts kommt das normale Verfestigungsverhalten wieder zum Durchbruch. Daher können zur Verfestigungsanalyse auch solche Zugversuche benutzt werden, bei denen der Streckgrenzeneffekt nur einen kleinen Teil des transienten Bereichs erfaßt. Durch Einbeziehen des Streckgrenzeneffekts in die Verfestigungsanalyse (wie dies in /26/ erfolgte) ergibt sich ein sehr kompliziertes "Verfestigungsverhalten".

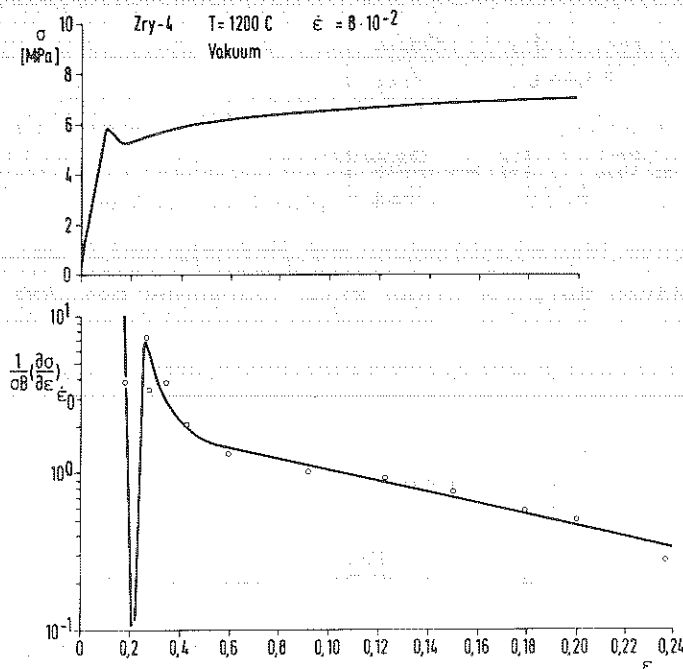


Abb. 3.3.7 Verfestigungsanalyse für einen Zugversuch mit Streckgrenzeneffekt

Wie bereits in Kap. 3.2 bei der Ermittlung des stationären Fließgesetzes erwähnt wurde, treten die in diesem Abschnitt zu behandelnden Effekte in jenem Dehngeschwindigkeitsbereich auf, in dem, wie in Abb. 3.2.10 schematisch dargestellt, eine stärkere Richtungsänderung der σ_{ss} -Kurve in der $\log \sigma_{ss} / \log \dot{\epsilon}_{ss}$ -Darstellung auftritt. Dies betrifft sowohl die einachsigen Zugversuche als auch Rohrberstversuche. So zeigt z.B. Abb. 3.3.8 die Veränderung des transienten

Deformationsverlaufs bei zunehmender Innendruckbelastung von Kriechberstexperimenten im Phasenumwandlungsbereich, wo die Effekte am stärksten auftreten. Der Wechsel vom normalen zum abnormalen Kriechverhalten erfolgt entsprechend dieser Abbildung für $\dot{\epsilon}_c > 5 \cdot 10^{-4}$ 1/s, was mit dem Wechsel in den Deformationsmechanismen, gemäß Abb. 3.2.13, übereinstimmt.

Verbunden mit diesen Effekten ist eine im Vergleich zu anderen Bereichen sehr viel stärkere Datenstreuung, die insbesondere auch die Analyse der stationären Deformation stark erschwert hat. Sie läßt sich durch die instabilen Verformungsbereiche beim Streckgrenzeneffekt und abnormalem Kriechverhalten erklären, die, offenbar statistisch angeregt, zu stärkeren und früheren Einschnüreffekten führen.

Das Auftreten dieser Effekte, dann, wenn sich der Spannungsexponent der stationären Fließspannung in einem kleineren Dehngeschwindigkeitsbereich merklich ändert, führte zu der Vorstellung, daß ein Wechsel der Verformungsmechanismen sowohl die Ursache für diese Änderung des stationären Kriechverhaltens als auch der sie begleitend auftretenden Effekte der transienten Verformung sein könnte. Dies war auch die Motivation dafür, daß in dieser Modellentwicklung zwei Verformungsmechanismen bereits für die Beschreibung des stationären Kriechverhaltens eingeführt wurden.

Nach der Modellvorstellung ist im stationären Deformationsbereich nach Abb. 3.2.12, abgesehen von der Grenzdehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_c$, jeweils der Mechanismus der niedrigeren Spannung dominant, d.h., der zweite Mechanismus (unterbrochene Gerade) ist zwar immer noch wirksam, dessen Beitrag ist jedoch nur im Grenzbereich $\dot{\epsilon}_c$ spürbar. So ergeben z.B. im Kriechversuch (siehe Abb. 3.3.10), bei Vorgabe der Spannung, die beiden Mechanismen die Dehngeschwindigkeitsbeiträge $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$, wobei im Falle $\sigma_{Kr} > \sigma_c$, wie hier dargestellt, der Anteil $\dot{\epsilon}_2$ dominiert. Beim $\dot{\epsilon}$ -gesteuerten Zugversuch würden sich bei Vorgabe von $\dot{\epsilon}_{Zug}$ für die entkoppelten Einzelmechanismen jeweils die Fließspannungswerte σ_1 bzw. σ_2 ergeben. In der Reihenschaltung setzt sich jedoch mit wachsendem Abstand von σ_1 und σ_2 der Mechanismus der niedrigeren Spannung durch, d.h. wie hier dargestellt für $\dot{\epsilon}_{Zug} < \dot{\epsilon}_c$ der Mechanismus 1.

Diese Vorstellung trifft auch bei Betrachtung der transienten Verformungsphase im Bereich des Mech. 1 (also $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c$) siehe Abb. 3.3.9 zu. Sowohl beim Kriechversuch als auch beim Zugversuch mündet der Spannungsverlauf nach der Verfestigungsphase in die stationäre Phase, charakterisiert durch die stationäre Fließspannung des Mech. 1, ein.

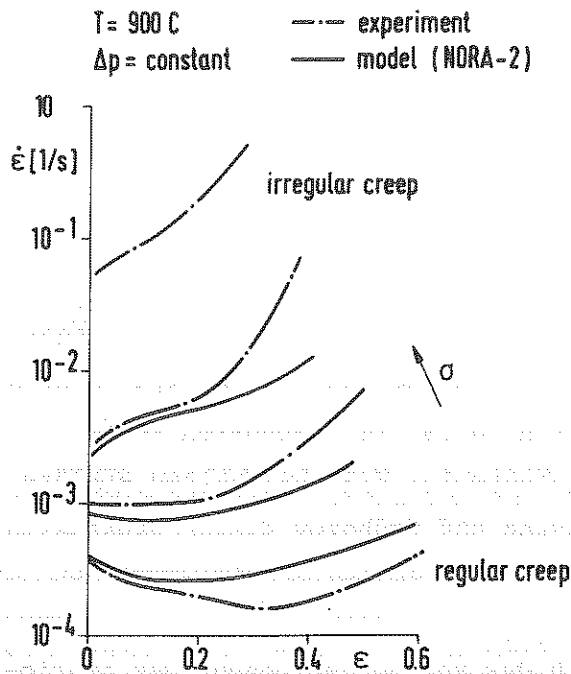


Abb. 3.3.8

Normales und abnormales Kriechverhalten bei Kriechberstexperimenten an Zry-4-Rohren

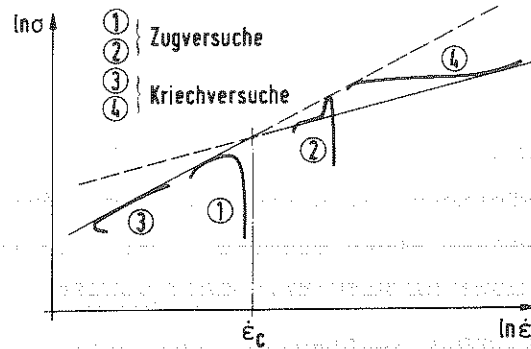


Abb. 3.3.9

Verlauf von Zug- und Kriechversuchen bei Dehngeschwindigkeiten unterhalb und oberhalb des Grenzwertes $\dot{\epsilon}_c$

Im Bereich des Mech.2, also für $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c$, findet nach experimenteller Beobachtung beim Zugversuch und beim Kriechversuch die Verformung zunächst bei höherer Spannung bzw. kleinerer Dehngeschwindigkeit statt, als dies entsprechend des dominanten Mech.2 zu erwarten ist. Erst in der stationären Verformungsphase wird im Zugversuch der nach Mech.2 niedrigere Spannungswert bzw. im Kriechversuch die höhere Dehngeschwindigkeit erreicht, ein Verhalten, das bereits als Streckgrenzeneffekt und abnormales Kriechverhalten in der transienten Phase bekannt ist. Die Datenanalyse ergab, daß sich dieses transiente Verhalten nach Abb. 3.3.9 etwa in dem $\sigma/\dot{\epsilon}$ -Bereich abspielt, der durch Mech.2 und die gestrichelte Extrapolation des Mech.1 eingegrenzt wird.

Im Modell wird deshalb angenommen, daß das Verhalten in der transienten Phase durch einen Wechsel der Verformungsmechanismen während der Deformation beschrieben werden kann. Der für $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}_c$ energetisch günstigere Mech.2 kann offenbar nicht sofort wirksam werden, sondern bedarf einer Aktivierung. Während dieser Phase kann eine plastische Verformung nur durch Mech.1 erfolgen.

Dieser Sachverhalt wird symbolisch in dem in Abb. 3.3.10 modifizierten rheologischen Modell dargestellt. Im Vergleich zum ursprünglichen Modell (Abb. 3.2.12) muß das nichtlineare Dämpfungsglied, das Mech.2 darstellt, erst durch "Aufbrechen

von eingebauten Sperrern" gängig gemacht werden. Der so beschriebene Wechsel der Mechanismen wird im Gegensatz zu einem Wechsel nach der ursprünglich eingeführten Serienschaltung (in der sich die Einzelanteile der Dehngeschwindigkeit nur nach den stationären Bedingungen ergeben) als dynamisch, das Gesamtmodell als dynamisches Modell bezeichnet, da Mech.2 eine Art 'Trägheit' besitzt.

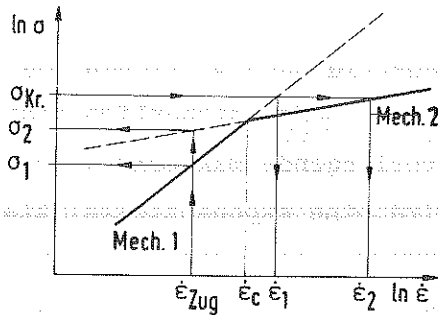
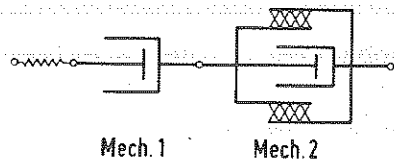


Abb. 3.3.10
Dynamisches Modell



Die Modellgleichung (3.3.20) ist entsprechend der rheologischen Darstellung um eine Übergangsfunktion $f(\phi_{\dot{u}})$ für Mech.2

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_R} = \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R1}} \right]^{n_1} + f(\phi_{\dot{u}}) \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R2}} \right] \quad (3.3.23)$$

zu erweitern, dessen Form und innere Variable $\phi_{\dot{u}}$ noch zu bestimmen sind.

Entsprechend der experimentellen Beobachtung an Zugversuchen, wie in Abb. 3.3.11 schematisch dargestellt ist, muß an die Übergangsfunktion die Forderung gestellt werden, daß sie zum einen den Übergang zu Mech.2 verzögert, zum anderen muß sich mit zunehmender Entfernung von der Bereichsgrenze $\dot{\epsilon}_c$ der Übergangsbereich hinsichtlich der Dehnung verkürzen und der ganze Streckgrenzeneffekt allmählich verschwinden.

Eine geeignete Größe hierfür ist die bei der Gesamtverformung zugeführte mechanische Energie

$$E = \int_{\epsilon} \sigma(\dot{\epsilon}, \epsilon) d\epsilon \quad (3.3.24)$$

die nach Erreichen eines gewissen Schwellwertes E_S (Schwellenergie) Mech.2 freigibt. Entsprechend der $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit wird E_S bei kleinem $\dot{\epsilon}$, also kleinem σ erst bei größeren Dehnwerten im Vergleich zu größerem $\dot{\epsilon}$ erreicht. In der Nähe der Bereichsgrenze $\dot{\epsilon}_c$ kommt es während der Übergangsphase noch zu plastischer Dehnung. Bei wachsendem $\dot{\epsilon}$ wird der rein elastische Anteil in E_S immer größer. Der Streckgrenzeneffekt verschwindet ganz, wenn E_S erreicht wird, ehe die Streckgrenze des Mech.2 erreicht ist.

Nach diesen Überlegungen müßte der Übergang schlagartig nach Erreichen von E_S erfolgen. Da aber die im Material ablaufenden Mikroprozesse sicherlich nicht örtlich und zeitlich homogen verlaufen, was das vorliegende makroskopische Modell (Kontinuumsmodell) nicht abbilden kann, wird eine exponentielle, als Aktivierungsfunktion bezeichnete, Übergangsform

$$f(E, E_S) = \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{E_S}\right) \right] \quad (3.3.25)$$

postuliert. Diese gibt, wie auch im Experiment beobachtet, einen stetigen Übergang des Modellverhaltens.

Die Bestimmung des Schwellenergiewertes E_S erfolgte iterativ anhand der Nachrechnung von Zugversuchen. Ihre Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abb. 3.3.12 dargestellt.

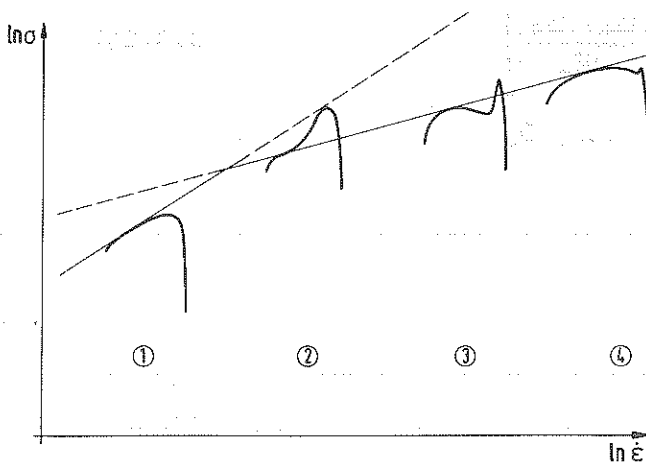


Abb. 3.3.11

Unterschiedliche Ausbildung des Streckgrenzeneffekts

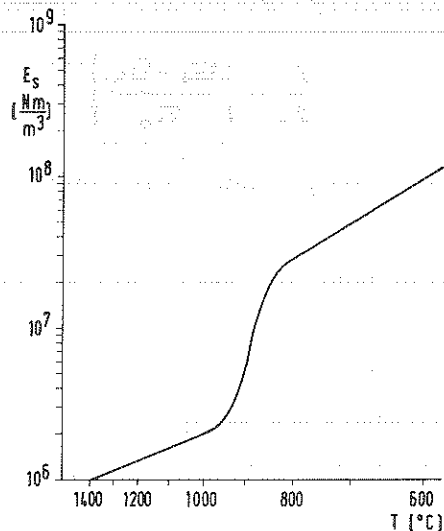


Abb. 3.3.12

Temperaturabhängigkeit der Schwellenergie E_S

Der so beschriebene dynamische Wechsel der Verformungsmechanismen findet im gesamten betrachteten Temperaturbereich statt, hat jedoch seine stärkste Auswirkung im Phasenumwandlungsgebiet. In Abb. 3.2.13 sind die Übergangsbereiche

durch gestrichelte Fortsetzung des Mech.1-Verlaufs gekennzeichnet. Während sich die Grenzdehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_c$ im Rekristallisationsbereich ($T \sim 750 \text{ C}$) zu sehr kleinem $\dot{\epsilon}$ verschiebt, befindet sie sich im Phasenumwandlungsgebiet in dem für die Anwendung relevanteren Bereich von $\dot{\epsilon}_c \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ 1/s}$.

Abb. 3.3.13 zeigt die Anwendung des nun erreichten Gesamtmodells

$$\dot{\epsilon}_{\text{ges}} = \dot{\epsilon}_{el} + \dot{\epsilon}_{th} + \dot{\epsilon}_R \left\{ \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R1}} \right]^{n_1} + \left[1 - \exp\left(\frac{-E}{E_s}\right) \right] \left[\frac{\sigma_a - \sigma_s}{\sigma_{R2}} \right]^{n_2} \right\} \quad (3.3.26)$$

auf einen Zugversuch im Phasenumwandlungsgebiet. Der Vergleich mit dem experimentellen Ergebnis zeigt, daß der Streckgrenzeffekt in Anbetracht der Datenstreuung gut wiedergegeben wird. Das Experiment zeigt ein etwas schnelleres Abklingen des Effekts und einen schnelleren Anstieg in der anschließenden Verfestigungsphase. Weitere Beispiele werden in Kap. 3.6 gezeigt. Abb. 3.3.8 zeigt das Ergebnis der Modellanwendung auf die bereits beschriebenen Rohrberstexperimente. Das Modell beschreibt den Übergang vom normalen transienten Kriechen zum abnormalen Kriechen bei zunehmendem Innendruck in der am Experiment beobachteten Art und Weise.

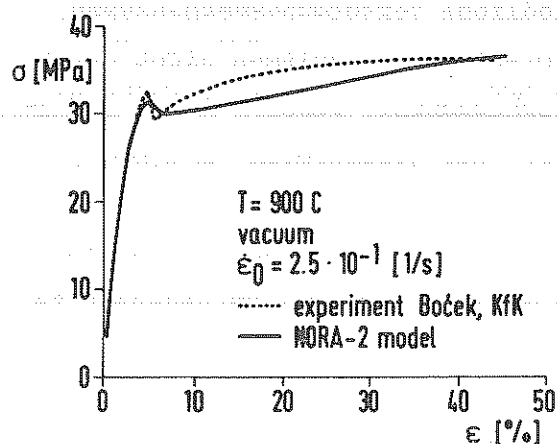


Abb. 3.3.13

Streckgrenzeffekt bei 900 C

Die Schwellenergie E_s stellt ein Maß für die Materialveränderung dar, die vollzogen werden muß, um Mech.2 in Gang zu setzen. Als solches ist ihre Temperaturabhängigkeit plausibel, da der Ablauf von Materialveränderungen, sei er durch thermisch bedingte Veränderung des Kristallgitters oder veränderte Diffusionseigenschaften bedingt, stark temperaturabhängig ist. Da die Deformationsenergie eine über die Dehnung zu bildende, also integrale Größe ist, muß bei transienter Temperaturführung eine Regel für die Wichtung der Einzelbeiträge $\Delta E_i(T_i)$ gefunden werden, d.h. die Temperaturabhängigkeit muß kompensiert werden. Um diese Regel finden zu können, müßten eigentlich die dabei ablaufenden physikalischen

Mikroprozesse bekannt sein. Ohne deren Kenntnis scheint es jedoch plausibel, als Maß für die von ΔE_i bei der Temperatur T_i bewirkten Materialveränderungen die auf die Schwellenergie $E_S(T_i)$ bezogene Größe ΔE_S^t

$$\Delta E_S^t = \frac{\Delta E_i}{E_S(T_i)} \quad (3.3.27)$$

zu bilden. Die insgesamt für die Materialveränderung aufgebraachte Energie wird dann durch die aufsummierte Größe E_S^t ,

$$E_S^t = \sum_i \Delta E_S^t \quad (3.3.28)$$

die nicht mehr von T abhängig ist, gebildet. Im Modell (3.3.26) muß in der so verallgemeinerten Form die Größe E/E_S durch E_S^t ersetzt werden.

Diesem hier dargestellten Modell sehr ähnliche Aspekte enthält das von Gittus /32/ zeitlich parallel entwickelte Versagensmodell¹⁾. Basierend auf theoretischen Überlegungen leitet jenes Modell duktilen Versagen aufgrund des Wechsels der Deformationsmechanismen ab.

Beide Modelle, dasjenige von Gittus und das des Autors gehen davon aus, daß bei steigender Dehngeschwindigkeit unterschiedliche Verformungsmechanismen aktiv werden, und daß der Wechsel zweier Deformationsmechanismen nicht durch die jeweils charakteristische stationäre Kriechspannung, sondern durch mechanismusspezifische Werte der freien Energie bzw. der geleisteten Verformungsenergie gesteuert wird.

Der interessante Aspekt, der durch diesen Wechsel der Mechanismen erzeugten instabilen Verformung, wird in Kap. 5 im Zusammenhang mit dem Versagenskriterium nochmals diskutiert.

In der Literatur wird vielfach über das Auftreten des Streckgrenzeneffekts /26,34/ und des abnormalen Kriechverhaltens /28,29/ bei Zircaloy berichtet. Für deren Ursache werden unterschiedliche Erklärungen gegeben. Nach /26/ wird die Wechselwirkung von Versetzungen mit gelösten Zinnatomen als Ursache gesehen. In /11/ wird als grundlegender Mechanismus ein Abbau innerer Spannungen angenommen, der zu einer dehnungsbedingten Entfestigung (flow softening²⁾) führt. Ansätze aus der Literatur zur Modellierung dieser Effekte für Zircaloy sind derzeit nicht bekannt.

1) Beide Modelle /32,33/ wurden auf derselben Konferenz zum ersten Mal vorgestellt.

2) Damit ist nicht die geometrische Entfestigung gemeint.

3.4 Einfluß der Oxydation auf das Deformationsverhalten

Während des Verlaufs einer Kühlmittelverlust-Transienten kommt es bei ansteigender Temperatur zu der stark thermisch aktivierten Oxydationsreaktion zwischen Zircaloy und Wasserdampf. Entsprechend dem Phasendiagramm Zirkon-Sauerstoff bilden sich dadurch im Hüllrohr in radialer Richtung Schichten reiner Phasen, die durch deutliche Konzentrationssprünge des Sauerstoffgehalts voneinander abgegrenzt sind (Abb. 3.6.1). Schichten mit gemischten Phasen werden bei der Oxydation in der Regel nicht gebildet. Innerhalb einer Schicht stellt sich, abhängig vom jeweiligen Diffusionskoeffizienten der Schicht und der von außen angebotenen Sauerstoffmenge, ein Sauerstoffprofil ein. Bei Temperaturen unterhalb der Phasenumwandlung, bildet sich über der α -Phase eine Oxidschicht. Bei Temperaturen oberhalb des α -Bereichs bilden sich drei Schichten und zwar Oxid, α und β bzw. Oxid, α , $\alpha+\beta$ im Phasenumwandlungsbereich. Die so beschriebene Strukturumwandlung infolge der Sauerstoffaufnahme, wird zusätzlich durch eine Volumenzunahme des Oxids gegenüber dem Ausgangsmetall begleitet, die durch das Pilling-Bedworth-Verhältnis $\Psi = 1.56$ gekennzeichnet ist.

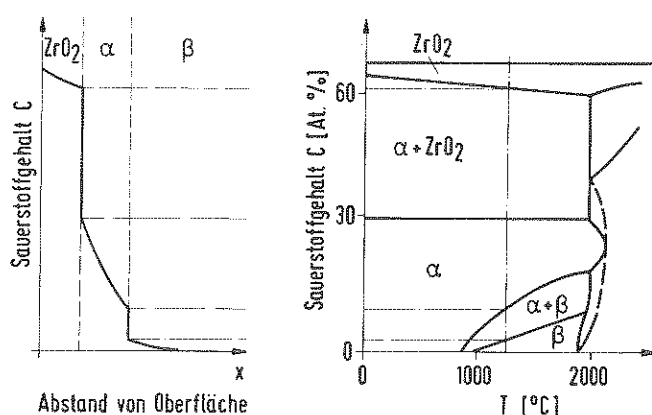


Abb. 3.4.1 Bildung des Sauerstoffkonzentrationsprofils im Hüllrohr bei der Oxydation entsprechend dem Phasenzustandsdiagramm Zirkon-Sauerstoff

Im konkreten Fall ist die oxidative Durchdringung des Materials, die sich approximativ mit einem in der Zeit parabolischen Gesetz beschreiben läßt /35/, von der exponentiell von der Temperatur abhängigen Geschwindigkeitskonstanten der Reaktion und der zur Verfügung stehenden Reaktionszeit abhängig. Anhaltswerte über die Schichtenverhältnisse nach einer sich in etwa am Auslegungs-KVS orientierenden Reaktionszeit von 3 min. gibt Tab. 3.4.1.

Wandstärke $s_o = 720 \mu\text{m}$

Temp. [°C]	s_{ox} [μm]	$\frac{s_{ox}}{s_o}$ [%]	$s_{ox+\alpha}$ [μm]	$\frac{s_{ox+\alpha}}{s_o}$ [%]
1300	60.9	8	154.6	22
900	6.8	1	14.1	2

Tab. 3.4.1 Schichtstärkenverhältnisse nach einer Oxydationszeit von 3 min.

Während in diesem Falle bei 900 C nur 2% der Hüllrohrwandstärke eine sichtbare Strukturveränderung erfahren, sind dies bei 1300 C bereits 22% der Ausgangsstärke. Im Falle einer Voroxydation und/oder bei der Betrachtung anderer Störfalltypen (z.B. kleine Lecks), kann die oxidative Durchdringung noch wesentlich stärker sein und bis zur völligen Umwandlung der ganzen Rohrwand im Oxid führen.

Das Verformungs- und auch das Versagensverhalten (das in Kap. 3.5 behandelt wird), wird durch die Sauerstoffaufnahme deutlich beeinflusst. Dies zeigt z.B. der in Abb. 3.4.2 dargestellte Vergleich zweier in Vakuum bzw. in Luft bei 1000 C durchgeführter Zugversuche im σ/ϵ -Diagramm. Gegenüber der nichtoxydier-

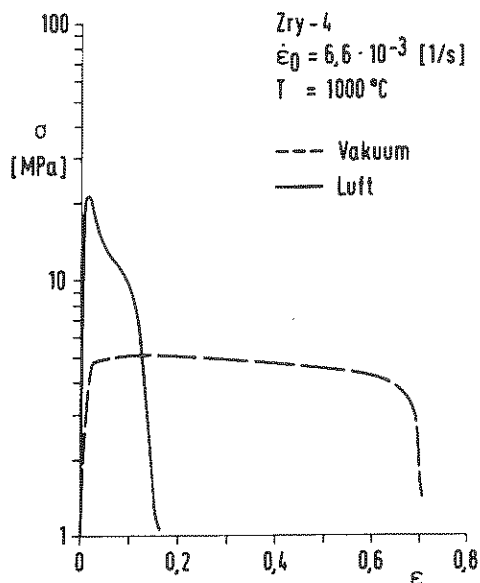


Abb. 3.4.2

Zugversuch in Luft und Vakuum

ten Probe erhöht sich in Luftatmosphäre die Maximalspannung um den Faktor 4, während die Versagensdehnung sich etwa auf den 4. Teil reduziert. Ein Vergleich der Spannungsverläufe zeigt ebenfalls ein deutlich unterschiedliches Verhalten. Während sich in Vakuum nach der transienten Phase ein deutlich stationärer Bereich anschließt (der leichte σ -Abfall in dieser Phase ist durch geometrische Entfestigung bedingt), zeigt sich in Luft nach dem Spannungsmaximum eine stark ausgeprägte Entfestigung.

Im Falle eines Kriechberstversuchs kann die im Beispiel des Zugversuchs Abb. 3.4.2 beobachtete starke Verfestigung ein "Einfrieren" der plastischen Dehnung bewirken, wie dies in Abb. 3.4.3 dargestellt ist. Der Dehnungsverlauf,

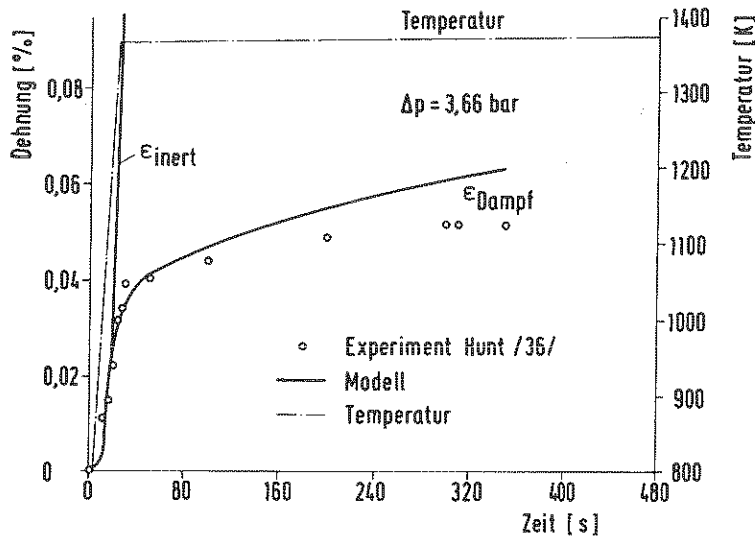


Abb. 3.4.3 Einfluß der Dampfatmosfera auf einen Rohrberstversuch bei 1100 C

der bei gleichen Bedingungen, aber in inerter Atmosphäre, exponentiell ansteigt, wird durch die Oxydation in seiner Form vollkommen verändert. Bei zunehmender Oxydation verringert sich die sich anfangs gebildete Dehngeschwindigkeit so stark, daß innerhalb der langen Versuchszeit von 350 s kein Versagen eintritt, während in inerter Atmosphäre Versagen kurz nach Erreichen der stationären Versuchstemperatur nach ca. 30 s bei großer Dehnung eintritt.

Während die bisher gezeigten Beispiele im Temperaturbereich der β -Phase lagen, zeigt Abb. 3.4.4 den Vergleich zweier Rohrberstexperimente im α -Bereich bei 700 C. Beide wurden in inerter Atmosphäre durchgeführt, jedoch wurde eine Probe 30 min. bei 800 C voroxydiert. Die so vorbehandelte Probe zeigt eine, um den

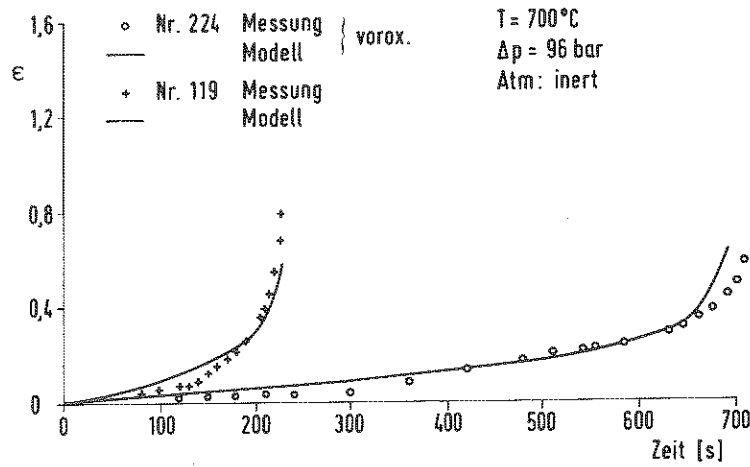
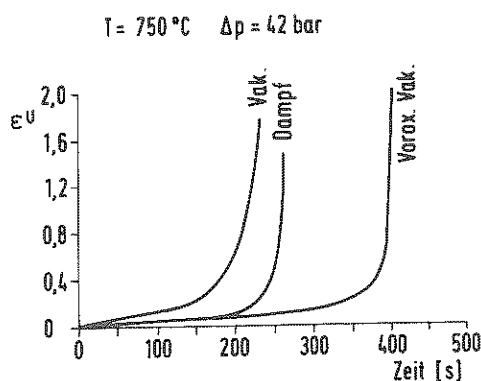


Abb. 3.4.4 Einfluß der Voroxydation auf Rohrberstversuche bei 700 C

Faktor 3 verlängerte Standzeit, bei einer reduzierten Versagensdehnung.

Daß nicht nur die Schichtenstruktur bzw. der aufgenommene Sauerstoff an sich, sondern auch die Versuchsatmosphäre für den Deformationsverlauf entscheidend sein kann, zeigen die Abbn. 3.4.5 und 3.4.6 anhand der Resultate von Rohrberstexperimenten. Sowohl bei 750 C als auch bei 1000 C ergeben die Experimente in oxydierender Atmosphäre, bei während der Verformung stattfindender Oxydation, ein sehr viel weiches Materialverhalten als entsprechende Experimente in inerter Atmosphäre mit voroxydierten Proben. In oxydierender Atmosphäre ist der Sauerstoffeinfluß, insbesondere bei 1000 C, im Vergleich zu inerter Atmosphäre bzw. Vakuum sehr viel schwächer.

Wie gezeigt, ergibt sich durch die Oxydation ein sehr komplexes Materialverhalten. Durch die Bildung der Schichten entsteht ein Verbundwerkstoff mit



Meßdaten: Chung ANL-77-31

Abb. 3.4.5

Einfluß der Atmosphäre und der Voroxydation auf das Verformungsverhalten von Rohren bei 750 C nach /40/

Schichten aus Materialien sehr unterschiedlicher Eigenschaften. Die Verformungseigenschaften dieses Verbundwerkstoffes ergeben sich aus den Eigenschaften der Einzelschichten sowie der Koppelung dieser Schichten untereinander.

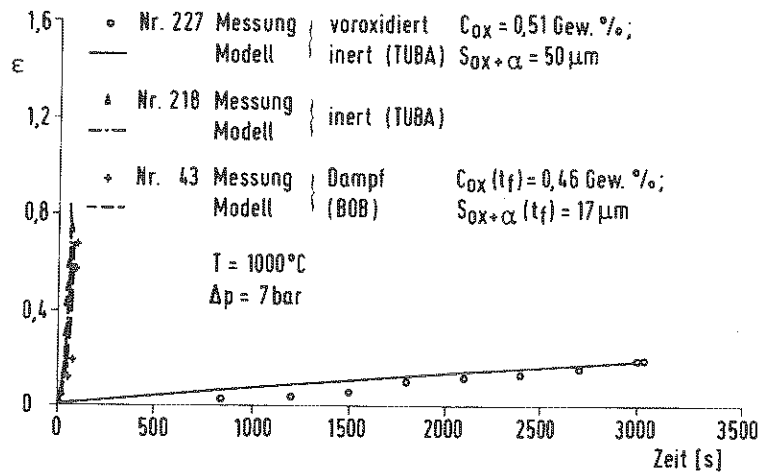


Abb. 3.4.6 Einfluß der Atmosphäre und der Voroxydation auf das Verformungsverhalten von Rohren bei 1000 C

Die detaillierte Beschreibung der Verformung eines derartigen Verbundwerkstoffes ist sehr kompliziert. Sie fordert z.B. neben der genauen Kenntnis der Materialeigenschaft jeder Einzelschicht und des Zusammenhalts der Schichten ein echt dreidimensionales Mechanikmodell /37,38/. Es läßt sich jedoch zeigen, daß auch innerhalb eines Schalenmodells mit homogenen Materialeigenschaften, wie es hier benutzt wird, die wesentlichen Effekte des Sauerstoffeinflusses erfaßt werden können. Folgende grundlegenden Effekte wurden modelliert und werden im folgenden dargestellt:

1. Verfestigender Einfluß des gelösten Sauerstoffs
2. Entfestigender Einfluß aufreißender Oxidschichten
3. Zusätzliche Dehngeschwindigkeitskomponente in oxydierender Atmosphäre als Folge der mit der Sauerstoffaufnahme verbundenen Volumenzunahme (Oxydationsspannung)

3.4.1 Verfestigender Einfluß des im Metall gelösten Sauerstoffs

Grundsätzlich läßt sich feststellen, daß der aufgenommene Sauerstoff die Festigkeit des Materials erhöht, obgleich diese Festigkeitssteigerung durch Begleiteffekte während der Deformation (Aufreißen der spröden Oxidschicht, Oxydationsspannung) im Gesamtverhalten des Verbundwerkstoffes wieder kompensiert werden kann.

Der reine Effekt der Sauerstoffverfestigung wurde von Garde et al. /26/ für homogen verteilten Sauerstoff bis zu einer Konzentration von 1.2 Gew.% anhand von Zugversuchen untersucht. Nach dem Phasenzustandsdiagramm Abb. 3.4.7 befindet sich das Material bei diesen Konzentrationen, abhängig von der Temperatur und dem Sauerstoffgehalt, in den Phasen α , α/β und β . Dabei liegt der Sauerstoff in fester Lösung auf Zwischengitterplätzen vor. Abb. 3.4.8 zeigt als Ergebnis dieser Experimente die Abhängigkeit der Bruchspannung (σ_{UTS}) von der Sauerstoffkonzentration c_{OX} Gew.% bei konstantem $\dot{\epsilon}$. Nach /26/ gilt die stetige Zunahme der Bruchfestigkeit mit wachsendem Sauerstoffgehalt für den gesamten hier betrachteten Temperaturbereich.

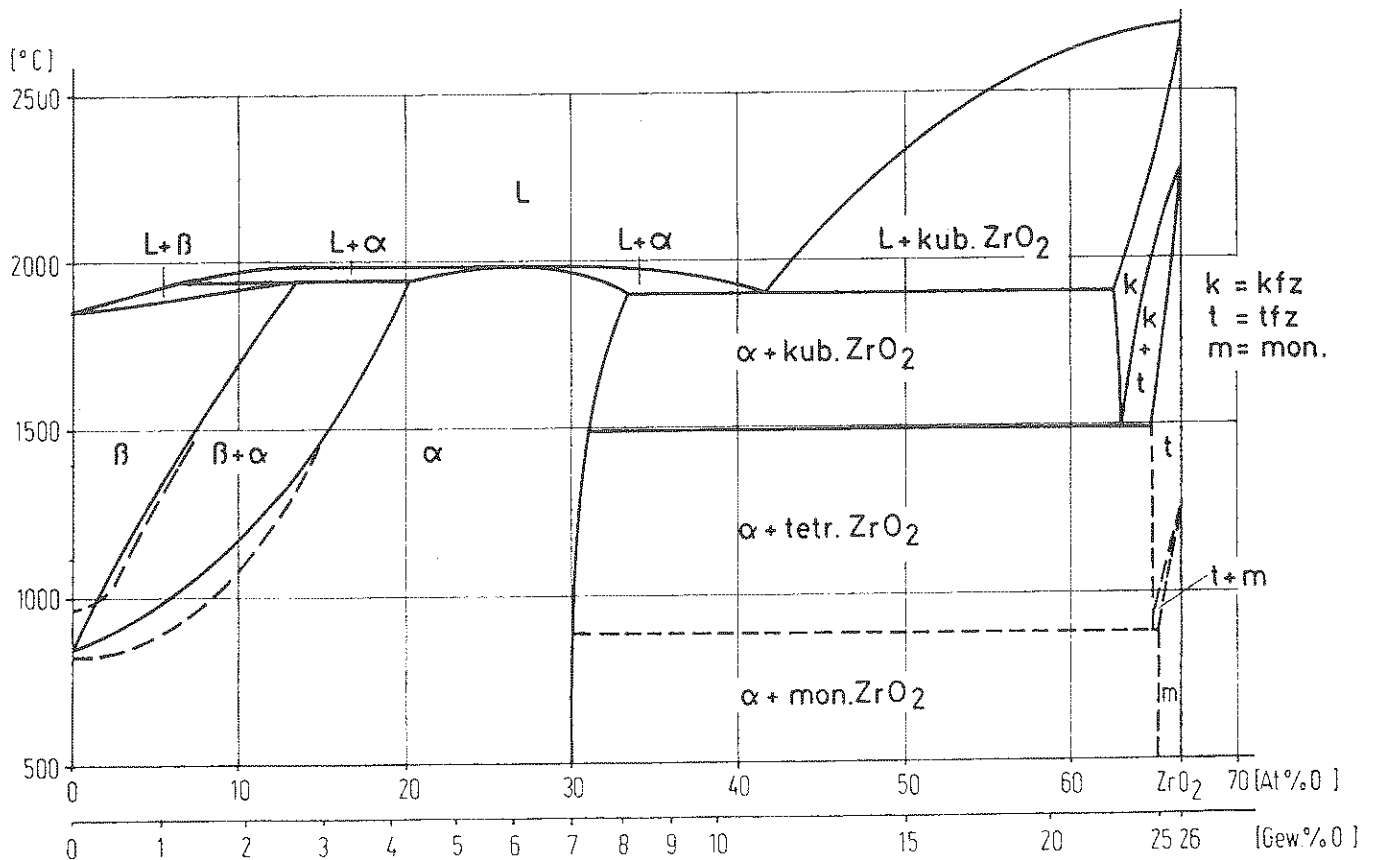


Abb. 3.4.7 Pseudobinäres Phasenzustandsdiagramm Zircaloy-Sauerstoff aus /35/

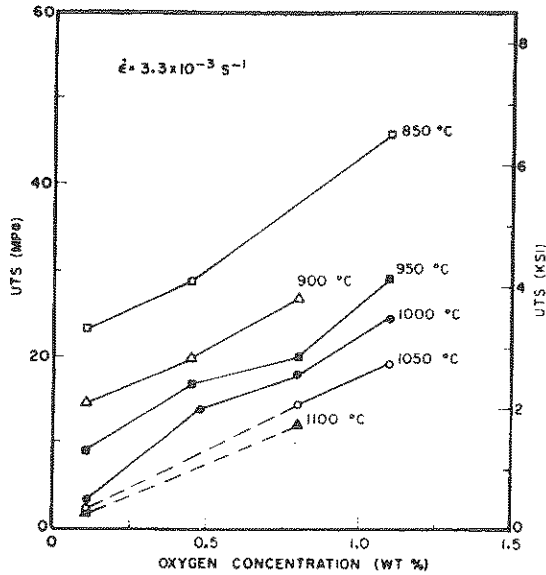


Abb. 3.4.8

Abhängigkeit der Bruchspannung (UTS) vom Sauerstoffgehalt nach /26/

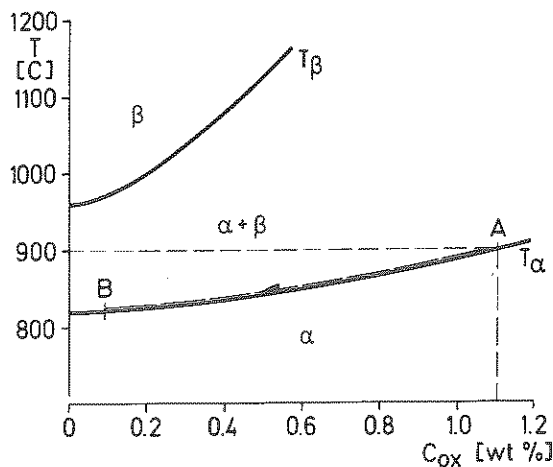
Rein phänomenologisch gesehen bewirkt ein zunehmender Sauerstoffgehalt eine Verschiebung der an die Phasenmodifikation gekoppelten Eigenschaften zu höheren Temperaturen. Dies geschieht analog zur Verschiebung der Stabilitätsgrenzen einer Modifikation bei zunehmendem O₂-Gehalt.

Dieser Tatbestand läßt sich durch die Definition einer geeigneten homologen Temperatur quantifizieren, die den "Legierungseinfluß" des Sauerstoffs bezüglich des Phasenzustandes und damit auch der mechanischen Eigenschaften kompensiert. Diese muß sich also auf die hier maßgeblichen Phasengrenzlinien T_α und T_β (siehe Abb. 3.4.9) beziehen. Es hat sich gezeigt, daß die Definition

$$T_H = \begin{cases} T/T_\alpha & \text{für } T \leq T_\alpha \\ \frac{T - T_\alpha}{T_\beta - T_\alpha} & \text{für } T_\alpha < T < T_\beta \\ T/T_\beta & \text{für } T \geq T_\beta \end{cases} \quad (3.4.1)$$

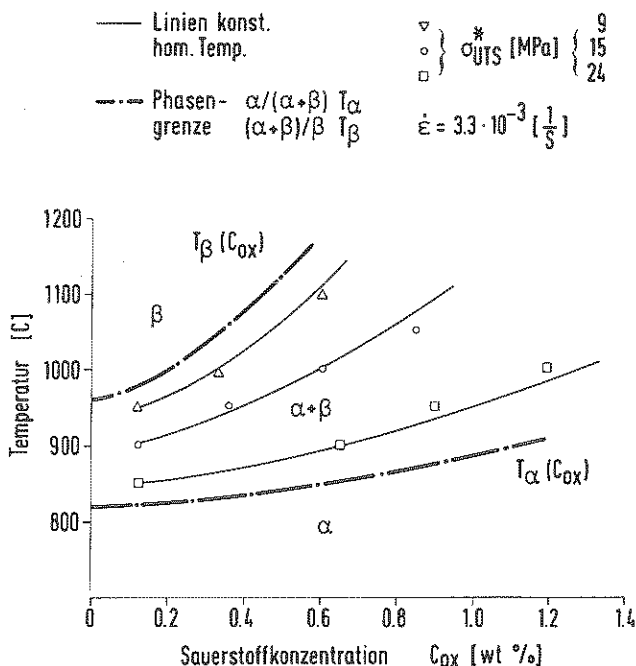
für den α/β-Mischbereich sowie die umgebenden reinen Phasen α und β eine sinnvolle homologe Temperatur ergibt. Abb. 3.4.10 zeigt, daß Werte gleicher Bruchspannung σ_{UTS} aus der Abb. 3.4.8 im Phasenzustandsdiagramm näherungsweise auf Linien nach (3.4.1) definierter konstanter homologer Temperatur liegen.

Die Berücksichtigung des Sauerstoffeinflusses auf das Verformungsverhalten im allgemeinen Fließgesetz basiert nun auf dieser phänomenologischen Beobachtung. Als Hypothese wird postuliert, daß Materialien mit unterschiedlicher Sauerstoffkonzentration dann gleiches Deformationsverhalten zeigen, wenn sie bei derselben



Def. Prop ($C_{Ox} = X, T$) = Def. Prop ($C_{Ox} = 0, \bar{T}$)

Abb. 3.4.9 Pseudobinäres Zircaloy-Sauerstoff Phasenzustandsdiagramm



* Garde et al., ANL-77-30

Abb. 3.4.10 Pseudobinäres Phasenzustandsdiagramm mit Kurven konstanter Bruchspannungswerte

homologen Temperatur beansprucht werden. So zeigt z.B. entsprechend der Modellhypothese ein Material bei 900 C und einem Sauerstoffgehalt von $C_{Ox} = 1.1$ Gew.% (Punkt A im Phasendiagramm Abb. 3.4.9) das gleiche Deformationsverhalten wie ein Material (Punkt B) mit $C_{Ox} = 0.12$ Gew.% (Ausgangssauerstoffgehalt) aber der niedrigeren Temperatur von 820 C entsprechend der identischen homologen

Temperatur. Umgekehrt ist bei Kenntnis des Materialverhaltens in B das Verhalten entlang der durch diesen Punkt laufenden Kurve konstanter homologer Temperatur bekannt.

Da das hier entwickelte Fließgesetz auf der Basis nichtoxydierten Materials ($c_{\text{ox}} = c_{\text{ox}}^0 = 0.12 \text{ Gew.}\% \text{O}_2$) beruht, muß nun entsprechend dieser Darstellung die als äquivalente Temperatur \tilde{T} bezeichnete Temperatur

$$\tilde{T} = \tilde{T}(T, c_{\text{ox}}) \quad (3.4.2)$$

gefunden werden, mit deren Hilfe die "Legierung" A durch die Eigenschaften der "Legierung" B beschrieben werden kann. \tilde{T} ergibt sich mit Hilfe der Definition von T_H nach (3.4.1) zu

$$\tilde{T} = \begin{cases} T_{\alpha}(c_{\text{ox}}) \cdot T_H & \text{in } \alpha \\ [T_{\beta}(c_{\text{ox}}) - T_{\alpha}(c_{\text{ox}})] \cdot T_H + T_{\alpha}(c_{\text{ox}}) & \text{in } \alpha/\beta \\ T_{\beta}(c_{\text{ox}}) \cdot T_H & \text{in } \beta \end{cases} \quad (3.4.3)$$

für die drei Phasenbereiche α , α/β und β .

Der Sauerstoffeinfluß wird also über die äquivalente Temperatur im Modell (3.3.26) berücksichtigt, d.h. alle darin enthaltenen temperaturabhängigen Größen sind nach (3.4.2) implizit auch vom homogen verteilten Sauerstoff abhängig. Dies gilt auch für die Spannungsexponenten. Zur Kompensation der durch rein thermische Ausdehnung bedingten Materialveränderungen, wird die mit der Elastizitätskonstanten $E^M(T)$ temperaturkompensierte Referenzspannung σ_R/E^M nach der Beziehung

$$\sigma_R(T, c_{\text{ox}}) = \sigma_R(\tilde{T}, c_{\text{ox}}) \cdot \frac{E^M(T)}{E^M(\tilde{T})} \quad (3.4.4)$$

transformiert.

Abb. 3.4.11 zeigt die Anwendung des Modells auf einen nicht bei der Modellableitung verwendeten Druckversuch einer Zirkon-Sauerstofflegierung von Rizkalla /39/. Bei den vorliegenden Bedingungen $T = 1200\text{C}$, $c_{\text{ox}} = 0.88 \text{ Gew.}\%$ befindet sich das Material im 2Phasenmischgebiet α/β . Zwar unterschätzt das Modell in diesem Fall die Maximalspannung um ca. 20 %, jedoch ist die Übereinstimmung im Vergleich zum ebenfalls eingezeichneten maximalen Spannungswert für Material mit Ausgangssauerstoffgehalt befriedigend.

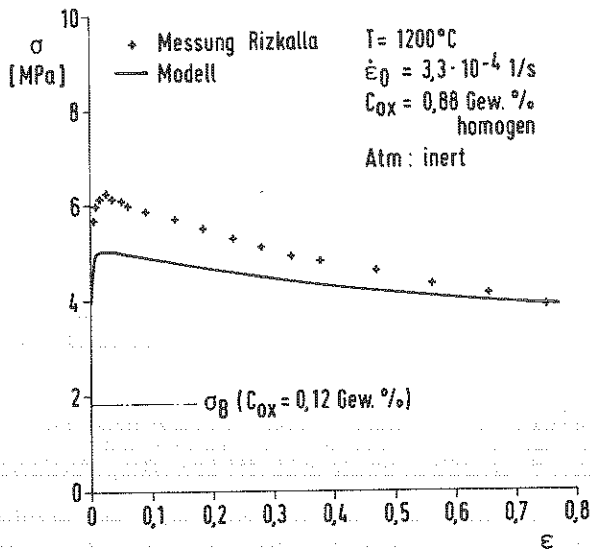


Abb. 3.4.11

Anwendung des Sauerstoffverfestigungsmodells auf einen Druckversuch von Rizkalla /39/

3.4.2 Einfluß der Sauerstoffverteilung infolge Oxydation

Wie eingangs beschrieben, liegt der Sauerstoff in der Regel in einer Verteilung vor, wie sie durch die Oberflächenoxydation entsteht. Die bisher abgeleitete Sauerstoffverfestigung gilt strenggenommen nur für homogen verteilten, in fester Lösung befindlichen Sauerstoff. Garde /26/ stellt jedoch fest, daß auch Zugversuche mit Schichtenstruktur, durch eine Oberflächenoxydation erzeugt, bei anschließender Verformung in Vakuum in etwa die gleichen Bruchspannungswerte ergeben, sofern der integrale Sauerstoffgehalt übereinstimmt. Dies gilt für Temperaturen kleiner 950 C und Sauerstoffgehalten $c_{ox} < 0.8$ Gew.%.
 c_{ox}

Für die Modellierung bedeutet dies, daß auch oxydiertes Material mit dem Modell approximativ behandelt werden kann, wenn man eine entsprechend dem insgesamt aufgenommenen Sauerstoff gemittelte Sauerstoffkonzentration

$$\bar{c}_{ox} = \frac{1}{s} \int_s c_{ox} ds \quad (3.4.5)$$

also ein homogenisiertes Material der Rechnung zugrunde legt. Eine entsprechende Anwendung auf ein Rohrberstexperiment in inerte Atmosphäre mit einer voroxydierten Probe (T = 800 C, 30 min in Sauerstoff) zeigt Abb. 3.4.4. Die Übereinstimmung ist gut.

Ebenso gut ist die Übereinstimmung bei einem Vergleich des Modells mit einem Experiment bei 1000 C bei gleicher Probenvorbehandlung und Versuchsführung (Abb. 3.4.6).

Ein Vergleich mit dem experimentellen Ergebnis einer Rohrprobe in Dampf-atmosphäre bei gleicher Belastung zeigt jedoch, daß sich das Deformationsverhalten in Begleitung einer andauernden Oxydationsreaktion drastisch ändern kann. Dies wird auch im Vergleich der Dehnverläufe dreier Rohrexperimente deutlich, die in Vakuum, in Dampf bzw. in Vakuum mit voroxydierter Probe, Abb. 3.4.5, durchgeführt wurden /40/.

Die Ursache dieses Verhaltens ist das Aufreißen der Oxid- und α -Schicht während der Deformation, so daß, bedingt durch die dadurch entstandene Wandstärkereduzierung, ein umso schnelleres Versagen des duktilen Restquerschnitts erfolgt.

Nach experimenteller Erfahrung und übereinstimmend mit der Literatur /26,40/, sind die Oxidschichten für $T < 1000\text{ C}$ spröde und reißen in oxydierender Atmosphäre nach geringer Dehnung auf. Besonders wenig tragfähig sind sie im Temperaturbereich der Phasenumwandlung des duktilen Materials. Nach dem Phasenzustandsdiagramm Abb. 3.4.7 erfährt dort das Oxid ebenfalls eine Phasenumwandlung von der monoklinen zur tetragonalen Form. Für $T > 1000\text{ C}$ dagegen sind die Oxidschichten sehr haltbar. Nach Ashby /22/ beginnt für das bei 2766 C schmelzende Oxid erst ab etwa $1000 - 1100\text{ C}$ der Hochtemperaturbereich, in dem auch das Oxid plastisch verformbar wird.

Während das bisher entwickelte homogene Modell also für $T > 1000\text{ C}$ seine Bestätigung auch für Schichtenmaterial in oxydierender Atmosphäre findet, bedarf es für $T < 1000\text{ C}$ einer Korrektur bezüglich der aufreißenden Oxidschichten.

Nach der von Leistikow und Boček /42,17/ ermittelten Ribstruktur-entstehung und -veränderung, sind während der Verformung zwei Phasen erkennbar (Abb. 3.4.12): eine Ribentstehungsphase, in der die Ribdicke wächst und eine Ribverbreiterungsphase, in der sich der Ribgrund bei gleichbleibender Ribdicke aufweitet. Dies bedeutet, daß in einer ersten Phase der Verformung die bestehende Oxidschicht aufgebrochen wird, wobei Risse senkrecht zur maximalen Spannungskomponente entstehen. Im Experiment der Abb. 3.4.12 reicht diese Phase, abhängig vom Innendruck, bis etwa $10 - 15\%$ plastischer Dehnung. Die weitere Verformung betrifft dann im wesentlichen den duktilen Restquerschnitt (Ribverbreiterungsphase). Dieser Vorgang wird im folgenden Ribbildungsmodell im Rahmen einer Schalentheorie approximiert.

Nach den Vorstellungen der Bruchmechanik ist die Energie zur Erzeugung der durch Risse entstehenden neuen Oberfläche durch die Verformungsarbeit zu lei-

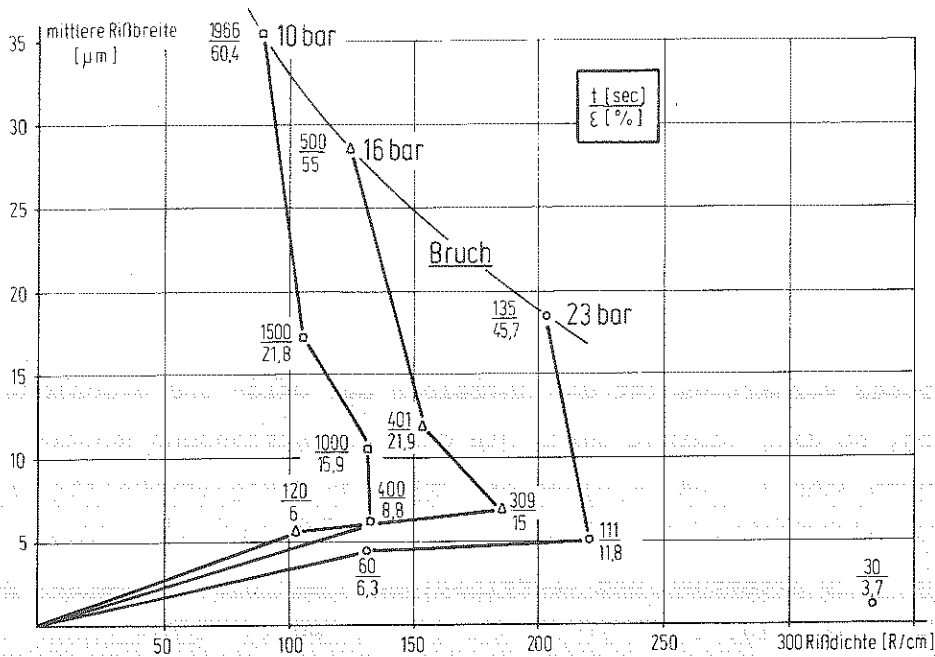


Abb. 3.4.12 Rißbildung im Oxid bei Rohrberstversuchen in Dampf bei 900°C nach /42/

sten. Eine entsprechende Energiebilanz wird hier für die Bildung der Rißstruktur aufgestellt. Für die Rißbildung ist das Verhältnis der im Oxid aufgenommenen Verformungsarbeit (Bezeichnung der Größen nach Abb. 3.4.13)

$$E_{ox} = \int_{\epsilon} \sigma_{ox} \cdot \bar{s}_{ox} \cdot l_1 \cdot l_2 d\epsilon \quad (3.4.6)$$

und der bei der Rißbildung benötigten Energie zur Erzeugung der Rißoberfläche

$$S_{ox} = \int_{ox}^s \bar{s}_{ox} \cdot r \cdot l_1 \cdot l_2 \quad (3.4.7)$$

eine maßgebliche Größe. Dabei ist σ_{ox} die effektive Spannung im spröden Material, \bar{s}_{ox} ist dessen Schichtstärke, S_{ox}^s die spezifische Oberflächenenergie, r die Rißdichte (Zahl der Risse pro Länge l_1). Nach der experimentellen Erfahrung betrifft die Rißbildung die Oxidschicht sowie die α -Schicht für Temperaturen $> T_{\alpha}$, also

$$\bar{s}_{ox} = \begin{cases} s_{ox} & \text{für } T < T_{\alpha} \\ s_{ox+\alpha} & \text{für } T > T_{\alpha} \end{cases}$$

Im duktilen Restmaterial kommen die Risse zum Stillstand.

Für die Sauerstoffkonzentration c_{ox} des homogenen Sauerstoffmodells bedeutet die Rißbildung, daß der Sauerstoffgehalt des gerissenen Anteils des Oxids nicht mehr zur Verfestigung des Restmaterials zur Verfügung steht. Nach der

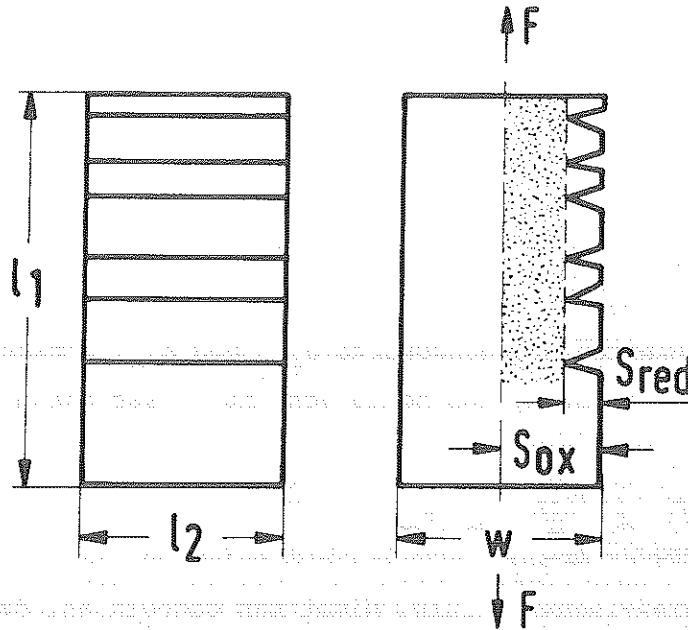


Abb. 3.4.13 Größen des Reißbildungsmodells

Beziehung

$$c_{ox,eff} = [c_{ox} - c_{ox,M}] \cdot \exp\left(\frac{-E_{ox}}{S_{ox}}\right) + c_{ox,M} \quad (3.4.8)$$

wird ein effektiver Sauerstoffgehalt $c_{ox,eff}$ gebildet, der nach Maßgabe des Energieverhältnisses eine kontinuierliche Verringerung des Gesamtsauerstoffgehalts um den Anteil $(c_{ox} - c_{ox,M})$ des in der spröden Phase gebundenen Sauerstoffs bewirkt, bis schließlich nur noch der Anteil $c_{ox,M}$ der duktilen Phase des Metalls übrig bleibt. Die empirische Exponentialfunktion

$$\exp\left[\frac{-E_{ox}}{S_{ox}}\right]$$

beschreibt dabei die stetige Abnahme der Tragfähigkeit des spröden Materials sowie dessen mechanische Entkoppelung von dem duktilen tragenden Restmaterial infolge des sich verdichtenden Rißmusters und des Rißwachstums bis zum duktilen Material.

Gleichzeitig ist mit der Reißbildung eine Reduktion des tragenden Querschnitts verbunden. Um dies in der Spannungsanalyse berücksichtigen zu können, wird eine Wandstärkereduktion s_{red} nach der Beziehung

$$s_{red} = s_{ox} \frac{c_{ox} - c_{ox,eff}}{c_{ox} - c_{ox,M}} \quad (3.4.9)$$

bestimmt. Damit wird die mit den Nominalmaßen gebildete Spannungskomponente $\bar{\sigma}$

nach

$$\bar{\sigma} = \bar{\sigma} / (1 - \frac{S_{red}}{w}) \quad (3.4.10)$$

korrigiert.

Zur Bestimmung der Verformungsarbeit im Oxid Gl. (3.4.6) ist die Kenntnis der Spannung σ_{ox} erforderlich. Bei Annahme eines einfachen Verbundmodells, charakterisiert durch die gemittelten Spannungswerte σ_{Zry} und σ_{ox} , ergibt sich im elastischen Fall unter der Annahme, daß beide Schichten fest haften, das Spannungsverhältnis

$$\frac{\sigma_{ox}}{\sigma_{Zry}} = \frac{E_{ox}^n}{E_{Zry}^n} \equiv K_{el} \quad (3.4.11)$$

aus dem Verhältnis der elastischen Moduln. Nimmt man dagegen an, daß beide Schichten plastisch verformen können, so erhält man nach Malén /41/ bei Verwendung eines Potenzansatzes

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{Zry} &= \bar{K}_{Zry} \cdot \bar{\sigma}^n \\ \dot{\epsilon}_{ox} &= \bar{K}_{ox} \cdot \bar{\sigma}^n \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

für beide Komponenten die Beziehung

$$\frac{\sigma_{ox}}{\sigma_{Zry}} = \left[\frac{\bar{K}_{Zry}}{\bar{K}_{ox}} \right]^{1/n} \equiv K_{pl} \quad (3.4.13)$$

Im elastischen Fall ergibt sich nach Stoffwerten aus MATPRO / 8/ für E_{Zry}^M und /43/ für ZrO_2 für $T < 1000\text{ C}$

$$K_{el} \approx 4 \div 5$$

im plastischen Fall nach Malén /41,44/ für $T > 1000\text{ C}$

$$K_{pl} \approx 25$$

Die integrale Anpassung des Modells an Zugversuche in Luft ergab einen näher bei K_{pl} liegenden Wert für das experimentell bestimmte Spannungsverhältnis von $K_{ex} = 20$. Für σ_{ox} ergibt sich damit die Beziehung

$$\bar{\sigma}_{ox} = \bar{\sigma} / \left[\frac{\bar{S}_{ox}}{w} + \frac{1}{K_{ex}} \left(1 - \frac{\bar{S}_{ox}}{w} \right) \right] \quad (3.4.14)$$

Die Größe $S_{ox}^S \cdot r = \bar{S}_{ox}^S$ der Beziehung (3.4.7) muß ebenfalls durch integrale Anpassung an Zugversuche ermittelt werden. Dabei wird näherungsweise angenommen, daß $r \neq f(\dot{\epsilon})$ ist. Die spezifische Oberflächenenergie S_{ox}^S dürfte sehr stark von den Bedingungen abhängen, unter denen das Oxid gebildet wurde. Diesbezügliche Untersuchungen gibt es jedoch derzeit nicht. Nach der Anpassung zeigt \bar{S}_{ox}^S (Abb. 3.4.14) einen starken Einbruch bei 1000 C , was die Tatsache widerspiegelt,

daß die Tragfähigkeit im Temperaturbereich 850 - 1000 C sehr stark nachläßt. Der steile Anstieg für $T > 1000$ C zeigt, daß unter diesen Bedingungen die Oxidschicht sehr viel tragfähiger wird.

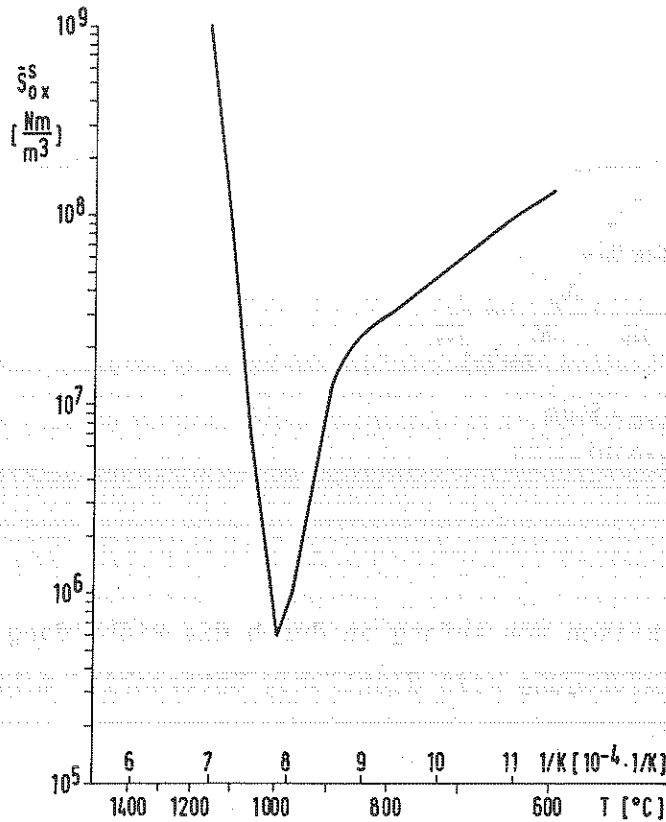


Abb. 3.4.14 Abhängigkeit der Reißenergie von der Temperatur

Die Anwendung des so gewonnenen Modells auf einen Zugversuch in Luft zeigt Abb. 3.4.15. Versuchstechnisch bedingt hat die Probe bei Versuchsbeginn bereits einen relativ hohen Sauerstoffgehalt von 2.17 Gew.% und eine Schichtstärke $s_{ox+\alpha}$ von 54 μ m. Zu Beginn der Deformation wirkt sich dies durch eine starke Verfestigung aus. Jedoch fällt die Spannung im Dehnungsbereich von 1.3 bis 2.6 % infolge der Rißbildung stark ab. Die restliche Deformation erfolgt bei dem um die Doppelschicht $s_{ox+\alpha}$ reduzierten Querschnitt, wobei der in der β -Phase gelöste Sauerstoff ($c_{ox,\beta} = 0.38$ Gew.%) im Vergleich zum ebenfalls eingezeichneten Bruchspannungswert ohne Sauerstoff, immer noch eine beträchtliche Verfestigung bewirkt.

Abb. 3.4.6 zeigt die Anwendung dieses Modells auf ein Rohrberstexperiment in Dampf Atmosphäre, diesmal ohne Voroxydation. Es zeigt sich, daß die Verfestigung

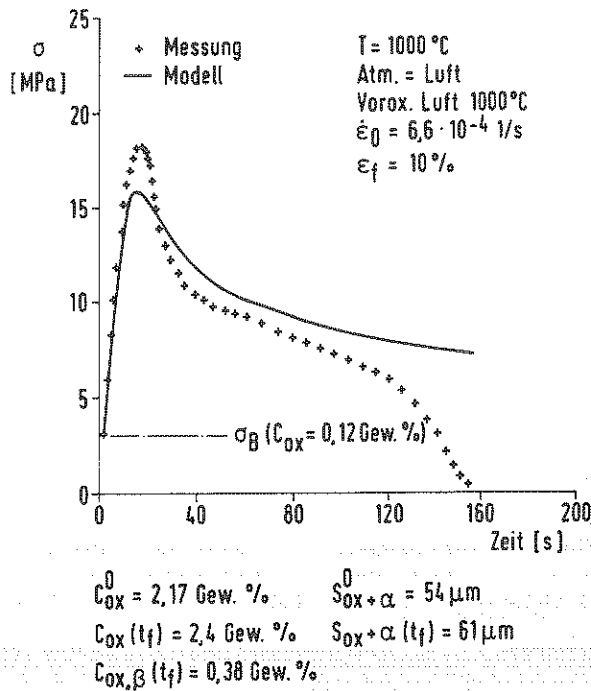


Abb. 3.4.15

Zugversuch in Luft bei 1000°C

des Sauerstoffs hier praktisch von Anfang an durch die Rißbildung kompensiert wird, so daß in dieser Auftragung kein deutlicher Unterschied mehr zur nicht-oxydierten Probe besteht.

3.4.3 Einfluß der oxydierenden Atmosphäre

Obwohl eine Rißbildung auch bei der Deformation einer voroxydierten Probe in inerter Atmosphäre stattfindet, ist deren Auswirkung auf die Tragfähigkeit lange nicht so durchschlagend wie bei einer Deformation in oxydierender Atmosphäre (siehe Abbn. 3.4.5 und 3.4.6). Obgleich uber die Ursache dieses Effekts auch experimentell zu wenig bekannt ist, liegt die Vermutung nahe, daß der Unterschied darin liegt, daß bei laufender Oxydationsreaktion, infolge der bereits erwähnten Volumenzunahme, sehr starke innere Spannungsfelder entstehen, die zusätzlich zur Zerrüttung der Oxidschicht beitragen, solange diese noch nicht genügend plastifiziert ist ($T < 1000^\circ\text{C}$).

Experimentell gut belegt, wenn auch nicht im gesamten hier betrachteten Temperaturbereich in der Quantität genau ermittelt, ist eine zusätzliche Dehngeschwindigkeitskomponente infolge der durch Volumenveränderung erzeugten Oxydationsspannung, die eine langsame Deformation ohne ußere Last bewirkt. Die dabei erzeugten Spannungsverhältnisse sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Nach experimenteller Erfahrung an Zug- und Rohrversuchen ergibt sich in oxydierender Atmosphäre für $T > 800\text{ C}$ ein zusätzlicher Dehngeschwindigkeitsbeitrag, der für Experimente mit $\dot{\epsilon} < 10^{-4}\text{ 1/s}$ deutlich spürbar wird. Eine genaue Modellierung dieses von der Geometrie und der Reaktionsgeschwindigkeit abhängigen Effekts innerhalb der hier verwendeten Schalenmechanik, ist nicht möglich. Im Modell wird statt dessen bei Deformationen in oxydierender Atmosphäre eine effektive Oxydationsdehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{\text{ox}}$ mit konstantem Wert

$$\dot{\epsilon}_{\text{ox}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ [1/s]} \quad (3.4.15)$$

addiert.

Die Auswirkung der Oxydationsdehngeschwindigkeit zeigt sich z.B. im Dehnverlauf Abb. 3.4.16 des bereits in Abb. 3.4.3 dargestellten Ergebnisses eines Rohrberstversuchs bei 1100 C . Infolge des zunehmenden Sauerstoffgehalts, dargestellt durch das Wachstum der Doppelschicht $s_{\text{ox}+\alpha}$, wird die sich zunächst einstellende $\dot{\epsilon}$ -Zunahme sehr schnell wieder reduziert. Die gegen Ende des Versuchs verbleibende Restgeschwindigkeit wird durch $\dot{\epsilon}_{\text{ox}}$ gebildet, d.h. die Dehngeschwindigkeit infolge der Innendruckbelastung ist durch die Sauerstoffverfestigung vernachlässigbar klein geworden.

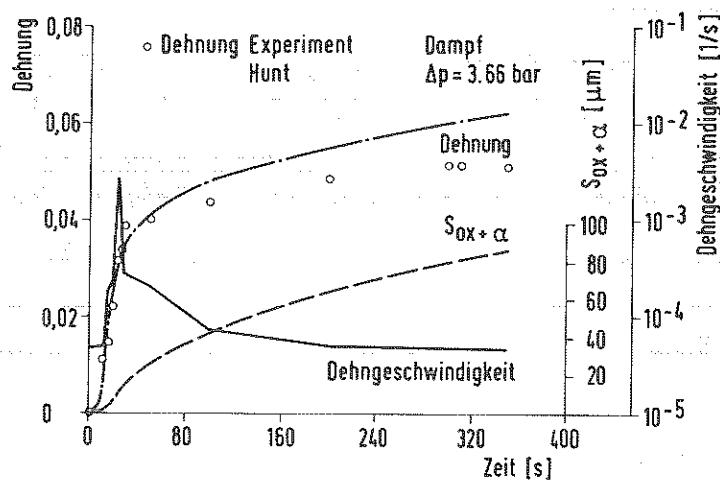


Abb. 3.4.16 Anwendung des Modells auf einen Rohrberstversuch /36/ in Dampfatmosphäre

Die oberflächenbezogene Sauerstoffaufnahme $g_{\text{ox}} \text{ [g/cm}^2\text{]}$ sowie das Wachstum der Doppelschicht $s_{\text{ox}+\alpha} \text{ [cm]}$ wurde bei der Modellrechnung mit den Differentialgleichungen nach Baker, Just /45/

$$\frac{d g_{ox}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\delta_g^2}{g_{ox}} \quad (3.4.16)$$

bzw.

$$\frac{d s_{ox+al}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\delta_s^2}{s_{ox+al}}$$

unter Verwendung der Geschwindigkeitskonstanten $\delta_g^2 \left[\left(\frac{g}{cm^2} \right)^2 / s \right]$ bzw. $\delta_s^2 \left[\frac{cm^2}{s} \right]$ nach Leistikow /35/ bestimmt. Die Sauerstoffkonzentration c_{ox} ergibt sich dann nach der Beziehung

$$c_{ox} = \frac{g_{ox}}{g_{ox} + g_{Zr} \sqrt{V/O}} \quad (3.4.17)$$

mit der Dichte g_{Zr} des Zircaloy, dem Volumen V und der Reaktionsoberfläche O der Probe. Bei konstanter Temperatur ergibt sich ohne wesentliche Deformation danach ein parabolisches Wachstum der Sauerstoffaufnahme und der Schichtstärke in der Zeit, d.h. die wachsende intakte Oxidschicht verlangsamt die Reaktionsgeschwindigkeit der in der Grenzfläche Zircaloy-Oxid stattfindenden Oxydationsreaktion (diffusionsgesteuertes Wachstum). Kommt es jedoch durch innere Spannung (break away-Effekt) und/oder äußere angelegte Spannungen zum Aufreißen der Oxidschicht, so geht die protektive Schutzwirkung partiell (im Rißgrund) verloren und das parabolische Wachstum geht in ein lineares über /35/. Abweichungen vom parabolischen Gesetz treten auch für Temperaturen $T < 850 C$ auf. Dort gilt eher ein kubisches Gesetz.

Diese schwer modellierbaren Abweichungen vom parabolischen Verhalten wurden bei der Modellierung bisher nicht berücksichtigt. Sofern im Experiment die Sauerstoffaufnahme nicht gemessen wurde, kann die Unsicherheit in dieser Größe die Modellgenauigkeit bei stärkerer Oxydation bestimmen. Bereits in den experimentellen Ergebnissen bewirkt die Oxydation, im Vergleich zu solchen in inerter Atmosphäre, eine Vergrößerung des experimentellen Streubereichs. Wie stark die Oxydation, bei geringen Änderungen der Versuchsparameter, den Dehnverlauf beeinflussen kann, zeigt auch die Darstellung in Abb. 3.4.17 der Nachrechnung eines Rohrberstexperiments in Dampfatmosphäre bei 1100 C. Eine Variation der im Modell verwendeten Temperatur um 15 C, verändert vollständig den Charakter des Dehnverlaufs. Bei Anheben der Nominaltemperatur um 2 % (30 C) kommt es, wie bei tieferen Temperaturen, zu einem exponentiell ansteigenden Dehnverlauf bis zum Versagen bei etwa 40 % Umfangsdehnung. Bei Nominaltemperatur reicht die etwas längere Oxydationszeit aus, um die Deformation bei ca. 18 % praktisch zum Stillstand zu bringen. Die experimentell ermittelte Versagensdehnung liegt zwischen diesen beiden Dehnkurven.

Beide Einflüsse, Temperaturverteilung auf der Probe und Sauerstoffeinfluß, wurden zunächst durch die Analyse von Experimenten ofenbeheizter Proben von Leistikow /18/ (geringe azimuthale Temperaturverteilung $\Delta T_{az} < 5^\circ C$) in inert Atmosphäre bei konstanter Temperatur und konstantem Differenzdruck eliminiert. Die aus diesen Experimenten ermittelten Berstdehnwerte wurden in Abb. 3.5.1 eingetragen. Es zeigt sich eine deutliche Verringerung des Streubandes. Die Werte liegen insgesamt höher, da die dehnungsreduzierenden Effekte der azimuthalen Temperaturverteilung und der Sauerstoffaufnahme entfallen.

Eine weitergehende Analyse hat nun gezeigt, daß auch das verbliebene Streuband nicht nur statistischer Natur, sondern Folge einer systematischen Abhängigkeit der Versagensdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit bzw. der Kriechspannung ist. Dies ist in Abb. 3.5.3 für die Temperaturen 900 und 1000 C dargestellt.

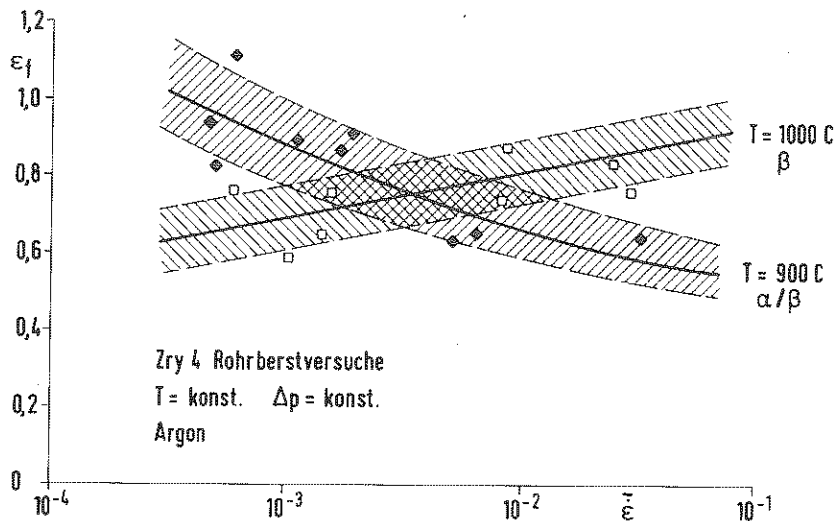


Abb. 3.5.3 Einfluß der Dehngeschwindigkeit auf die Versagensdehnung bei 900 und 1000 C

Die Versagensdehnung nimmt in Abhängigkeit der mittleren Dehngeschwindigkeit $\bar{\dot{\epsilon}} = \epsilon_f / t_f$ bei 900 C große Werte für kleine $\bar{\dot{\epsilon}}$ und kleinere Werte für große $\bar{\dot{\epsilon}}$ an, was im hier vorliegenden Temperaturbereich als superplastischer Effekt bekannt ist. Eine entgegengesetzte Abhängigkeit zeigt das Berstverhalten bei 1000 C im β-Bereich.

Abb. 3.5.4 zeigt, daß in den reinen Phasen α und β die Versagensdehnung mit wachsender Dehngeschwindigkeit ansteigende Tendenz hat, während im Phasenumwandlungsbereich die Dehnung mit wachsendem $\dot{\epsilon}$ abnimmt. Ein besonderes Verhalten zeigt sich hierbei bei 950 C, wo die Versagensdehnung bei großer Dehnge-

schwindigkeit $\dot{\epsilon} > 10^{-1}$ wieder ansteigt /47/.

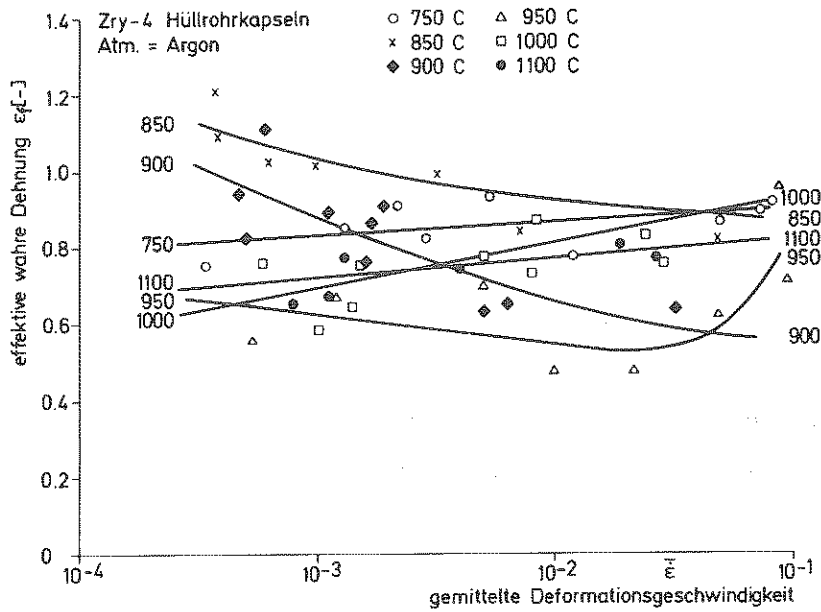


Abb. 3.5.4 Versagensdehnung isothermer Rohrberstversuche über der Dehngeschwindigkeit im Temperaturbereich $750 \leq T(^{\circ}\text{C}) \leq 1100$ in inerter Atmosphäre

Abb. 3.5.5 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der in Abb. 3.5.4 parametrisch dargestellten Versagensdehnungen über der $T/\bar{\epsilon}$ -Ebene. Betrachtet man Schnitte der

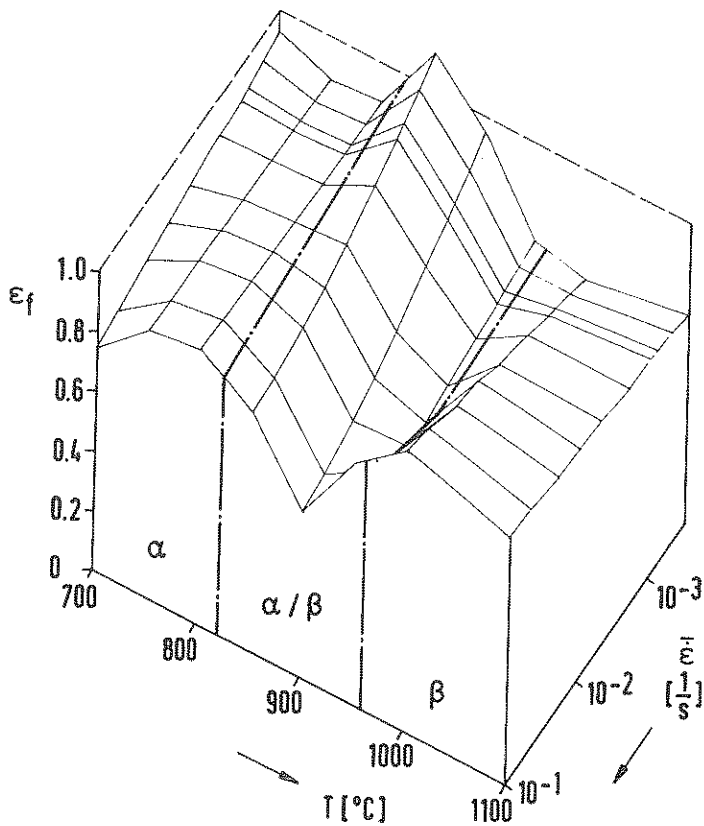


Abb. 3.5.5

Versagensdehnung isothermer Rohrberstexperimente in inerter Atmosphäre

Dehnungsoberfläche bei konstantem $\bar{\dot{\epsilon}}$, so ergeben sich ϵ_F/T -Darstellungen, in denen sich, abhängig von $\bar{\dot{\epsilon}}$, Maxima und Minima in der Temperatur verschieben. So liegt z.B. für große $\bar{\dot{\epsilon}}$ das 1. Maximum bei ca. 750C im α -Bereich und verschiebt sich für kleines $\bar{\dot{\epsilon}}$ bei größer werdenden Absolutwerten in den Anfang des Phasenumwandlungsbereiches bei ca. 850C. Das Minimum, bei üblichen Dehnungsgeschwindigkeitswerten eindeutig im α/β -Bereich liegend, verschiebt sich bei $\bar{\dot{\epsilon}} \sim 10^{-4}$ 1/s in den β -Bereich. Dadurch werden unterschiedliche ϵ_F/T -Verläufe in der Literatur durch den jeweils im Experiment abgedeckten $\dot{\epsilon}$ -Bereich erklärbar.

Daß die in den Abbn. 3.5.3 bzw. 3.5.4 gefundenen Abhängigkeiten tatsächlich die Materialeigenschaft charakterisieren und nicht z.B. von der Rohrgeometrie abhängen, zeigt eine entsprechende Darstellung (Abb. 3.5.6) der Versagensdehnungen von Zugversuchen aus /26/, bei der sich dieselbe Dehnungsgeschwindigkeitsabhängigkeit zeigt. Lediglich bei 950 C ist die Tendenz für kleine $\dot{\epsilon}$ abweichend.

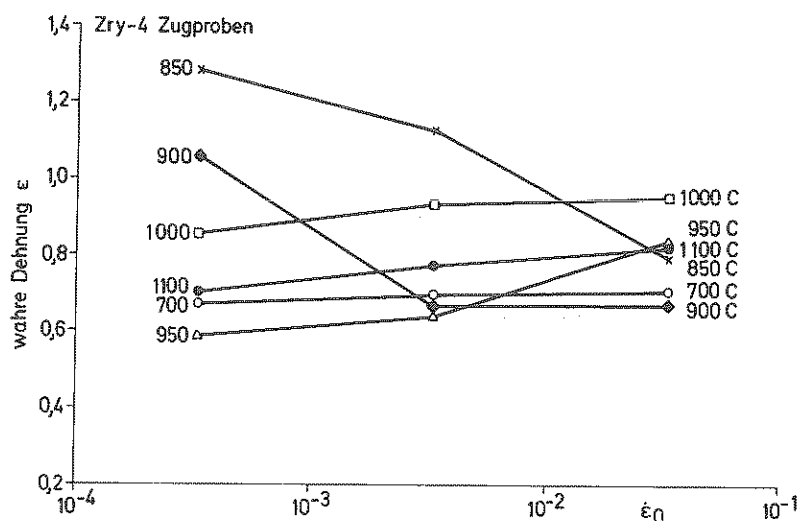


Abb. 3.5.6 Versagensdehnung von Zry-4 Zugproben über der Dehnungsgeschwindigkeit (Meßwerte von Garde /26/)

Überraschend beim Vergleich der Versagenswerte von Zug- und Rohrberstversuchen bei entsprechender Dehnungsgeschwindigkeit (Abbn. 3.5.4 und 3.5.6), ist neben der gleichen $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit vor allem die relativ gute Übereinstimmung auch der Absolutwerte dieser völlig unterschiedlichen Versuchstypen. Dies deutet darauf hin, daß die Deformation der Einschnürung entweder bei beiden Typen sehr ähnlich ist oder keinen großen Beitrag zur Gesamtdehnung bringt.

Die systematische Abhängigkeit von $\dot{\epsilon}$ läßt sich approximativ nach der schematischen Abb. 3.5.7, durch Berechnung einer modifizierten Versagensdehnung ϵ_F^* ,

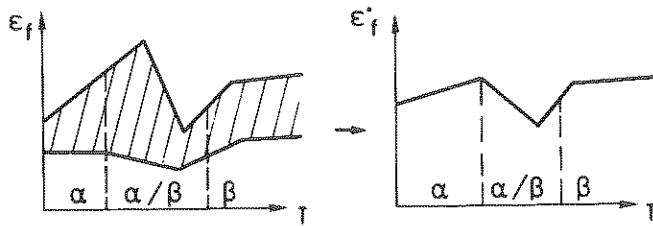


Abb. 3.5.7

Elimination der Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Versagensdehnung

$$\epsilon_f^*(T) = \int_{t=0}^{t_f} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^k \dot{\epsilon} dt \quad \text{Versagensfunktion}$$

so eliminieren, daß in der Darstellung dieser Größe über der Temperatur, nur noch die restliche "statistische" Streuung übrigbleibt. Dabei wird die Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ nach der Beziehung

$$\epsilon_f^*(T) = \int_{t=0}^{t_f} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^k \dot{\epsilon} dt \quad (3.5.3)$$

mit der Wichtungsfunktion $w(\dot{\epsilon}) = (\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)^k$ versehen und der Exponent k so bestimmt, daß $\epsilon_f^*(T)$ die Abhängigkeit von $\dot{\epsilon}$ verliert. Die so modifizierte Dehnung ϵ^* ist eine Schadensfunktion, bei der die differentiellen Dehnungszuwächse $d\epsilon = \dot{\epsilon} dt$ abhängig von Dehngeschwindigkeit und Phasenzustand (Wert von k) gewichtet werden.

Die Wichtungsfunktion $w(\dot{\epsilon})$ stellt eine lineare Beziehung bezüglich der logarithmischen Dehngeschwindigkeit mit der temperaturabhängigen Steigung

$$k(T) \begin{cases} > 0 & \text{in } \alpha/\beta \\ < 0 & \text{in } \alpha \text{ und } \beta \end{cases} \quad (3.5.4)$$

dar.

Für die Berstdehnungen der Abb. 3.5.4 wurden die modifizierten Berstdehnwerte approximativ mit Hilfe der mittleren Dehngeschwindigkeiten

$$\bar{\dot{\epsilon}} = \frac{\epsilon_f}{t_f} \quad (3.5.5)$$

nach der Beziehung

$$\epsilon_f^*(T) \approx \left(\frac{\bar{\dot{\epsilon}}}{\dot{\epsilon}_0}\right)^k \epsilon_f \quad (3.5.6)$$

bestimmt, da die zeitlichen Dehnverläufe dieser Experimente nicht bekannt sind. Abb. 3.5.8 zeigt das Ergebnis, dem die Bezugsgröße $\dot{\epsilon}_0 = 1$ zugrunde liegt, d.h.

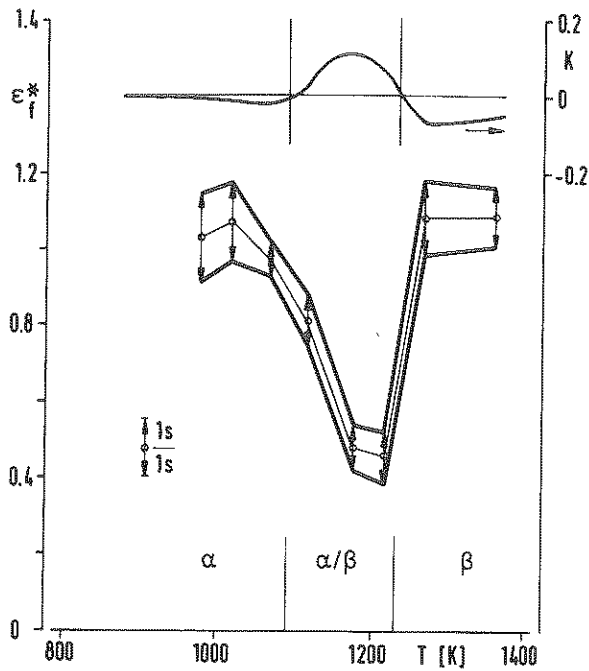


Abb. 3.5.8

Verlauf der modifizierten Versagensdehnung und des Wichtungsexponenten k über der Temperatur

der Temperaturverlauf von ϵ_f^* (T) entspricht demjenigen von $\bar{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 = 1$. Der eingezeichnete Streubereich (Standardabweichung) zeigt die verbliebene Reststreuung der modifizierten Dehnwerte, deren Ursache unbekannt oder statistischer Art ist. Einschränkend muß bemerkt werden, daß die Transformation nach Gl. (3.5.3) nur bei monoton fallenden oder steigenden $\epsilon_f^*/\dot{\epsilon}$ -Verlaufs die $\dot{\epsilon}$ -Abhängigkeit genügend genau eliminieren kann. Diese Bedingung ist mit Ausnahme der Temperatur $T = 950$ C (Abb. 3.5.4) erfüllt.

Damit liegt eine vereinfachte phänomenologische Beschreibung der Versagensdehnung für nicht oxydierte Proben und isotherm, isobarer Versuchsführung mit relativ kleiner Streubreite vor, in der die Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit modellmäßig erfaßt ist.

3.5.2 Einfluß der Oxydation auf die Versagensdehnung

Neben der Temperaturverteilung, die dadurch berücksichtigt wird, daß die Versagensdehnung lokal bestimmt wird, hat der Sauerstoffgehalt infolge der Wasserdampfreaktion großen Einfluß auf die Versagensdehnung. Dies wurde in systematischer Weise von Garde et al. /26/ an Zugversuchen untersucht.

So wurde dort zunächst der Einfluß homogen gelösten Sauerstoffs auf die Versagensdehnung ermittelt. Abb. 3.5.9 zeigt den Verlauf der Dehnung über der Temperatur bei konstanter Dehngeschwindigkeit und variierendem Sauerstoffgehalt.

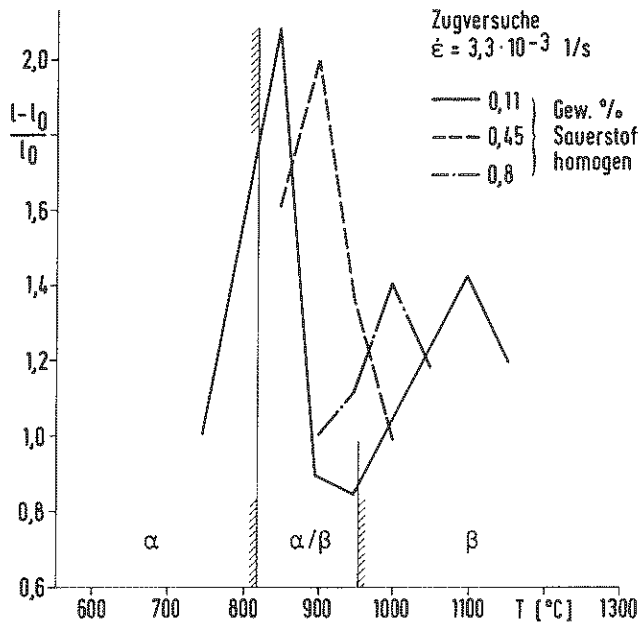
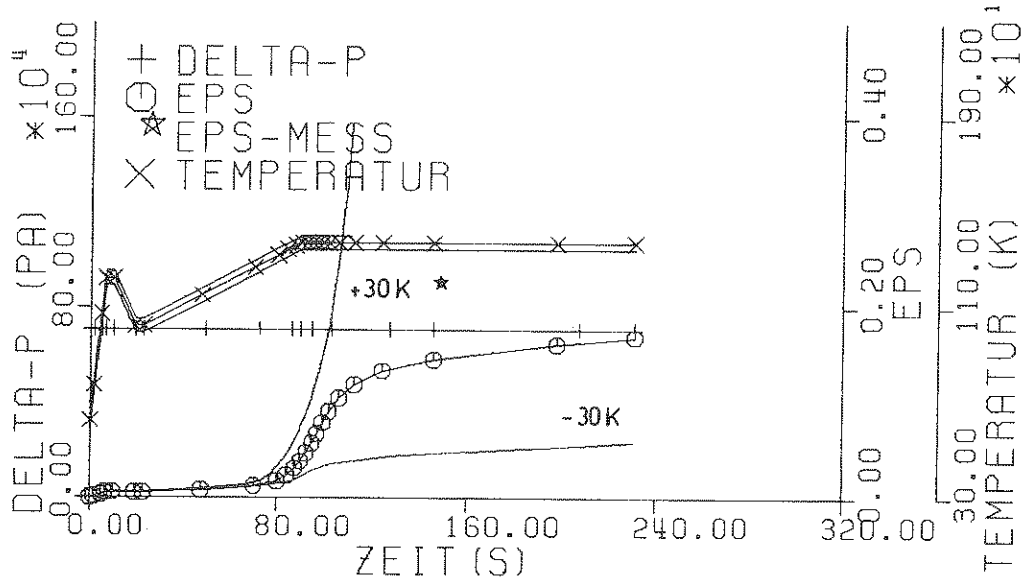


Abb. 3.5.9 Versagensdehnung von Zugversuchen unterschiedlichen Sauerstoffgehalts (homogen) nach Garde /26/

Wesentliches Ergebnis ist, daß das Dehnungsmaximum, das mit dem Sauerstoffgehalt des Anlieferungszustandes für $\dot{\epsilon} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/s}$ am unteren Ende der α/β -Umwandlung liegt, mit wachsendem Sauerstoffgehalt zu höheren Temperaturen verschoben wird, aber auch gleichzeitig in seiner Amplitude abnimmt.

Die Eigenschaft der Temperaturverschiebung legt die Anwendung des für homogen gelösten Sauerstoff entwickelten Sauerstoffmodells nahe. Das Ergebnis zeigt Abb. 3.5.10. Über die nach Gl. (3.4.1) definierte homologe Temperatur wurde die äquivalente Temperatur \tilde{T} , bezogen auf den Anlieferungssauerstoffgehalt, für alle Punkte berechnet. Bezüglich dieser transformierten Temperatur rücken die Maxima wieder sehr dicht zusammen. Allerdings vermag das Modell die Reduzierung der Maximalwerte nicht zu beschreiben. Es läßt sich jedoch damit zeigen, wie z.B. im oberen Umwandlungsbereich eine deutliche Zunahme der Versagensdehnung mit zunehmendem Sauerstoffgehalt zustande kommt. Der Effekt ist auch hier durch die Verschiebung der Phasenumwandlung in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts erklärbar (Abb. 3.4.10).

Das bisher Gesagte betrifft die Versagensdehnung bei homogen verteiltem Sauerstoff. Bei einer Verteilung, wie sie sich bei der Oberflächenreaktion der Oxydation ergibt (Oxidschicht, α -Schicht), tritt jedoch diese Temperaturverschiebung nicht mehr erkennbar auf, statt dessen wird die Dehnung mit wachsendem Sauerstoffgehalt stets reduziert (Abb. 3.5.11). Dies gilt auch für die Maxima



BIB NR. 34 (Z691)

Abb. 3.4.17 Rohrberstversuch in Dampf /18/ bei 1100 C
Modellrechnung mit $T = 1100 \pm 30$ C

3.5 Das Versagenskriterium

Da das Anwendungsziel dieser Modellentwicklung die Bestimmung des möglichen Ausmaßes der Kühlkanalquerschnittsversperrung beim KVS ist, ist die maximal erreichbare Dehnung, d.h. die Dehnung beim Versagen, eine wichtige Größe. Allerdings steht dabei nicht unmittelbar die lokale maximale Dehnung, sondern die integrale Größe der maximalen Hüllrohraufweitung, sowie ihre axiale Ausdehnung im Vordergrund des Interesses.

Das Versagen, als Ende der Deformation, sollte sich aus Prozessen ableiten, die, durch die Deformation (z.B. makroskopische Einschnürung, Porenbildung) und das umgebende Medium (z.B. Rißbildung in der Oxidhaut, Spannungsrißkorrosion) bedingt, vor allem im tertiären Verformungsbereich wirksam sind.

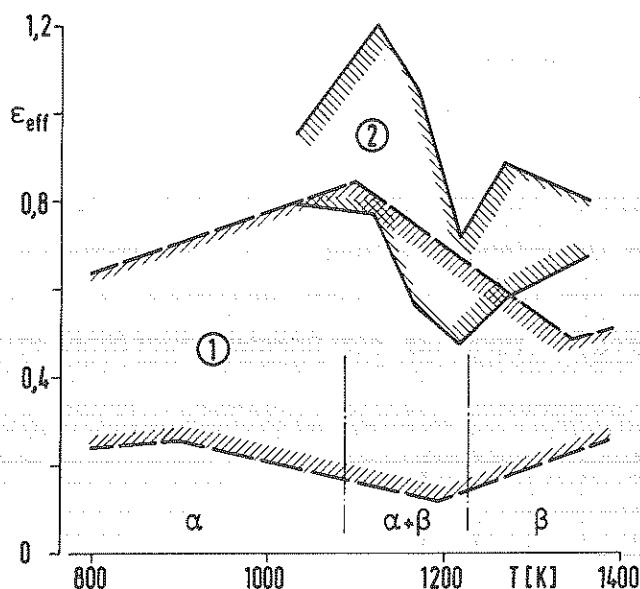
Da in dieser Modellentwicklung der Tertiärbereich nicht modelliert wurde, sondern mit dem Fließgesetz des stationären Bereichs überbrückt wird, ist die unmittelbare Bestimmung des Versagens aus den während der Deformation stattfindenden Prozessen nicht möglich. Dagegen wird hier nur eine das Versagen beschreibende phänomenologische Größe (Versagenskriterium) sowie deren Einflußparameter gesucht. Diese sollen mit Größen des Deformationsmodells verknüpfbar sein, d.h. Deformationsmodell und Versagenskriterium sollen eng gekoppelt sein.

Da die Versagensdehnung die zu bestimmende Größe ist, steht sie zunächst im Mittelpunkt der Datenanalyse. Dabei werden vorwiegend Rohrberstexperimente untersucht. Wegen der starken geometrischen Einflüsse (Einschnürung) ist bei diesem empirischen Vorgehen eine Übertragbarkeit vom einachsigen Versuch zum Rohrversuch nicht ohne weiteres zu erwarten. Beim Auffinden von Einflußgrößen auf das Versagensverhalten bildet jedoch die Analyse von Zugversuchen eine wichtige Ergänzung.

3.5.1 Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsabhängigkeit der Versagensdehnung

Abb. 3.5.1 zeigt das große Streuband (Bereich 1) das entsteht, wenn man die Berstumfangsdehnung von Rohrberstversuchen sehr unterschiedlicher Versuchstypen (direkte Beheizung (ohmisch, induktiv), Strahlungsbeheizung oder Zufuhr der Wärme durch inneren Heizer (Brennstabsimulator)); unterschiedlicher Versuchsführungen (isotherm, isobar, druck- und temperaturtransient) und unterschiedlicher Umgebung (in inerter oder Wasserdampf-atmosphäre) über der Tempera-

tur aufträgt. Ziel der weiteren Untersuchung ist, Einflußgrößen zu separieren und zu ergründen, inwieweit die Datenstreuung auf deterministischen Abhängigkeiten (wie Sauerstoffgehalt, Temperaturverteilungen) beruht, oder statistisches Materialverhalten widerspiegelt.



- ① MATPRO-Daten unsortiert
- ② ofenbeheizte Proben, inert, isotherm, ohne azimutale Temperaturverteilung, Leistikow KfK

Abb. 3.5.1 Versagensdehnung von Rohrberstexperimenten

Zur Beschreibung der Versagensspannung, -dehnung und -dehngeschwindigkeit werden kompatibel zum Deformationsmodell die bereits definierten "wahren" Werte benutzt. Ebenso werden im Falle des Rohres Effektivwerte dieser Größen bei Voraussetzung eines Spannungszustandes mit reiner Innendruckbelastung sowie idealer Zylindergeometrie verwendet. Damit ergibt sich in der Schalenmittelebene zwischen der Effektivdehnung ϵ_e und der Tangentialdehnung ϵ_t die Beziehung

$$\epsilon_e = \frac{2}{\sqrt{3}} \epsilon_t \approx 1.15 \epsilon_t \quad (3.5.1)$$

Unter der Bedingung $r_a \approx r_s$, was mit wachsender Dehnung zunehmend gerechtfertigt ist, ergibt sich zwischen Umfangsdehnung und wahrer Effektivdehnung der Zusammenhang

$$\epsilon^u = e^{\epsilon_t} - 1 = e^{\sqrt{3}/2 \epsilon_e} - 1 \quad (3.5.2)$$

Weiterhin wird, wie im Deformationsmodell, Gleichmaßverformung über der Meßlänge bzw. dem Umfang bei Zug- bzw. Rohrberstversuchen angenommen. Infolge der zumeist eingetretenen stark lokalen Deformationen der Einschnürungen, handelt es sich dabei um Mittelwerte. Es wird jedoch angenommen, daß sie den Materialzustand beim Versagen charakterisieren. Wenn die lokalisierte Dehnung nur von Material- und Geometrieimperfectionen und nicht von einer ortsabhängigen Temperaturverteilung über der Probe hervorgerufen ist, wird bei den so definierten Werten von "lokalen" Berstwerten gesprochen.

Zur Ermittlung des Versagenskriteriums werden deshalb nur Experimente mit minimalem Temperaturgradienten in Umfangsrichtung (hier ofenbeheizte bzw. induktiv beheizte Proben) verwendet. In Abb. 3.5.2 nach /46/ wird der starke Einfluß der azimuthalen Temperaturverteilung auf die Berstumfangsdehnung dargestellt.

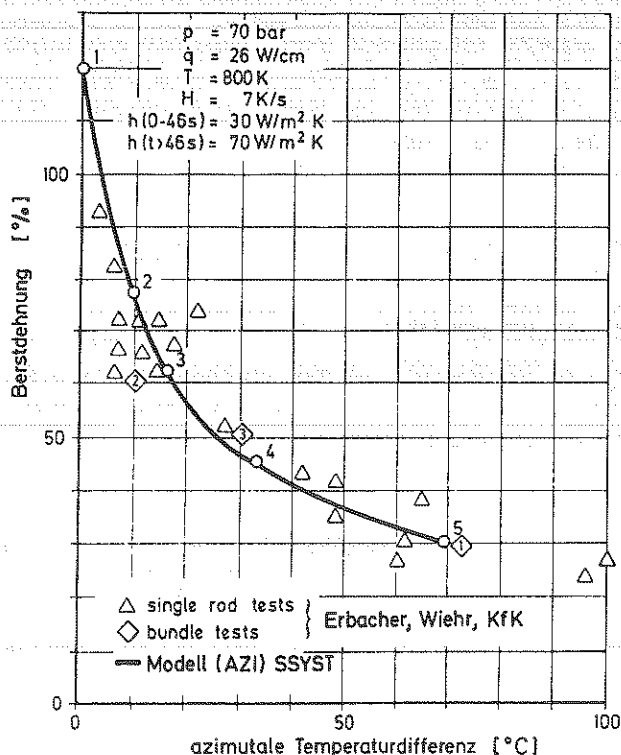


Abb. 3.5.2

Berstumfangsdehnung in Abhängigkeit der azimuthalen Temperaturdifferenz von Brennstabsimulatorhüllrohren nach /46/

Da die Höhe der Temperaturdifferenz vom zeitlichen Temperaturverlauf abhängt, wird dadurch die Breite der Datenstreuung wesentlich mitbestimmt. Ein anderer wichtiger Faktor ist der Sauerstoffeinfluß auf das Berstverhalten, der sich implizit bei der stark thermisch aktivierten Oxydationsreaktion, abhängig von der Höhe der Temperatur und der Versuchsdauer, in einer Dehnungsreduzierung auswirkt.

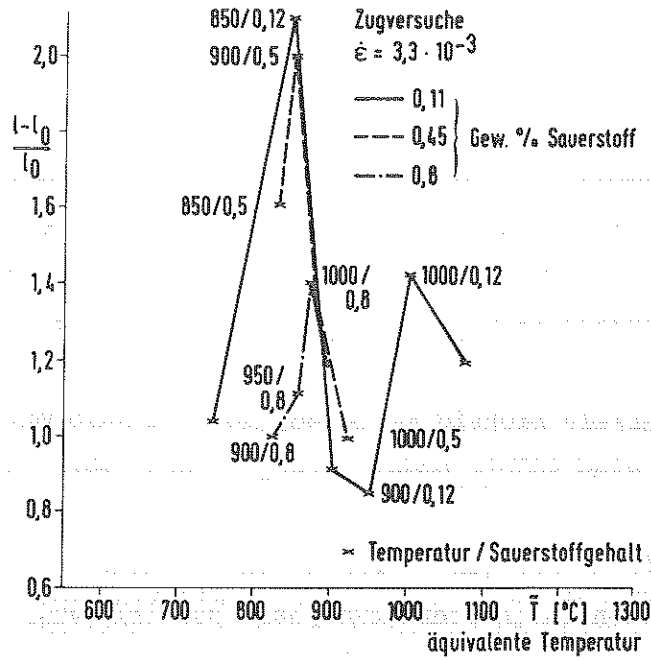


Abb. 3.5.10 Versagensdehnungen von Zugproben unterschiedlichen Sauerstoffgehalts über der äquivalenten Temperatur nach dem Sauerstoffmodell

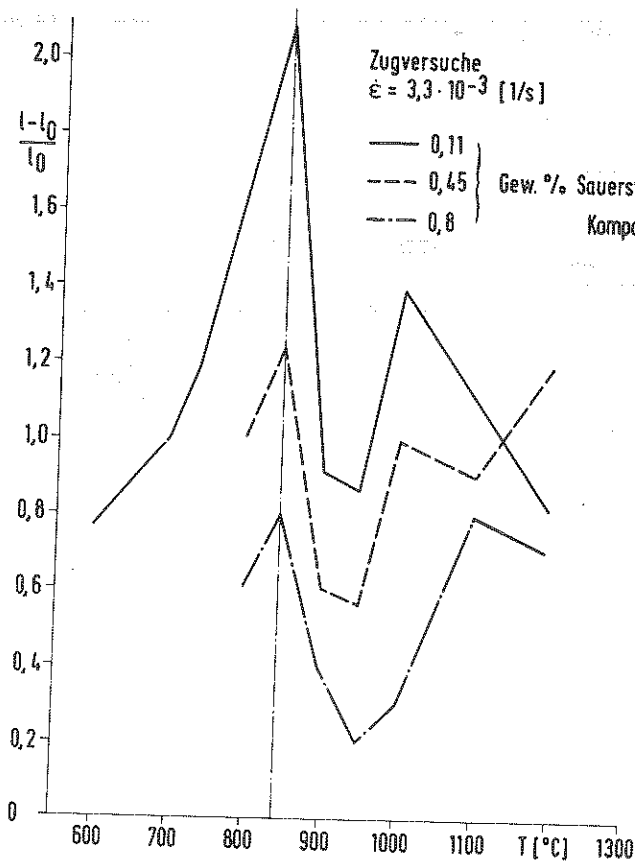


Abb. 3.5.11 Versagensdehnung von oxydierten Zugproben unterschiedlichen Sauerstoffgehalts (Garde /26/)

im Umwandlungsbereich, die etwa bei derselben Temperatur liegen, aber im Vergleich zur homogenen Sauerstoffverteilung sehr viel stärker reduziert werden. Das liegt vermutlich daran, daß, wie bereits beim Rißmodell beschrieben, die Oxidschichten für $T < 1000\text{ C}$ während der Deformation aufreißen und somit das duktile Restmaterial, geschwächt durch zusätzliche, vor allem im tertiären Verformungsbereich wachsende, Kerben am Oxidrißgrund, schließlich die Versagensdehnung bestimmt. Das homogene Sauerstoffmodell der plastischen Deformation ist also hier nicht in der Lage, den Sauerstoffeinfluß auf die Versagensdehnung eines oxydierten Materials richtig wiederzugeben. Deshalb muß für diesen Einfluß auf das Versagen eine andere Modellierung gesucht werden.

Dazu wurde die Dehnungsreduktion isotherm isobarer Rohrversuche von Leistikov /18/ durch Vergleich mit solchen in inerter Atmosphäre bestimmt und die relative Dehnungsreduktionsfunktion $f_{SR}(c_{OX})$

$$f_{SR}(c_{OX}) = \frac{\epsilon_{inert} - \epsilon(c_{OX})}{\epsilon_{inert}} \quad (3.5.7)$$

in Abhängigkeit des integralen Sauerstoffgehalts ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.5.12 dargestellt.

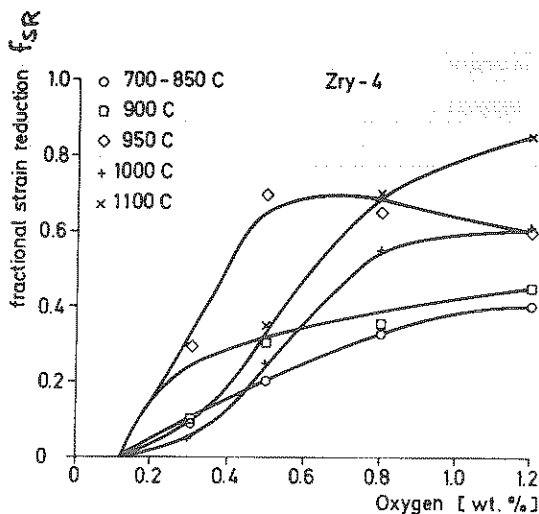


Abb. 3.5.12

Relative Reduzierung der Versagensdehnung von Rohrproben in oxydierender Atmosphäre, abhängig vom aufgenommenen Sauerstoff

Die nichtlinearen, stark vom Phasenbereich abhängigen Kurvenverläufe spiegeln ein komplexes Verhalten wider. Charakteristisch ist ein Sättigungsverhalten bei Sauerstoffgehalten größer 1 Gew. % (was auch die Daten von Garde /26/ zeigen) und die große Sensitivität bei 950 C bezüglich kleinerer Sauerstoffgehalte. Die Versagensdehnung $\epsilon_f^*(T, c_{OX})$ ergibt sich dann nach der Beziehung

$$\epsilon_f^*(T, c_{OX}) = \epsilon_f^*(T) \Big|_{c_{OX}=0} \cdot (1 - f_{SR}(c_{OX}, T)) \quad (3.5.8)$$

und ist in Abb. 3.5.13 dargestellt. Bei der Interpretation der Kurven in Abb. 3.5.12 ist zu berücksichtigen, daß der Sauerstoffgehalt der Proben rechnerisch unter Zugrundelegung der Reaktionsraten nichtdeformierter Rohrproben /35/ erfolgte, also wegen der Rißbildung und Oberflächenvergrößerung deformierender Proben tendenziell zu gering ausfällt.

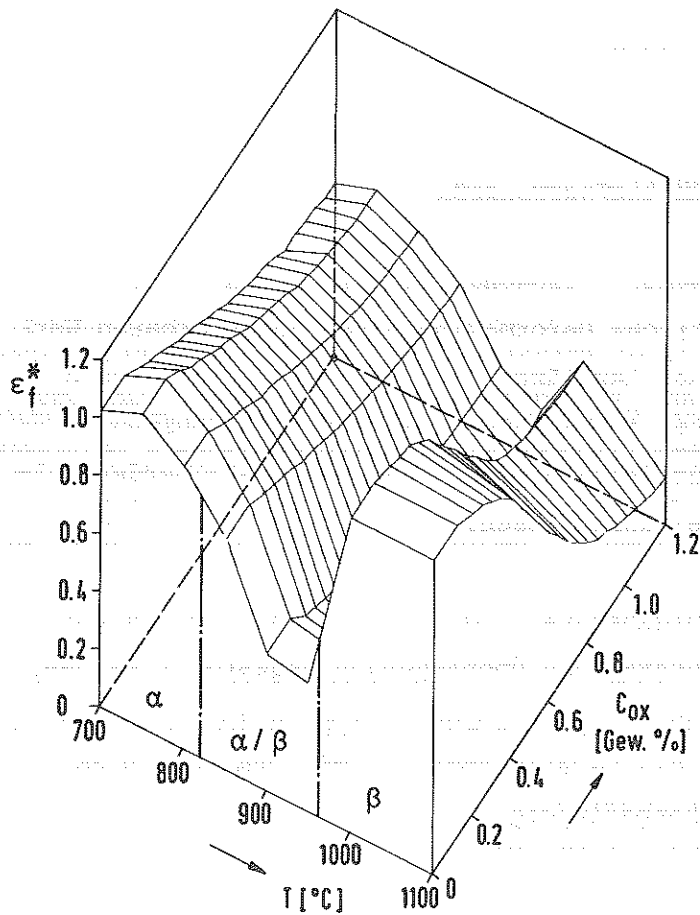


Abb. 3.5.13

Abhängigkeit der modifizierten Versagensdehnung von der Temperatur und dem Sauerstoffgehalt

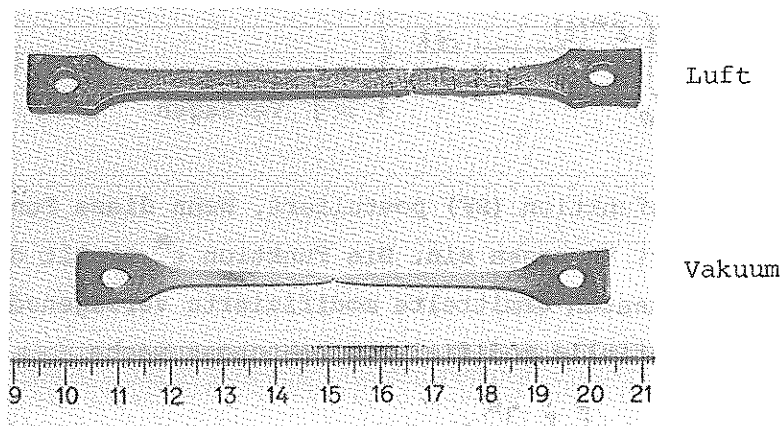


Abb. 3.5.14 Flachzugproben verformt in Luft und Vakuum

$$T = 900 \text{ C}, \dot{\epsilon}_0 = 6.6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Eine im Vergleich zu nichtoxydierten Proben erhöhte Versagensdehnung wird teilweise bei den hier vorliegenden Zugversuchen in Luft (Abb. 3.5.14) beobachtet. Dies wird nach Untersuchungen von Boček /37,48/ und Tien /49/ auf die, eine makroskopische Einschnürung behindernde Wirkung einer fest haftenden Oxidhaut zurückgeführt. Ein ähnlicher, jedoch schwächerer Effekt wurde auch von Chung /40/ an Rohren im Temperaturbereich 650 - 750 C beobachtet. Insgesamt scheint dieser Effekt bei Rohren jedoch von untergeordneter Bedeutung zu sein.

3.5.3 Das modifizierte Dehnungssummenkriterium (SFR)

Die bisher in der Literatur beschriebenen Versagenskriterien geben Grenzwerte der Belastung an, bei denen die plastische Deformation einen tolerierbaren Wert überschreitet, oder vom stabilen in den tertiären (instabilen) Verformungsbereich überwechselt. Die Versagenswerte, insbesondere die Versagensdehnung, sind dabei von geringerem Interesse, da nur Belastungsbereiche ermittelt werden sollen, die ein Versagen in obigem Sinne ausschließen.

Soll dagegen, wie bei vorliegender Aufgabenstellung, die maximale Versagensdehnung bestimmt werden, so müssen zusätzliche Überlegungen angestellt werden, wie die Dehnung während der instabilen Verformungsphase mitberücksichtigt werden kann. Die kompatible Verknüpfung des Versagensmodells mit dem Versagenskriterium ist dabei eine wichtige Nebenbedingung.

Als Versagenskriterium wird eine auf der modifizierten Dehnung basierende Summenregel (strain fraction rule, SFR)

$$SF = \int_{t=0}^t \frac{\dot{\epsilon}^*(t)}{\epsilon_f^*[T(t), C_{ox}]} dt \begin{cases} < 1 & \text{kein Versagen} \\ = 1 & \text{Versagen} \end{cases} \quad (3.5.9)$$

in der Art einer Schadensfunktion (SF) postuliert. Wenn diese Funktion SF den Wert 1 erreicht hat, tritt Versagen ein. Die Funktion ϵ_f^* stellt die aus isotherm-isobaren Rohrberstexperimenten ermittelte modifizierte Versagensdehnung nach Gl. (3.5.8) dar. Der differentielle modifizierte Dehnungszuwachs

$$\dot{\epsilon}^*(t) dt = \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_R} \right]^k \dot{\epsilon} dt \quad (3.5.10)$$

wird während der Verformung mit Hilfe des Deformationsmodells berechnet und

stellt damit die direkte Koppelung zum Verformungsmodell her.

Im isothermen Anwendungsfall ergibt die SFR nach Gl. (3.5.9) die Begrenzung der vom Deformationsmodell berechneten Dehnung mittels der experimentell ermittelten Versagensdehnung $\epsilon_f^*(T, c_{OX})$. Im allgemeinen temperaturtransienten Fall wird, wie in Abb. 3.5.15 schematisch dargestellt, durch den Bezug des differentiellen Dehnungszuwachses $\dot{\epsilon}^*(T)dt$ auf die isotherme Versagensdehnung $\epsilon_f^*(T(t))$ der momentan herrschenden Temperatur $T(t)$

$$d(SF) = \frac{\dot{\epsilon}(T) dt}{\epsilon_f^*(T(t))}$$

eine Wichtung des Dehnungszuwachses vorgenommen. Dies führt zu einer Abhängigkeit der Versagensdehnung von der Dehngeschichte. Abb. 3.5.15 zeigt z.B., daß

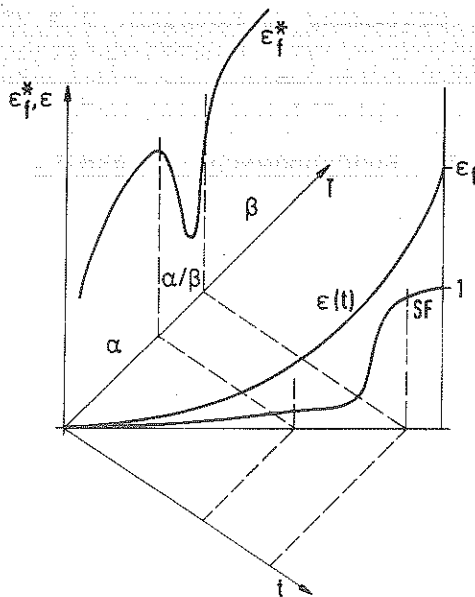


Abb. 3.5.15

Schematischer Verlauf der Schadensfunktion bei temperaturtransienter Versuchsführung

Dehnungszuwächse am Ende des wenig duktilen α/β -Umwandlungsbereichs mit größerem Gewicht in die Schadensfunktion SF eingehen als solche im duktilen β -Bereich.

Die nach Gl. (3.5.9) definierte modifizierte SFR berücksichtigt die drei wichtigsten Einflußgrößen auf die Versagensdehnung: die Temperaturabhängigkeit (stark geprägt durch die Phasenumwandlung), die Belastung (d.h. die mittlere Dehngeschwindigkeit), sowie die Oxydation.

Neben dem hier benutzten dehnungsbezogenen Kriterium werden für die vorliegende Aufgabenstellung Kriterien, basierend auf der Zeit, die "life-fraction-rule" (LFR) /50/, und der Versagensspannung /6,51/ benutzt.

Zur Bestimmung der Versagensdehnung wird bei der Anwendung der LFR eine zusätzliche Beziehung (modifizierte Monkman-Grant-Beziehung /52/) benötigt, die die Berechnung der Versagensdehnung aus der Versagenszeit gestattet. Eine direkte kompatible Koppelung zum Dehnverlauf bei beliebiger Last- und Temperaturführung ist dabei jedoch derzeit noch nicht möglich.

Die Spannung als dehnungsbegrenzende Größe kann innerhalb der hier vorliegenden modelltheoretischen Auflösung in einem größeren Dehngeschwindigkeitsbereich, wie in Abb. 3.5.16 dargestellt, nicht benutzt werden. Dies liegt daran, daß wie bereits während der Deformation, die Spannung σ mit der Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und nicht mit der Dehnung ϵ verknüpft ist und die Spannung, wie im Fließgesetz formuliert, mit zunehmender Last bzw. Dehngeschwindigkeit ansteigt. So zeigen die in Abb. 3.5.16 dargestellten Ergebnisse von Kriechversuchen bei großer Last ($\dot{\epsilon}_0 \approx 10^{-2}$ 1/s) bereits zu Beginn der Verformung Spannungen, die weit über der Versagensspannung von Experimenten kleiner Last ($\dot{\epsilon}_0 = 10^{-6}$ 1/s) liegen. Dagegen ist die Versagensdehnung dieser unter unterschiedlicher Last gefahrener Experimente nahezu unabhängig von der Last bzw. der Enddehngeschwindigkeit.

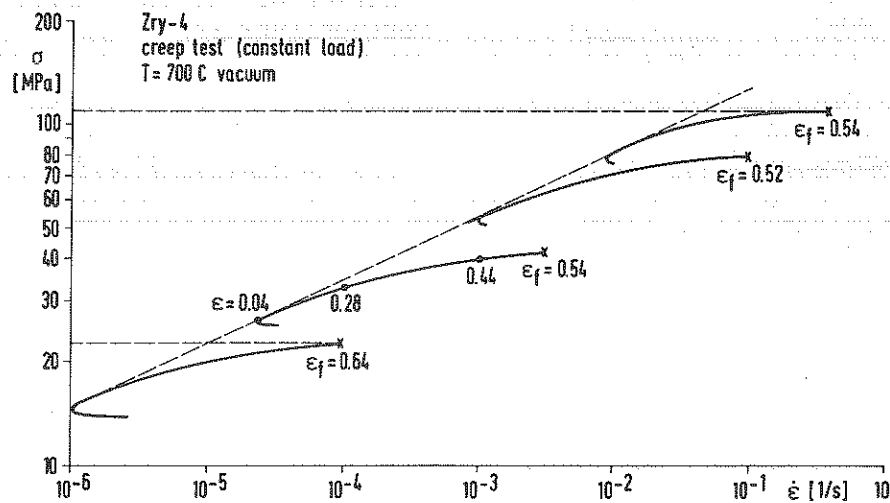


Abb. 3.5.16 Abhängigkeit der Kriech- und Versagensspannung von der Dehngeschwindigkeit

3.6 Modelljustierung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Bezug der Modellkomponenten hinsichtlich ihrer funktionalen Form und ihrer Parameter zu den Experimenten ausführlich dargestellt. Hier soll nun zusammenfassend beschrieben werden, wie die Bestimmung der Parameter erfolgte. Aus der Anwendung des Modells auf die in Abb. 3.1.1 dargestellten Experimente unterschiedlicher Versuchsführung und Geometrie, wird die Übertragbarkeit und Güte der Approximation des Modells hinsichtlich der für die Modellableitung und Teilmodelladaptation benutzten Experimente sichtbar. Für einzelne Teilmodelle (wie z.B. Verfestigung, Entfestigung, Sauerstoffeinfluß), die vorwiegend anhand eines bestimmten Versuchstyps aufgestellt wurden, bedeutet dies bereits eine Verifizierung. Eine umfassende Verifizierung muß jedoch an Experimenten vorgenommen werden, die nicht bei der Modellerstellung benutzt wurden. Diese ist im nächsten Abschnitt dargestellt.

3.6.1 Parameterjustierung - methodisches Vorgehen

Tab. 3.6.1 gibt einen Überblick über die anhand der Experimente für die einzelnen Modellkomponenten zu ermittelnden Parameter und Parameterfunktionen. Diese werden ausschließlich aus isothermen Experimenten gewonnen. D.h., das Modell berücksichtigt bei der Berechnung temperaturtransienter Verformung keine temperaturbedingten Nichtgleichgewichtszustände wie z.B. die Kinetik der Phasenumwandlung. Die meisten Parameter sind temperaturabhängig; somit ist jeweils die Parameterfunktion über den gesamten Temperaturbereich zu ermitteln.

Für das allgemeine Fließgesetz des duktilen Materialverhaltens sind 7 Parameterfunktionen zu ermitteln (Tab. 3.6.1). Das homogene Sauerstoffmodell benötigt keine Parameter, jedoch sind zur Berücksichtigung der Oxidstruktur, verbunden mit der Wirkung der oxydierenden Atmosphäre, 3 weitere Parameter bzw. Funktionen erforderlich. Das Versagenskriterium erfordert die Ermittlung der die Versagensdehnwerte beschreibenden Funktion ϵ_f^* , sowie die relative Dehnungsreduktionsfunktion $f_{SR}(T, c_{ox})$, die den dehnungsreduzierenden Einfluß der Oxydation anhand experimenteller Werte von Berstversuchen in Dampfathmosphäre vermittelt. Das sind insgesamt 12 Parameter bzw. Parameterfunktionen für das gesamte Deformations- und Versagensmodell.

Modellkomponente	Modellparameter -funktionen	Anzahl	isotherme Experimente zur Anpassung
Deformationsmodell Einflüsse oxid. Atmosphäre	Stat. Fließgesetz	4	quasistat. Bereiche σ/ϵ -, Kriech-, Rohr- berstexp. Vak/inert
	Verfestigung	2	σ/ϵ ; Kriechexp., Vak
	Entfestigung	1	σ/ϵ -Exp. Vak
	Oxidrisßmodell	2	σ/ϵ -Exp. in Luft
Material Fließgesetz duktiles	$n_1(T), n_2(T)$ $\sigma_{RISS}(T), \sigma_{R2SS}(T)$		
	$\bar{\epsilon}(T), \sigma_{S,\infty}(T)$		
Versagens- kriterium	$E_S(T)$	1	
	$K_{ex}, S_{ox}(T)$	2	
Versagens- kriterium	$\dot{\epsilon}_{ox}$	1	σ/ϵ -Exp. in Luft Rohrberstexp. in Dampf
	$e_f^*(T)$	1	Kriechberstexperimente inert
Versagens- kriterium	$f_{SR}(T, C_{ox})$	1	Kriechberstexperimente Dampf

Σ 12

Tab. 3.6.1 Parameter und Parameterfunktionen des Deformationsmodells und Versagenskriteriums

ebenso die Verformungsmechanismen im Übergangsbereich (Abb. 3.2.12) auch in der stationären Verformungsphase, ist dieser Teil mehrfach zu durchlaufen. Hinweise auf Unzulänglichkeiten können Kompatibilitätstests sein. So sollten sich z.B. die im $\ln \dot{\epsilon} / \ln \dot{\epsilon}$ -Diagramm als Geraden darstellbaren Verformungsmechanismen unterschiedlicher Temperatur im betrachteten Dehngeschwindigkeitsbereich nicht schneiden (da sonst physikalisch widersprüchliche Bereiche entstehen, in denen das Material bei einer höheren Temperatur fester als bei einer tieferen wird). Oder Darstellungen σ_{ss}/T bei konstantem $\dot{\epsilon}$ der Art nach Abb. 3.2.17 sollten einen glatten plausiblen Verlauf annehmen.

Der nächste Schritt ist dann die Überprüfung der Übertragbarkeit auf die anderen nicht benutzten Versuchstypen, insbesondere die 1D-2D-Übertragung. Das angestrebte Ziel, d.h. die Zielfunktion der Feinjustierung wird dann im Sinne der Aufgabenstellung die quantitativ gute Approximation des zeitlichen Dehnverlaufs.

Aufbauend auf dem duktilen Grundverhalten des Materials folgt dann die Fein Anpassung der Komponenten des Oxydationsmodells.

3.6.2 Modellsensitivität

Die Modellsensitivität bzw. die vom Modell abgebildete Materialsensitivität gibt bei der Modellentwicklung im Vergleich zur Meßgenauigkeit der experimentellen Daten das Kriterium dafür, welche Genauigkeit das Deformationsmodell überhaupt erreichen kann bzw. wann die Modellierung beendet ist. Dies betrifft zunächst die Sensitivität gegenüber den Zustandsgrößen $\dot{\epsilon}$, σ und T . Die Sensitivität der inneren Parameter (Zustandsparameter) spiegelt dagegen den Einfluß einzelner Modellkomponenten innerhalb des Gesamtmodells wider.

Da im Hochtemperaturbereich thermisch aktivierte Prozesse, deren Temperaturabhängigkeit über eine Arrheniusfunktion beschrieben werden kann, von entscheidender Bedeutung sind, läßt sich bereichsweise ein Ansatz

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_R} = \sigma^n \exp(-Q/RT) \quad (3.6.1)$$

mit exponentieller Temperaturabhängigkeit machen. Daraus ergeben sich für die Sensitivität der Dehngeschwindigkeit infolge einer Temperatur- bzw. Spannungsänderung die Beziehungen

$$\left. \frac{\Delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \right|_{\sigma} = \frac{Q}{RT} \cdot \frac{\Delta T}{T} \quad (3.6.2)$$

bzw.

$$\left. \frac{\Delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \right|_T = n \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \quad (3.6.3)$$

Diese sind für lastgesteuerte Verformungen (also Kriech- und Rohrversuche) von Interesse, während die Beziehung

$$\left. \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right|_{\dot{\epsilon}} = \frac{1}{n} \frac{Q}{RT} \frac{\Delta T}{T} \quad (3.6.4)$$

bei geschwindigkeitsgesteuerter Versuchsführung (Zugversuche) für die Sensitivität der stationären Deformation maßgeblich ist. (T ist jeweils in [K] einzusetzen.)

Da die Temperaturabhängigkeit im Modell (Kap. 3.2) nicht explizit gegeben ist, muß der "Verstärkungsfaktor" Q/RT aus Abb. 3.2.17 bestimmt werden. Er läßt sich mit Hilfe der Steigung s der $\ln \dot{\epsilon}_{ss}/\frac{1}{T}$ -Kurven nach

$$s = \frac{Q}{nR} \quad (3.6.5)$$

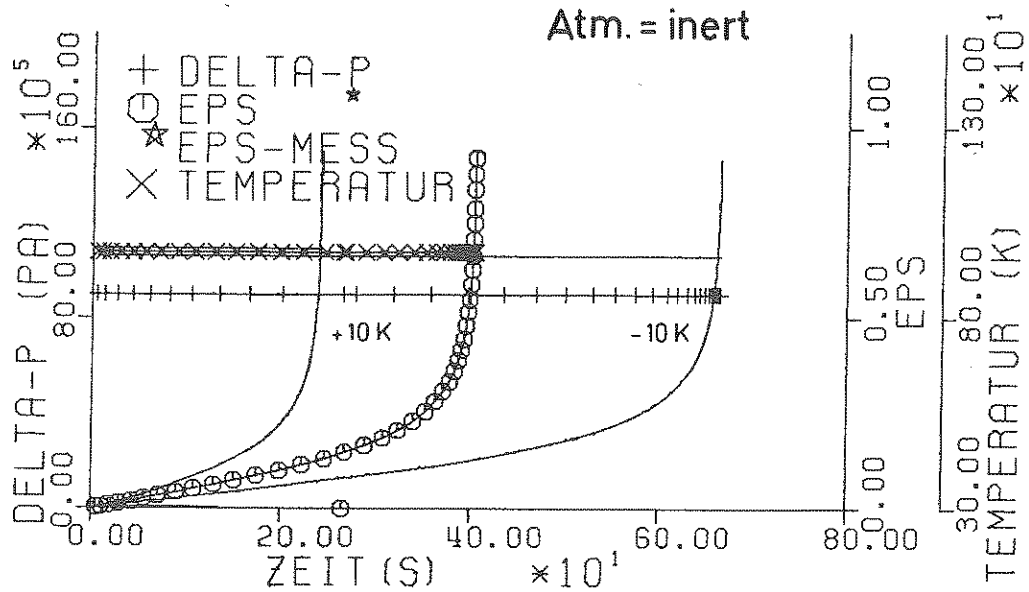
bestimmen, wobei n der Spannungsexponent des betreffenden Mechanismus ist.

In Tab. 3.6.2 ist die entsprechende Auswertung für die drei Temperaturen 700, 900, 1200 C der drei Modifikationsbereiche α , α/β und β zusammengefaßt. Die Spalten (1) und (2) geben die "Verstärkungsfaktoren" der Gln. (3.6.2) und (3.6.3) wieder, mit deren Hilfe die Spalten (3) bis (5) bestimmt wurden.

Spalte (3) gibt die Änderung der Dehngeschwindigkeit (in %) bei einer Temperaturveränderung von 1%, die die bestenfalls erreichbare Meßgenauigkeit der Temperatur (Thermoelemente) repräsentiert. (Die Angabe für Mech.1 gilt für kleine $\dot{\epsilon}$, für Mech.2 für große $\dot{\epsilon}$, entsprechend der Dominanzbereiche der Mechanismen.) 1% Temperaturveränderung kann im sensitivsten Bereich, dem Phasenumwandlungsbereich, bereits 40 - 90% Dehngeschwindigkeitsveränderung bewirken. Im α -Bereich ist der Einfluß mit 30 - 40% etwas geringer; sehr viel weniger sensitiv ist der β -Bereich mit 6 - 10%. Abb. 3.6.2 zeigt die entsprechende Auswirkung auf den Dehnverlauf eines isotherm-isobaren Berstexperimentes bei $T = 973 \pm 10$ K nach Modellrechnungen. (Der Stern kennzeichnet Versagenszeit und Versagensdehnung der Messung.) Spalte (4) gibt an, welche Temperaturveränderung in % eine Verdoppelung der Dehngeschwindigkeit bewirkt. Während dazu im Phasenumwandlungsbereich bereits 1,1% genügen können, sind es im α -Bereich 2,7 - 3,5%, im β -Bereich sind dagegen bereits 10 - 17% erforderlich.

	①	②	③	④	⑤	
	T [K]	$\frac{Q}{RT}$	n	$\frac{\Delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \left \frac{\Delta T}{T} = 0.01 \right.$ [%]	$\frac{\Delta T}{T} \left \frac{\Delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} = 1. \right.$ [%]	$\frac{\Delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \left \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = 0.04 \right.$ [%]
Mech. 1 α	973	37.2	4.3	37.2	2.7	17.2
Mech. 2	973	28.45	6.4	28.4	3.5	25.6
Mech. 1 α/β	1173	40.1	2.8	40.	2.5	11.2
Mech. 2	1173	89.3	5.8	89.	1.1	23.2
Mech. 1 β	1473	5.77	2.6	6.	17.3	10.4
Mech. 2	1473	9.8	3.5	10.	10.2	14.

Tab. 3.6.2 Temperatur- und Spannungssensitivität der plastischen Deformation



R0B NR. 2 (166D)

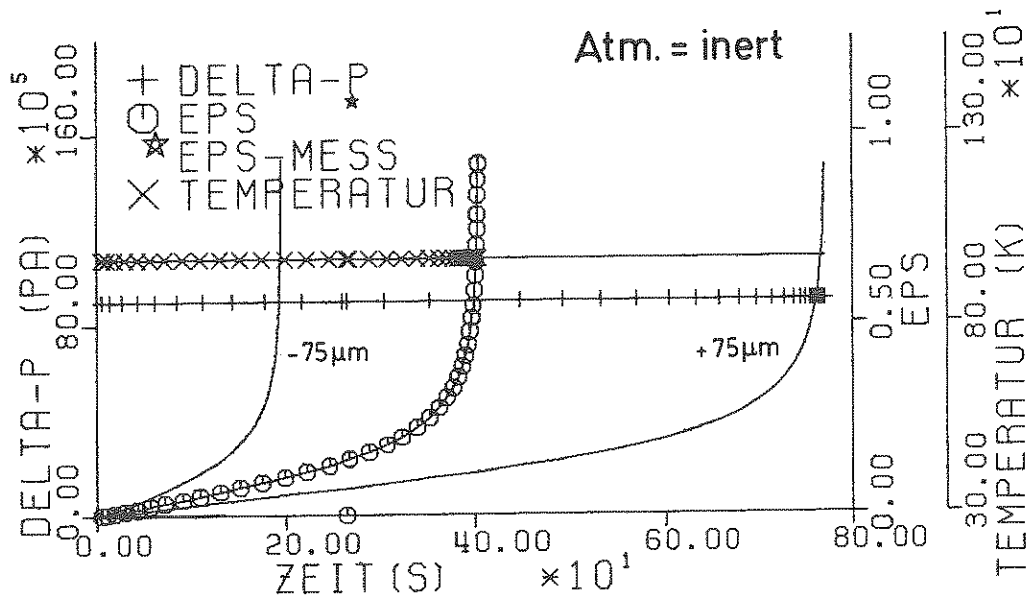
Abb. 3.6.2 Isothermer Rohrberstversuch
 Modellrechnung mit $T = 973 \pm 10K$

Die Einschätzung der Temperaturmeßgenauigkeit ist, insbesondere bei Rohrversuchen, teilweise schwierig, da die Temperatur an der deformierenden Rohrzone von Bedeutung ist, wo sie in der Regel nur durch Inter- bzw. Extrapolation gewonnen werden kann. Dies betrifft jedoch weniger die zur Modellableitung und Justierung benutzten Rohrversuche, bei denen die Temperaturverteilungen bestimmt wurden, so daß hier der Meßfehler in der Regel mit 1-2% abgeschätzt wird. Da die Temperaturfelder oft nicht vermessen wurden, was besonders bei temperaturtransienten Experimenten gravierend sein kann (wie noch in Kap. 4 gezeigt wird), ist die Aussagekraft mancher Experimente nicht sehr hoch einzuschätzen. Bei Vergleichen von Experimenten unterschiedlicher Versuchsstände muß stets mit einer Niveauverschiebung der Temperatur bzw. einer veränderten Meßgenauigkeit gerechnet werden. Deshalb wird zur Beurteilung der Modellergebnisse oft, wie in Abb. 3.6.2, eine Temperaturverschiebung in der Rechnung vorgenommen. Damit läßt sich zum einen die Güte der Modellapproximation, im Hinblick auf die Temperaturmeßgenauigkeit im Experiment, beurteilen, zum anderen läßt sich damit feststellen, wie groß der "Abstand" zum Experiment ist. Insbesondere läßt sich infolge statistischer Streuung der Meßergebnisse nur dann die Übereinstimmung des Dehnverlaufs eines Einzelexperiments zwischen Meßung und Rechnung überprüfen, wenn Messung und Rechnung durch Temperaturverschiebung (innerhalb der Meßgenauigkeit) übereinandergelegt werden. Zu diesem Zwecke kann ebenfalls die statistisch verteilte Wandstärkeschwankung benutzt werden, wie im folgenden gezeigt wird.

Spalte (5) der Tab. 3.6.2 gibt die Änderung der Dehngeschwindigkeit infolge einer 4%-igen Spannungsveränderung. Entsprechend der tendenziellen Abnahme der Spannungsexponenten mit wachsender Temperatur, nimmt die Empfindlichkeit entsprechend ab. Nach den Hüllrohrfertigungstoleranzen ist maximal eine Wandstärkevariation von $\Delta w = 120 \mu\text{m}$ möglich, während nach /53/ in 90% der Fälle $\Delta w = 20-30 \mu\text{m}$ beträgt. Nach der Beziehung

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \approx \frac{\Delta w}{w} \quad (3.6.6)$$

ergibt sich für den letzteren Fall der Wert $\Delta \sigma / \sigma = 4\%$, der in Spalte (5) benutzt wurde. Verglichen mit den Werten einer 1%-igen Temperaturverschiebung (Spalte (3)) ist der Einfluß im α/β -Bereich zwar kleiner, in den Bereichen α und β jedoch etwa gleich groß. Abb. 3.6.3 zeigt für dasselbe Experiment wie in Abb. 3.6.2 eine Variation der Wandstärke von $\Delta w = \pm 75 \mu\text{m}$. Die Auswirkungen auf die Versagenszeit sind mit denen in Abb. 3.6.2 vergleichbar.



R0B NR. 2 (166D)

Abb. 3.6.3 Isothermer Rohrberstversuch
Modellrechnung mit $w = w_0 \pm 75 \mu\text{m}$

Bezüglich des Versagens ist eine besonders starke Temperatursensitivität im Phasenumwandlungsbereich gegeben, wie aus Abb. 3.5.8 unmittelbar ersichtlich ist. Beim Übergang vom α/β - zum β -Bereich kann eine Temperaturverschiebung von 50K eine Veränderung von 100% wahrer Dehnung bewirken.

Die Sensitivität des Modells bezüglich der Zustandsparameter (inneren Variablen) läßt sich nicht so global darstellen, da die Zustandsparameter Parameter von Teilkomponenten sind, die, abhängig von den Verformungsbedingungen, mehr oder weniger Bedeutung erlangen. So kann z.B. die Oxydation, je nach den entsprechenden Reaktionsbedingungen und der Oxideigenschaften, fast keinen Einfluß auf den Verformungsverlauf nehmen (siehe Abb. 3.4.6) oder den Dehnverlauf vollkommen prägen (siehe Abb. 3.4.16). Abb. 3.4.17 zeigt die große Sensitivität der Oxydation bezüglich des Dehnverlaufs.

Ähnliches läßt sich bezüglich der Verfestigung sagen. Während sie bei isothermen Experimenten maßgeblich den Dehnverlauf bestimmt, tritt sie bei transienter Temperaturführung gegenüber der sich durch die verändernde Temperatur dominant verändernden Materialeigenschaften in den Hintergrund.

Oft gibt es auch Bereiche, in denen sich gegenläufige Effekte, z.B. Verfesti-

gung und Entfestigung, derart kompensieren, daß das transiente Kriechverhalten in diesem engeren Bereich genauso gut mit Hilfe eines Ansatzes für das stationäre Kriechverhalten (Nortonansatz) hinreichend gut modelliert werden kann. Ein weiteres Beispiel dafür ist die Kompensation der Sauerstoffverfestigung und der Entfestigung durch Oxidrißbildung im α/β -Bereich (sofern keine Voroxydation vorliegt) (Abb. 3.4.6).

3.6.3 Übertragbarkeit auf unterschiedliche Probengeometrie und Versuchsführung

Entsprechend der Entwicklungsstrategie stützt sich das Deformationsmodell stark auf einachsige Versuche unterschiedlicher Versuchsführung ab. Insbesondere zur Übertragung auf die Rohrgeometrie wurden bereits bei der Datenanalyse Annahmen (z.B. Isotropie, Spannungszustand) gemacht, deren Zulässigkeit bei der Parameteranpassung überprüft werden muß. Unzulänglichkeiten dieser Art äußern sich in (noch näher auszuführenden) Differenzen beim Vergleich der verschiedenen Versuchstypen, die allerdings auch noch weitere Ursachen haben können. Die wichtigsten Ursachen möglicher Differenzen sind in Tab. 3.6.3 dargestellt. Sie betreffen neben Modellunzulänglichkeiten (Modellhypothesen) systematische Fehler in der Datenanalyse sowie Unsicherheiten der experimentellen Daten, insbesondere der Temperatur.

Im Laufe der hier zu betrachtenden großen Deformationen kommt es zu starken Geometrieänderungen, die eine starke Veränderung der Spannungskomponenten bewirken. Wenn es bei der Datenanalyse nicht gelingt, diese Veränderungen mit zu erfassen, können solche Geometrieeffekte nicht von den Verformungseigenschaften separiert werden, und die Anwendung eines Modells mit derart "verunreinigten" Materialeigenschaften führt zu fehlerhaften Ergebnissen. Eine dreidimensionale Datenanalyse sowie eine entsprechende dreidimensionale Berechnung der Deformationen, übersteigt den Rahmen des hier Möglichen. Im Falle der Rohrverformung konnte jedoch ein Effekt großer Deformationen bei der Datenanalyse approximativ berücksichtigt werden.

Beim Vergleich eines einachsigen Kriechversuchs, verformt unter konstanter Last, und eines Rohrberstversuches unter konstantem Differenzdruck (Abb. 3.6.4) ergibt sich in der doppeltlogarithmischen Darstellung der wahren effektiven Spannung σ_{eff} über der wahren effektiven Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_{\text{eff}}$ eine zunehmende Divergenz bei zunehmender Dehngeschwindigkeit bzw. Dehnung. Der Kriechversuch verläuft mit Kriechspannungswerten, die nach dem stationären Bereich kleiner als

Fehlerquelle	
Modell- Hypothesen	1. Modellannahmen bezüglich der Übertragung des Modells vom 1-dimensionalen auf 3-dimensionalen Spannungszustand sind unzureichend (z.B. wegen Anisotropie). 2. Unzulänglichkeit des Modells zur Beschreibung der Deformation bei unterschiedlicher Versuchsführung (insbesondere instationäre Bereiche der Deformation).
Datenanalyse	3. Geometrieeffekte sind unzureichend eliminiert (z.B. Einfluß der Einschnürung bei unterschiedlicher Geometrie und Versuchsführung).
Experiment	4. Temperaturmeßfehler beim Vergleich von Experimenten unterschiedlicher Anlagen und unterschiedlicher Meßmethoden. (Insbesondere, wenn Temperatur nicht direkt an der deformierenden Stelle gemessen wird, was in der Regel bei Rohrversuchen der Fall ist).

Tab. 3.6.3 Ursachen für Differenzen zwischen Modellvorhersage und experimentellen Ergebnissen

die der stationären Kriechspannungswerte σ_{ss} sind, was wohl überwiegend durch die nicht berücksichtigte Einschnürung begründet ist (Spannungswerte werden zu klein ermittelt). Die Rohrberstprobe jedoch verformt bei Spannungen, die sich mit wachsender Dehngeschwindigkeit und Dehnung von der σ_{ss} -Geraden zunehmend weiter in Richtung größerer Spannungswerte entfernen. Da auch die Rohrproben sich nicht ohne Einschnürung verformen, müssen hier andere Ursachen dominant sein. Dies wird im folgenden untersucht.

Infolge der Randbedingungen am Rohrende und des sich längs der Probe einstellenden Temperaturprofils, erfolgt die Rohraufweitung bei Druckinnenbelastung nicht zylindrisch. Es bildet sich eine axial begrenzte Zone verstärkter Aufweitung (balloon), deren Ausdehnung stark vom axialen Temperaturprofil, und bei kurzen Rohren auch durch die Verformungsbehinderung an den Rohrenden, bestimmt wird. Abb. 3.6.5 zeigt die Versagensform eines TUBA-Rohrberstexperiments bei 750 C in inerter Atmosphäre.

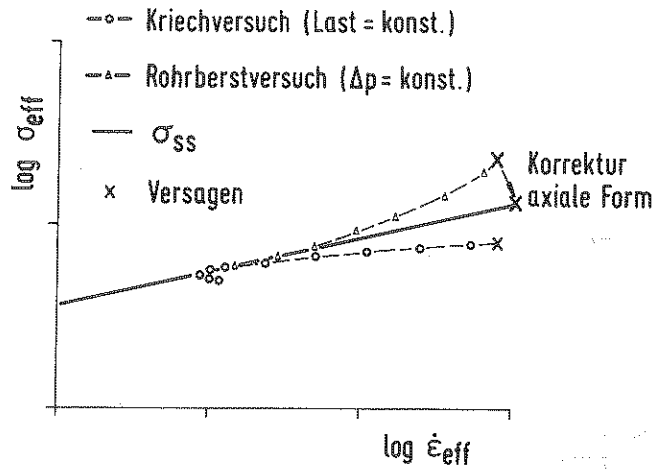


Abb. 3.6.4 Vergleich des Spannungs-Dehngeschwindigkeitsverlaufs eines Kriechversuchs unter konstanter Last und eines Rohrburstversuchs unter konstantem Differenzdruck

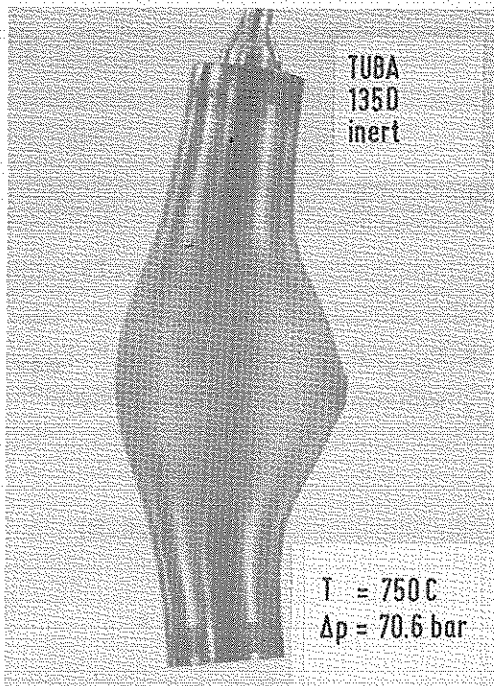


Abb. 3.6.5

Berstform einer Rohrprobe in inerter Atmosphäre ($T = 750 \text{ C}$, $\Delta p = 70.6 \text{ bar}$)

Da der Datenanalyse, dargestellt in Abb. 3.6.4, Zylindergeometrie zugrunde gelegt wurde, muß nun abgeschätzt werden, welchen Einfluß die ausgeprägte axiale Dehnungsverteilung auf den Spannungszustand im Rohr hat.

Für die der Probenform Abb. 3.6.5 entsprechende idealisierte rotationssymmetrische Zylinderschale, dargestellt in Abb. 3.6.6, läßt sich mit Hilfe der Membrantheorie (siehe Anhang 1) zeigen, daß sich an der Stelle der maximalen Rohrauf-

Membran-Theorie

für $z = 0$

$$\sigma_t = \sigma_{t,Zyl} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{r_{max}}{R_{ax}} \right]$$

$$\sigma_{ax} = \frac{1}{2} \sigma_{t,Zyl}$$

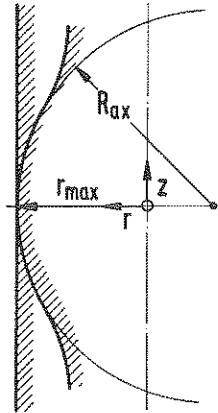


Abb. 3.6.6

Spannungsverhältnis am deformierenden Rohr an der Stelle maximaler Umfangsdehnung

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_{ax}} = f(R_{ax})$$

	R_{ax}	σ_t/σ_{ax}
Zylinder	∞	2
Kugel	r_{max}	1

weitung die Tangentialspannung nach der Beziehung

$$\sigma_t = \sigma_t^{Zyl} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{r_{max}}{R_{ax}} \right] \quad (3.6.7)$$

darstellen läßt. D.h., bei zunehmendem Verhältnis r_{max}/R_{ax} (Rohrradius = r_{max} , axialer Krümmungsradius = R_{ax}) reduziert sich σ_t , während die axiale Komponente σ_{ax}

$$\sigma_{ax} = \sigma_{ax}^{Zyl} = \frac{1}{2} \sigma_t^{Zyl} \quad (3.6.8)$$

von der axialen Krümmung unabhängig ist.

Bei großen Dehnungen erreichten die Proben im α -Bereich (Abb. 3.6.5) an der Stelle der maximalen Deformation nahezu Kugelgestalt. Für die extremen Geometrien, Zylinder und Kugel, ergeben sich nach den Gln. (3.6.7) und (3.6.8) Spannungsverhältnisse an der Stelle maximaler Dehnung von $\sigma_t/\sigma_{ax} = 2$ für den Zylinder und $\sigma_t/\sigma_{ax} = 1$ für die Kugel. Die Tangentialspannung im Falle der nichtzylindrischen axialen Form wird also maximal um den Faktor 2 reduziert, was zu einer deutlichen Reduktion der tangentialen Dehngeschwindigkeit und somit auch der effektiven Dehngeschwindigkeit bei gegebenem Innendruck führt.

Die in Abb. 3.6.4 eingezeichnete Korrektur des letzten Punktes der Rohrberst-kriechkurve wurde anhand der Anhänge 2 und 3 unter der Annahme $R_{ax} = r(z)_{max}$ durchgeführt. Über die restliche Abweichung wird in Anhang 4 diskutiert. Da-

nach wirken beim Rohr, im Gegensatz zur einaxialen Probe, Effekte der geometrischen Verfestigung Einschnüreffekten entgegen. Dies gibt eine Erklärung dafür, daß die Vorhersage großer Dehnungen beim Rohr zutreffender als beim einaxialen Versuch ausfällt.

Damit wird das Divergieren der Kurvenverläufe zwischen Kriech- und Rohrversuch bei großen Dehnungen weitgehend erklärbar, d.h. das unterschiedliche Verhalten ist ein Effekt der Geometrieänderungen infolge großer Verformung und kein Materialeffekt oder eine mangelhafte Modellübertragbarkeit bezüglich der Geometrie. Dies ist eine wichtige Erkenntnis der Datenanalyse.

Eine Miterfassung dieses axialen Geometrieffekts ist im Rahmen der hier benutzten Mechanik nur über die Beziehung (3.6.7) bei Kenntnis der von der Dehnung abhängigen axialen Radiusfunktion $R_{ax}(\epsilon)$ möglich. Dieser ist nur in wenigen Fällen bekannt. Abb. 3.6.7 zeigt den approximativ ermittelten Einfluß auf den zeitlichen Dehnverlauf. Im Vergleich zur Verformung eines idealen Zylinders ergibt sich ab etwa 35% Dehnung eine Reduktion der Dehngeschwindigkeit. Die Unterschiede sind also erst in der Nähe des Versagens deutlich und wirken sich demzufolge auf den Dehnverlauf nicht stark aus. Gravierend werden die Unterschiede jedoch bei der Auswertung von Versagensgrößen wie der Berstspannung /47/.

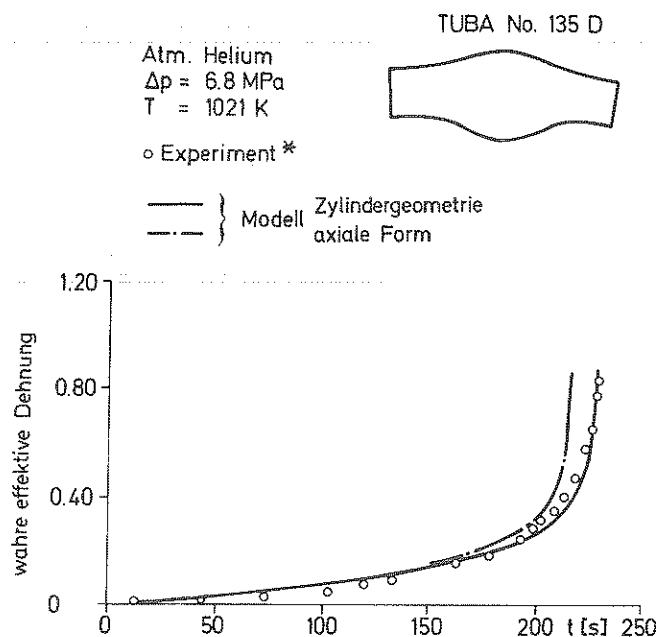


Abb. 3.6.7

Einfluß der axialen Form eines deformierenden Rohres auf den Dehnverlauf

Während die Geometrieeffekte mit größeren Verformungen gekoppelt sind, zeigt eine vergleichende Datenanalyse, daß zwischen den einzelnen Versuchsarten systematische Differenzen bei der Bestimmung der stationären Fließspannung vor allem im α -Bereich auftreten, jedoch mit steigender Temperatur abnehmen und im α -Bereich mit steigendem $\dot{\epsilon}$ zunehmen. Dabei zeigt der dehnungsgesteuerte Zugversuch höhere Fließspannungswerte als der lastgesteuerte Kriechversuch. Diese Unterschiede der Versuchsführung kann das hier benutzte Modell zweier in Reihe geschalteter Mechanismen nicht berücksichtigen. Offenbar sind in diesem Modell die bei tieferer Temperatur und höheren Dehngeschwindigkeiten wirksamen Verformungsmechanismen weniger gut abgebildet. Möglicherweise ist die im α -Bereich liegende und nicht im Modell erfaßte Rekristallisation am Entstehen dieses unterschiedlichen Verhaltens mitbeteiligt.

Ebenfalls im Temperaturbereich des α -Materials müssen sich Einflüsse der Anisotropie, bei der Anwendung des Modells auf unterschiedliche Geometrien, bemerkbar machen. Nach Modellentwicklungen der Literatur / 7,10/ bewirkt die Anisotropie bei der vorliegenden Rohrtextur eine erhöhte Festigkeit der Rohre gegenüber einer Belastung in Umfangsrichtung und eine Umverteilung der Dehnkomponenten so, daß die Wandstärkeschwächung während der Deformation im Vergleich zur isotropen Verformung verringert wird. Dadurch muß der Beginn der Rohrverformung bei höheren Spannungen erfolgen, und die Spannungszunahme während der Dehnung muß verringert werden. Während das Verschieben der Kriechspannungswerte beim Verformungsbeginn detektierbar sein muß, wird der veränderte Dehnverlauf im Vergleich zu 1-D-Kriechversuchen wegen des Einschnürverhaltens nicht beobachtet werden können.

Untersuchungen zur Auswirkung der Texturanisotropie an Flachzugproben mit variierender Ausrichtung der Probenachse zur Walzrichtung, wurden von Garde /26/ und Boček /54,55/ durchgeführt. Übereinstimmend wird festgestellt, daß, bezüglich der Streckgrenzenspannung und der Bruchspannung für Temperaturen $T > 650\text{ C}$, keine signifikante Strukturabhängigkeit mehr festzustellen ist. Entsprechendes gilt nach /26/ auch für die Verfestigung und den Spannungsexponenten. Hinsichtlich der Gleichmaßverformung und der Versagensdehnung, sind die Textureinflüsse nach /26/ bis zur Phasenumwandlung ($T = 820\text{ C}$) bzw. bis zum Beginn der β -Phase ($T = 960\text{ C}$) bemerkbar. Auch ein Vergleich von Zugversuchen an Zircaloy-Rohr- und Flachzugproben, ebenfalls in /26/ dargestellt, ergab bezüglich der Streckgrenzenspannung über 750 C keine signifikante Abweichung mehr.

Anzeichen für eine Anisotropie deuteten sich im Verlauf der Modellverfeinerung

im α -Bereich an, jedoch zeigt sich keine einheitliche Tendenz. Wie bereits an-
gemerkt wurde, ist die Übereinstimmung der stationären Fließspannung der ver-
schiedenen Experimente für Dehngeschwindigkeiten $\dot{\epsilon} < 10^{-3}$ recht gut. Größere
Abweichungen ergeben sich mit wachsender Dehngeschwindigkeit. Der Anisotropie-
einfluß hängt also möglicherweise von der Dehngeschwindigkeit bzw. von den sich
abhängig von der Verformungsgeschwindigkeit einstellenden Verformungsmechanis-
men ab. Auch bezüglich der Temperatur ergibt sich ein differenziertes Verhalten.
Im Bereich $700 \leq T(C) \leq 800$ zeigt der Berstversuch ein härteres Verhalten als die
einaxialen Versuche. Bei $T = 600$ C dagegen ist der Zugversuch wesentlich härter
als der Berst- und auch der Kriechversuch. Ähnliche Beobachtungen bezüglich des
"Umschlagens" des anisotropen Verhaltens über der Rekristallisationstemperatur
($T = 750$ C) sind in /56/ beschrieben.

Anhand des vorliegenden Datenmaterials kann der Einfluß der Anisotropie, ins-
besondere auf die großen Deformationen beim Rohr, wegen der interferierenden
Geometrieeffekte und Einflüsse der Versuchsführung, nicht separiert werden.
Dies ist eher durch detaillierte Untersuchungen der Verformungskomponenten am
Rohr bei unterschiedlicher Belastung möglich, wie sie z.B. in /56/ durchgeführt
wurden. Dabei ist jedoch der Einfluß der großen Dehnungen, wie in Anhang 4 be-
schrieben, mitzubersichtigen, der ebenfalls eine Verschiebung der Dehnkompo-
nentenverhältnisse mit sich bringt. Insbesondere sind Rohrverkürzungen, die
nach /47/ bei reiner Innendruckbelastung im dort betrachteten Temperaturbereich
 $700 \leq T [C] \leq 1200$ durchweg auftreten, noch kein sicheres Indiz für Anisotropie.
Versuche an Rohrproben mit feiner Gitterrastrerung haben gezeigt, daß ein Teil
der Rohrverkürzung im α -Bereich auf Anisotropie zurückzuführen ist. Der rest-
liche Teil im α - sowie die gesamte Verkürzung im α/β - und β -Gebiet ist auf die
veränderte Rohrgeometrie, infolge lokaler Hüllrohraufweitung, zurückzuführen.

Eine vollkommene Übereinstimmung zwischen einachsigen Versuchen und Rohrver-
suchen kann auch deswegen nicht erwartet werden, weil die Vorkonditionierung
(z.B. unterschiedliche Herstellung der Flach- und Rohrproben, unterschiedliche
Korngröße (Rohr: $< 10 \mu\text{m}$, Zugprobe: $15 \mu\text{m}$ /57/)) beim Probenmaterial unterschied-
lich ist.

Schließlich können systematische Unterschiede der Versuchsarten auch dadurch
zustande kommen, daß bei unterschiedlichen Versuchsanlagen z.B. die Temperatur
bezüglich des Absolutwertes systematisch verschoben ist.

Mit Hilfe von Modellrechnungen wurde nun abgeklärt, welche Temperaturverschie-

bungen bei der Rechnung jeweils notwendig sind, um jede Versuchsart optimal nachrechnen zu können. Dabei ergaben sich Temperaturverschiebungen von maximal 30 C. In Anbetracht der Vorhersagegenauigkeit der Hüllrohrtemperatur in den Störfallrechenprogrammen wie SSYST und der Temperaturmeßgenauigkeit bei den Experimenten, wird dies bei der hier betriebenen Modellentwicklung in Kauf genommen. Bei der Feinjustierung wird in Anbetracht der Zielanwendung des Modells wegen dieser Restdifferenzen das Hauptgewicht auf die Rohrversuche gelegt.

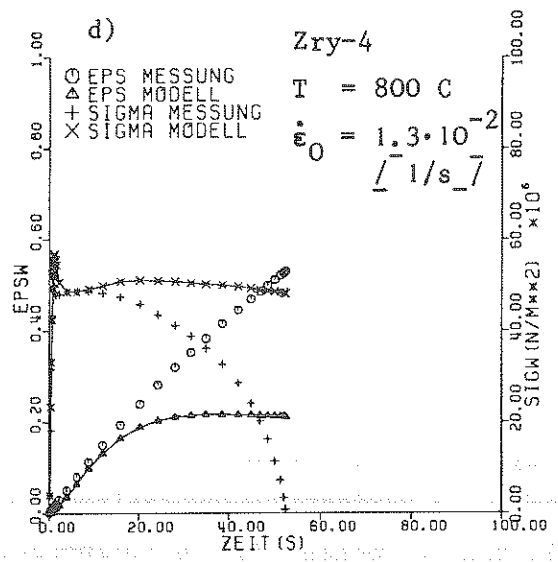
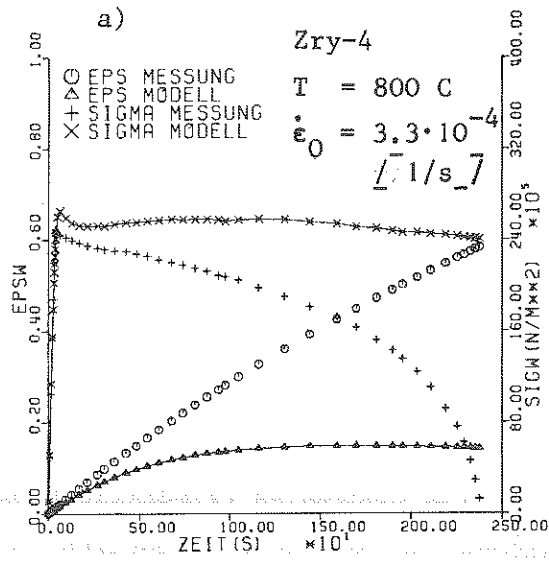
3.6.4 Güte der Modellapproximation

Die Abbn. 3.6.8 - 3.6.12 zeigen die Anwendung des Modells auf die drei Versuchstypen (Zug-, Kriech- und Rohrberstversuch) in den drei Temperaturbereichen α , α/β und β . In Abb. 3.6.8 sind zeitliche Spannungs- und Dehnverläufe von Zugversuchen bei 800, 950 und 1100 C bei jeweils kleinerer und größerer Dehngeschwindigkeit dargestellt. Bei der Modellrechnung wird dabei unter Vorgabe der Dehngeschwindigkeit der Spannungsverlauf bestimmt (Gleichmaßverformung vorausgesetzt!). In einer umgekehrten Modellanwendung wird der gemessene Spannungsverlauf vorgegeben und daraus der Dehnverlauf bestimmt. In Anbetracht der im Modell nicht berücksichtigten Einschnürung, kann eine Übereinstimmung zwischen Modell und Messung nur bei kleinen Dehnungen erwartet werden.

Im Falle des normalen Verfestigungsverhaltens im transienten Verformungsbereich (Abb. 3.6.8 b,c), (wenn also Mech.1 verformungsbestimmend ist), schließt sich übereinstimmend in Experiment und Modell ein quasistationärer Verformungsbereich an. Erst bei größeren Verformungen ($\epsilon \approx 70\%$) weichen Messung und Rechnung im tertiären Verformungsbereich voneinander ab.

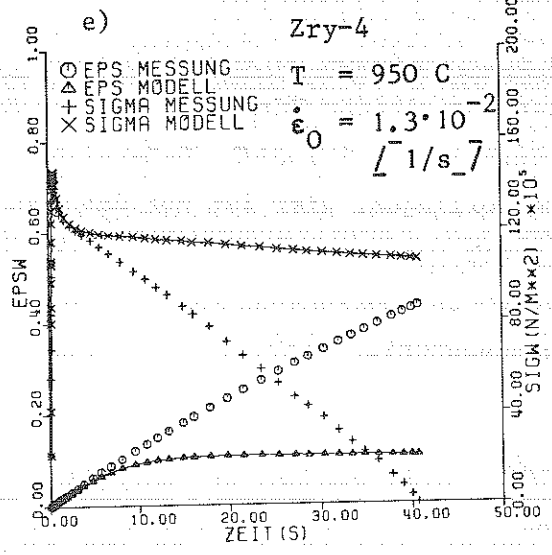
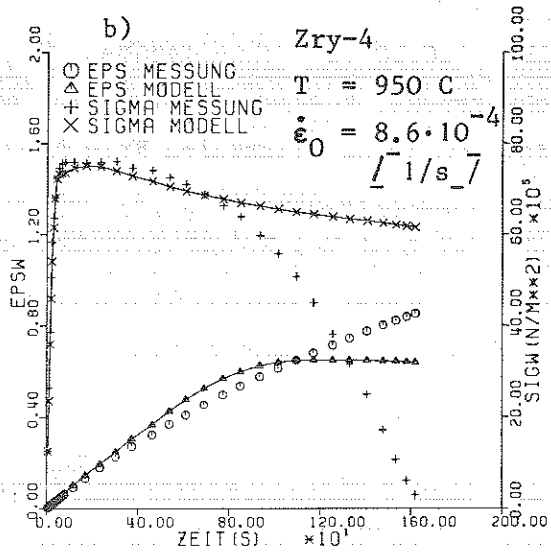
Bei größeren Dehngeschwindigkeiten (wenn im Modell ein Wechsel in den Verformungsmechanismen stattfindet, der den Streckgrenzeneffekt erzeugt), divergieren Messung und Rechnung schon bei Dehnungen zwischen 10 und 20% (Abb. 3.6.8 a,d,e,f). Grund dafür ist die durch den Mechanismenwechsel verursachte instabile Verformung, die im Experiment zu einer schnellen Einschnürung führt.

Ist der Wechsel der Mechanismen bei sehr kleinen Dehnungen abgeschlossen (Abb. 3.6.8 d,f), folgt noch eine Phase ungestörter Verfestigung, jedoch wird der stationäre Verformungsbereich wegen einsetzender Einschnürung nicht mehr erreicht, und Messung und Rechnung laufen bei etwa 20% Dehnung auseinander. In den Fällen (3.6.8 a,e) erstreckt sich der Wechsel der Mechanismen über einen



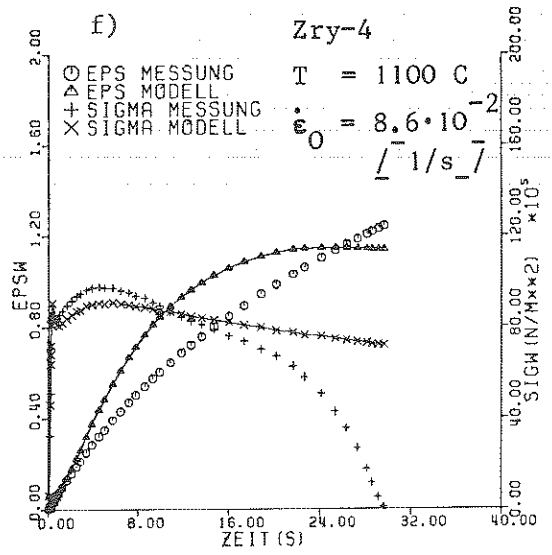
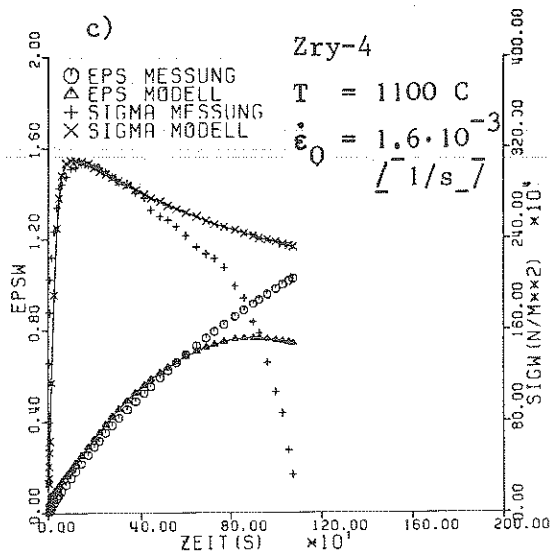
ZUG NR. 344 (3768)

ZUG NR. 338 (4137)



ZUG NR. 298 (3953)

ZUG NR. 117 (2378)



ZUG NR. 317 (3981)

ZUG NR. 311 (3976)

Abb. 3.6.8 Zugversuche in Vakuum bei 800, 950 und 1100 C

größeren Dehnbereich und es kommt weder zur Ausbildung einer normalen Verfestigungsphase noch zu einer stationären Verformung, und die Divergenz zwischen Messung und Rechnung beginnt bereits nach $\epsilon \approx 10\%$. Das Modell ist also in der Lage, diese sehr unterschiedlichen Typen von Spannungsverläufen durch das dynamische Zusammenwirken der Mechanismen wiederzugeben.

Abb. 3.6.9 zeigt einen Vergleich von Modell und Messung für Kriechversuche bei 700 und 900 C in der $\epsilon/\dot{\epsilon}$ -Darstellung. Dabei wird das von der Dehngeschwindigkeit abhängige unterschiedliche Primärkriechverhalten deutlich (für $\dot{\epsilon}$ klein \rightarrow normales Verfestigungsverhalten, für $\dot{\epsilon}$ groß \rightarrow abnormales Primärkriechverhalten). Dieser Wechsel des Verformungsverhaltens ist bei 900 C wesentlich stärker ausgeprägt als bei 700 C.

Dazu entsprechende Darstellungen sind in Abb. 3.6.10 für Rohre gegeben. Sie zeigen das gleiche Verhalten wie die Kriechversuche. Zusätzlich wird hier noch das Verhalten bei 1000 C (β -Bereich) gezeigt, wo keine einaxialen Kriechversuche vorliegen. Hier ist nur das abnormale Primärkriechverhalten zu sehen. Die Modellrechnungen erfolgten unter Vorgabe der Last bei Kriechversuchen und Vorgabe des Rohrrinnendrucks bei Rohrversuchen (jeweils Gleichmaßverformung vorausgesetzt).

Die Abbn. 3.6.8 - 3.6.10 zeigen, daß das Modell in der Lage ist, für alle 3 Versuchsarten (Zug-, Kriech-, Berstversuch) in allen 3 Zircaloymodifikationen (α , α/β und β) in einem breiten Dehngeschwindigkeitsbereich den transienten und stationären Verformungsbereich zutreffend zu beschreiben. Während bei den einaxialen Versuchen Messung und Rechnung spätestens im tertiären Verformungsbereich deutlich divergieren, können Berstexperimente teilweise ohne große Abweichung bis zum Versagen gerechnet werden, was, wie bereits diskutiert, auf eine im Vergleich zu Zugversuchen stabilere Verformung hinweist. Die Abbn. 3.6.11 und 3.6.12 zeigen die bereits in Abb. 3.6.10 dargestellten Rohrversuche in ihrem zeitlichen Dehnverlauf. Ebenfalls eingetragen ist der zeitliche Verlauf der von der Rohrverformung abhängigen Effektivspannung bei konstantem Rohrrinnendruck. Die Bilder zeigen die Fähigkeit des Modells, den zeitlichen Dehnverlauf von Rohrberstexperimenten qualitativ und quantitativ bis zu hohen Dehnungen bei sehr unterschiedlichen Dehngeschwindigkeiten gut zu beschreiben, was ein Ziel der Modellentwicklung war.

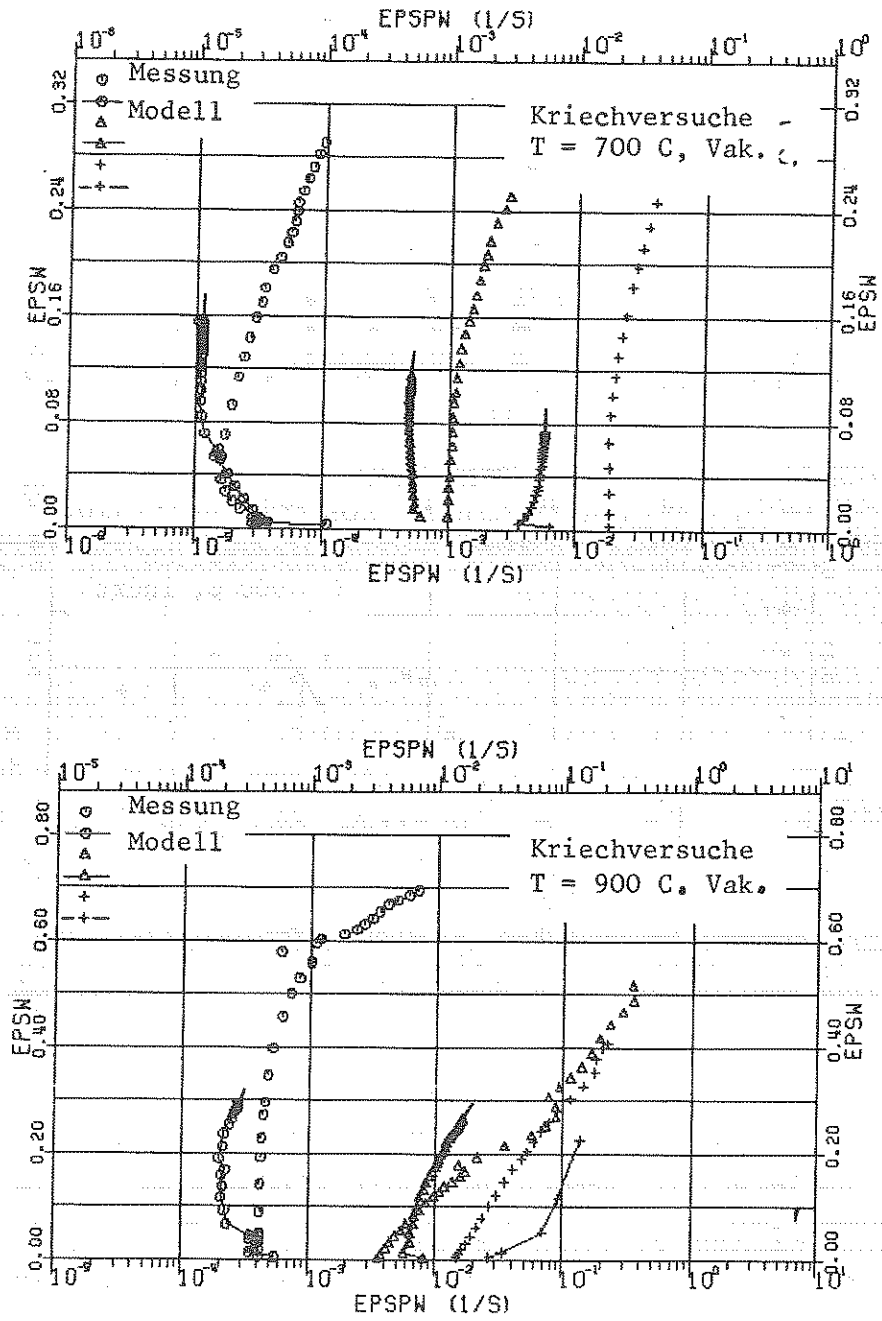


Abb. 3.6.9 Kriechversuche in Vakuum bei 700 und 900 C

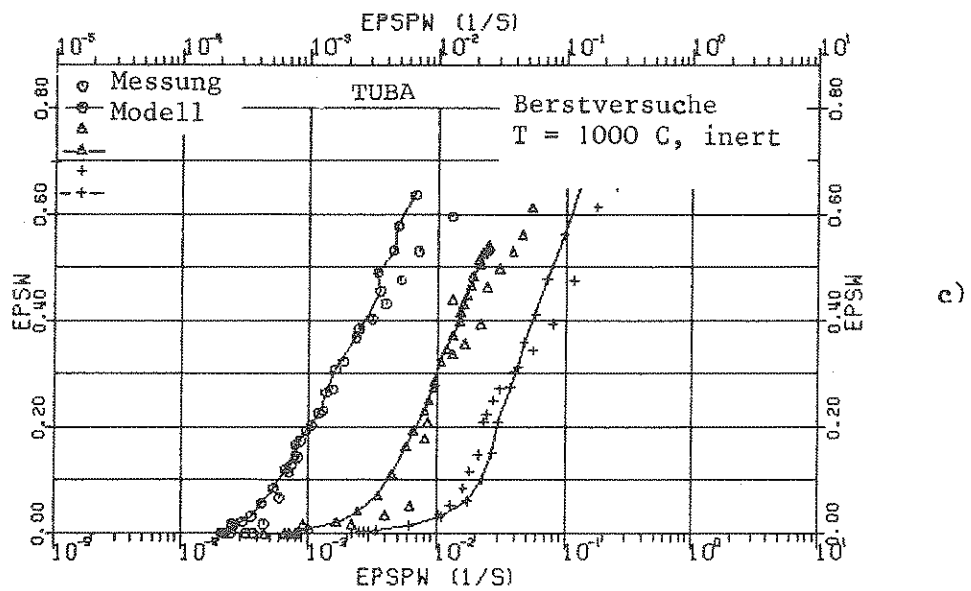
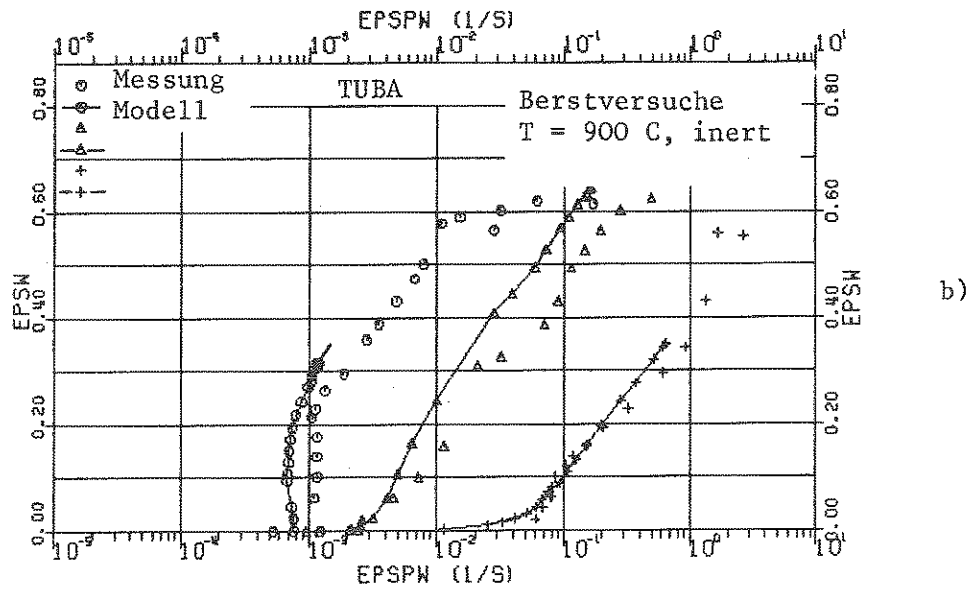
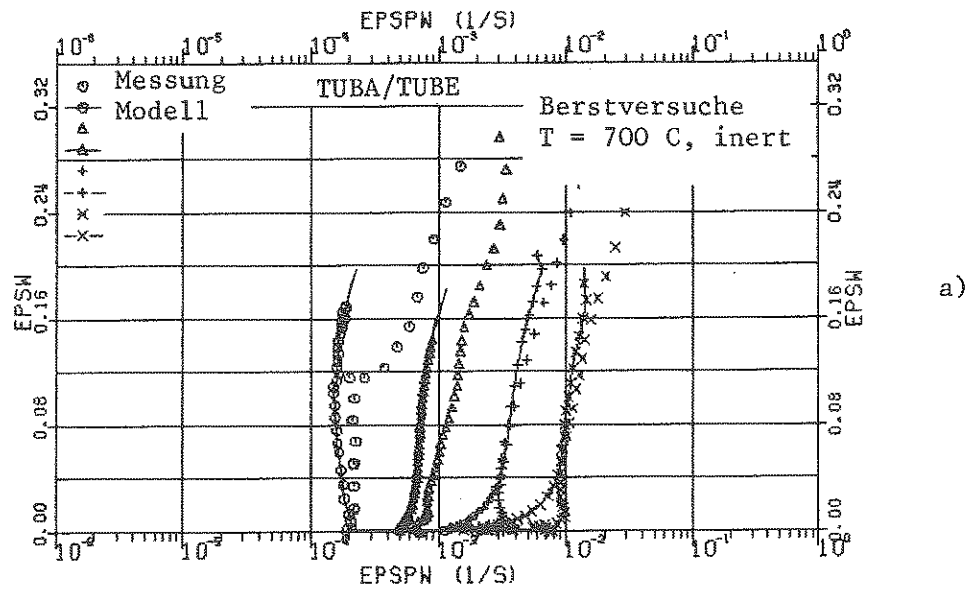
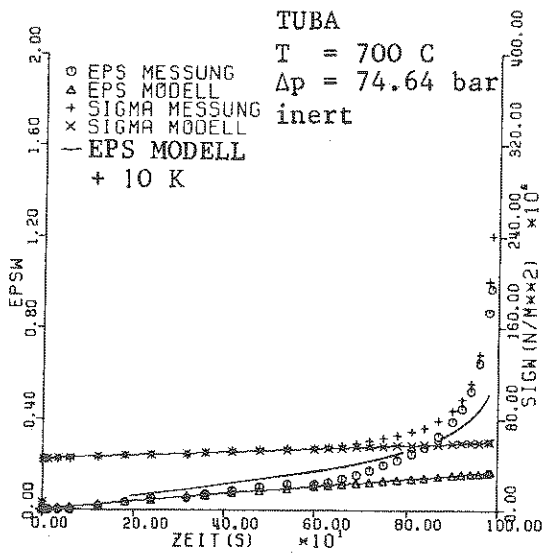
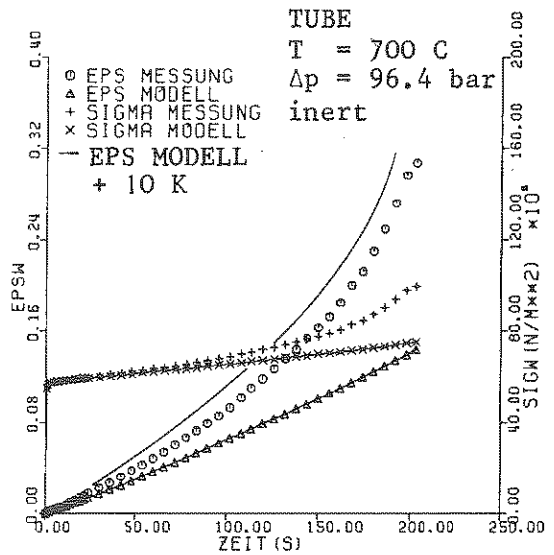


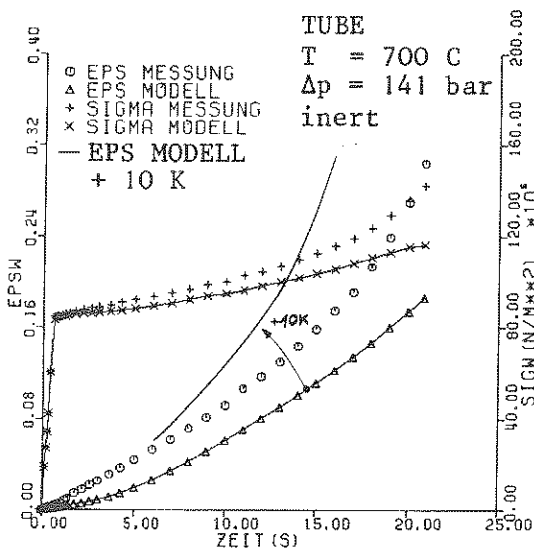
Abb. 3.6.10 Isotherm isobare Rohrberstversuche in inerter Atmosphäre



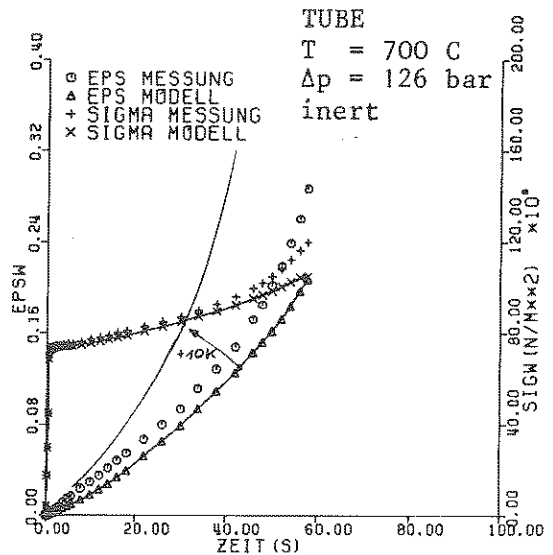
BRST NR. 124 (47)



BRST NR. 107 (116)

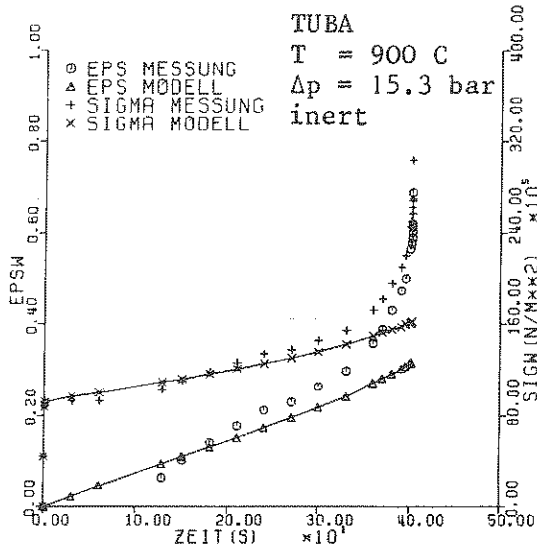


BRST NR. 110 (119)

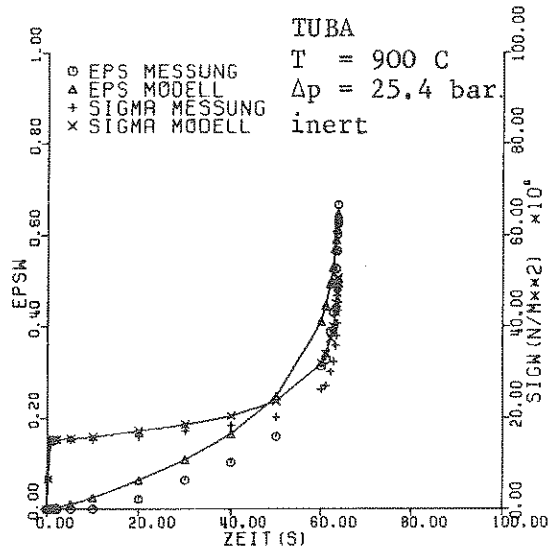


BRST NR. 111 (118)

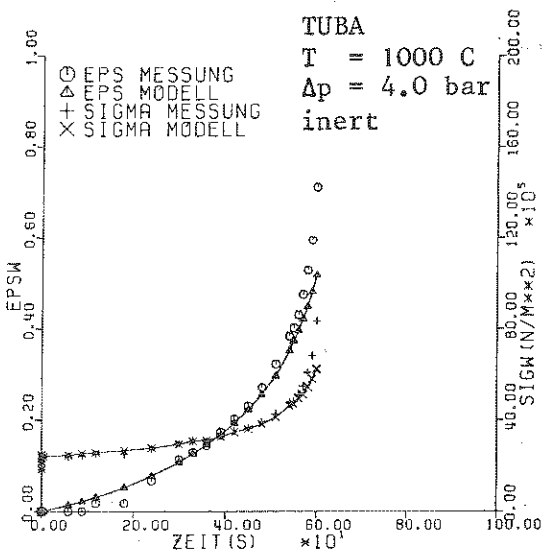
Abb. 3.6.11 Dehnverlauf von Rohrberstversuchen in inerter Atmosphäre bei 700 C und Differenzdrücken von 75, 96, 126 und 141 bar



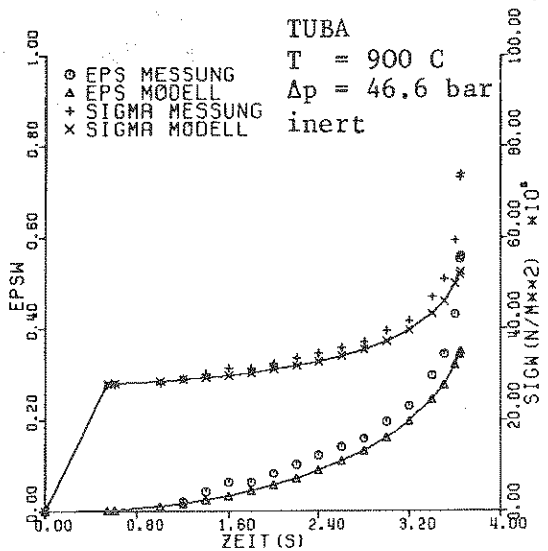
BRST NR. 74 (16)



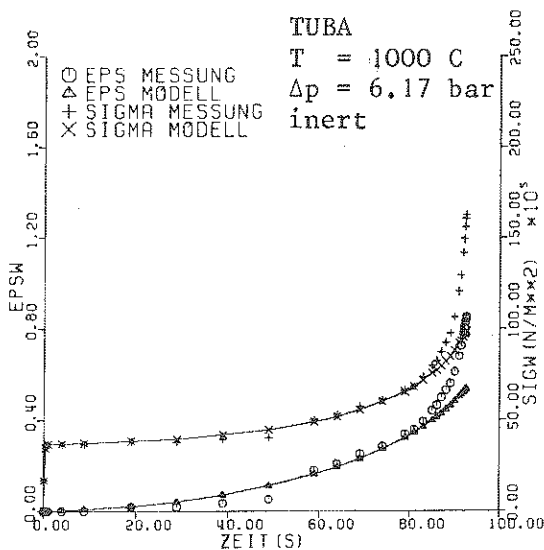
BRST NR. 78 (19)



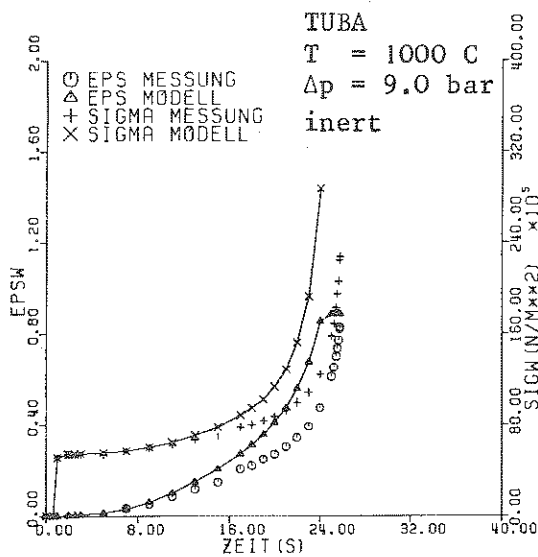
BRST NR. 87 (28)



BRST NR. 76 (17)



BRST NR. 85 (26)



BRST NR. 84 (25)

Abb. 3.6.12 Dehnverlauf von Rohrberstversuchen in inerter Atmosphäre;
T = 900 C : Δp = 15,25,47 bar; T = 1000 C : Δp = 4,6,9 bar

4. Modellverifizierung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde unter anderem die Übertragbarkeit des Modells auf verschiedene Geometrien und Versuchsführungen demonstriert, sowie seine Fähigkeit dargestellt, sehr unterschiedliche Dehnverläufe unter sehr unterschiedlichen Bedingungen in allen 3 Zircaloy-Phasenmodifikationen qualitativ und quantitativ richtig wiederzugeben. Dies erfolgte im wesentlichen an Experimenten, die bei der Modellableitung schon verwendet wurden.

Zur Modellverifikation sind Experimente erforderlich, die nicht bereits bei der Modelleinstellung benutzt wurden. Um "Effekte spezieller Versuchsanlagen" auszuschalten, sind dabei möglichst Versuchsergebnisse verschiedener Versuchsanlagen heranzuziehen. Im Sinne des Anwendungsziels dieser Modellentwicklung geschieht die Verifizierung an Rohrberstexperimenten. Einaxiale Experimente sind in der hier benötigten Form (gesamte Dehnverläufe) kaum verfügbar.

In diesem Kapitel wird das Modell zunächst auf "fremde Experimente", jedoch mit bei der Modellableitung benutzter Versuchsführung, angewendet. Im Vordergrund der Verifizierung steht dann die Überprüfung des Modells anhand von Experimenten druck- und temperaturtransienter Versuchsführung. Erst anhand dieser, bei der Modellableitung nicht benutzten Versuchsführungen erweist sich die Brauchbarkeit für die KVS-Anwendung. Während zunächst die Verifizierung hinsichtlich des Verformungsverlaufs erfolgt, wird zum Schluß das Versagenskriterium überprüft, wofür das experimentelle Datenmaterial erheblich umfangreicher ist.

Das Problem bei der Nachrechnung KFK-fremder Experimente ist, daß die Angaben in der Literatur meist nicht ausreichend dokumentiert sind. Insbesondere ist oft bei Rohrexperimenten nicht bekannt, an welcher Stelle die Temperatur gemessen wurde (erforderlich ist die Temperatur der deformierenden Rohrzone) und welche Temperaturverteilungen über der Probe vorlagen. Dies ist besonders wichtig bei temperaturtransienten Experimenten. So ist z.B. aus Temperaturfeldmessungen an der TUBA-Anlage /47/ (ofenbeheizte leere Rohrkapseln) und der REBEKA-Anlage /20/ (Brennstabsimulator) bekannt, daß axiale und azimutale Temperaturgradienten stark von der Temperaturrampe abhängen. Steiler werdende Temperaturrampen rufen größere Temperaturgradienten an der Probe hervor, wenn dies nicht durch besondere Vorkehrungen der Versuchsanlage verhindert wird. Liegt die Temperaturmeßstelle nicht zufälligerweise an der deformierenden Zone, muß die Deformationstemperatur entsprechend den Temperaturfeldern interpoliert werden.

Bei den TUBA-Experimenten waren dabei Korrekturen der gemessenen Temperaturen bis zu 100K bei Rampen von 10K/s erforderlich /47/. (Die Temperaturmeßstelle lag 20mm axial von der Berststelle entfernt.) Zu den hier vorliegenden Verifizierungsrechnungen wurden weitgehend Versuche herangezogen, bei denen die azimutale Temperaturverteilung gering gehalten wurde.

Aus solchen Gründen ist die Zahl der benutzbaren Experimente stark begrenzt. Bei den Rohrberstexperimenten der Literatur wurden häufig nur die Versagenswerte mitgeteilt, und Experimente mit kontinuierlich vermessenem Dehnverlauf, wie sie hier besonders erwünscht sind, sind selten. Es verbleiben daher nur relativ wenige Experimente zur Überprüfung des Modells.

Aus den im Abschnitt 'Modelljustierung' angeführten Gründen, wird auch hier durch eine Variation der Temperatur der "Abstand" des Modells zu den experimentellen Werten ausgelotet.

4.1 Verifizierung des Deformationsmodells

4.1.1 Isotherme Rohrberstversuche

Die Modellanwendung auf isotherm isobare ofenbeheizte Rohrberstversuche von Leistikow /18/ zeigt Abb. 4.1. Dort sind 2 Experimente bei 900C und mittleren Dehngeschwindigkeiten von $4.7 \cdot 10^{-4}$ und $5.4 \cdot 10^{-3}$ 1/s aufgetragen. Mit eingetragen ist jeweils die Auswirkung einer Temperaturvariation von +10 bzw. +5 C auf die Modellvorhersage. In Anbetracht der Temperatursensitivität kann die Modellvorhersage als gut bezeichnet werden.

Ebenfalls zufriedenstellend verlief die Nachrechnung von isotherm drucktransienten Rohrberstexperimenten. Abb. 4.2 zeigt zwei Experimente von Hann /56/, durchgeführt mit einem induktiv-beheizten Hüllrohr US-amerikanischer Abmessung und Spezifikation. (Die Abweichung zum Zeitpunkt 0 ist die im Modell eliminierte thermische Dehnung.) Abb. 4.3 zeigt isotherm drucktransiente Berstversuche aus /58/, durchgeführt bei 600 und 700C in inerter Atmosphäre. Die Dehnungsvermessung wurde hierbei mit mechanischen Meßfühlern vorgenommen. Im Gegensatz zur Dehnungsvermessung über Video-Aufzeichnung der TUBA-Anlage, sind die kleinen Dehnwerte hier besonders gut erfaßt. Allerdings bleibt dadurch die Dehnungsauf-

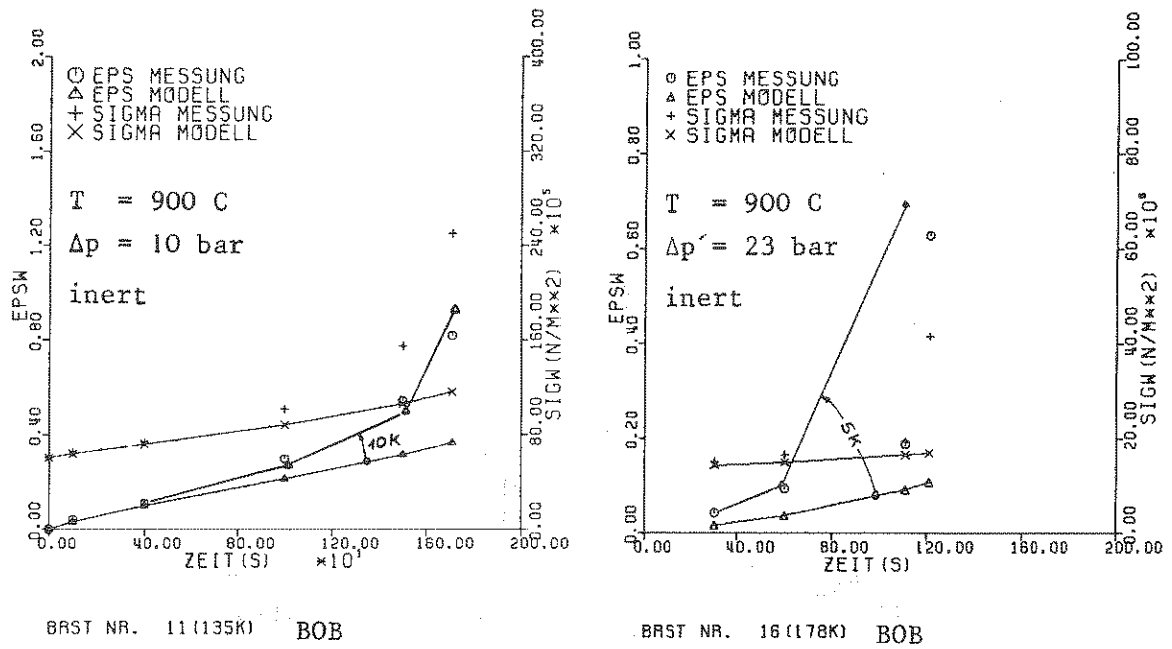


Abb. 4.1 Berstversuche an offenbeheizten Rohrproben in inerter Atmosphäre bei 900 C und Innendrucken von 10 und 23 bar (Leistikow /18/)

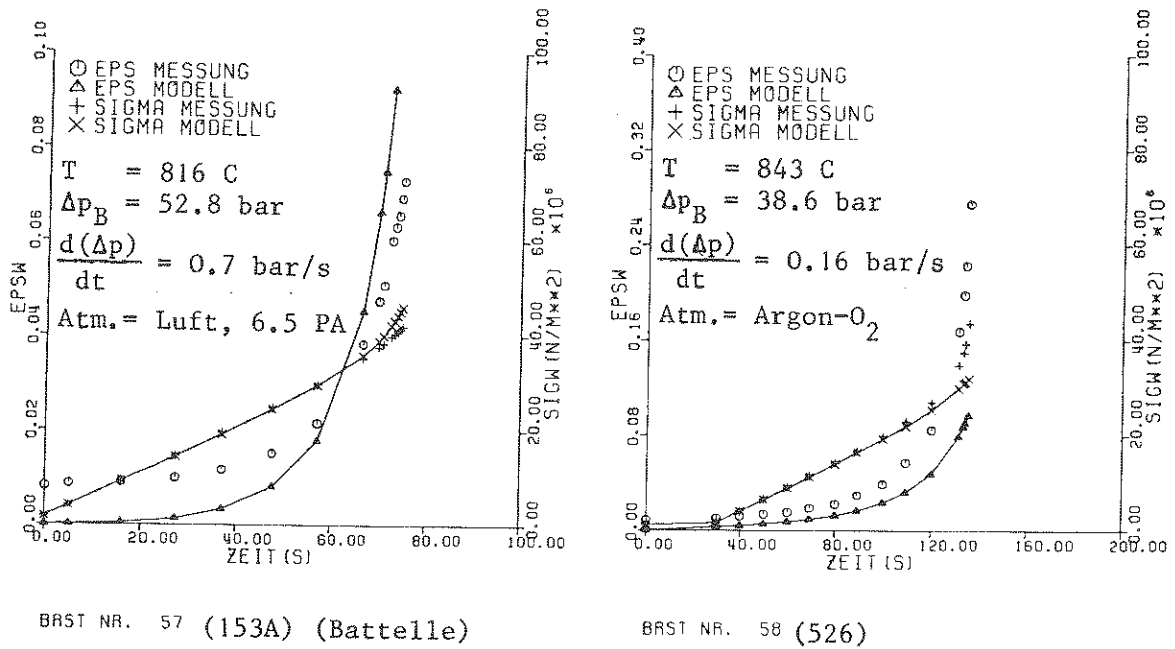
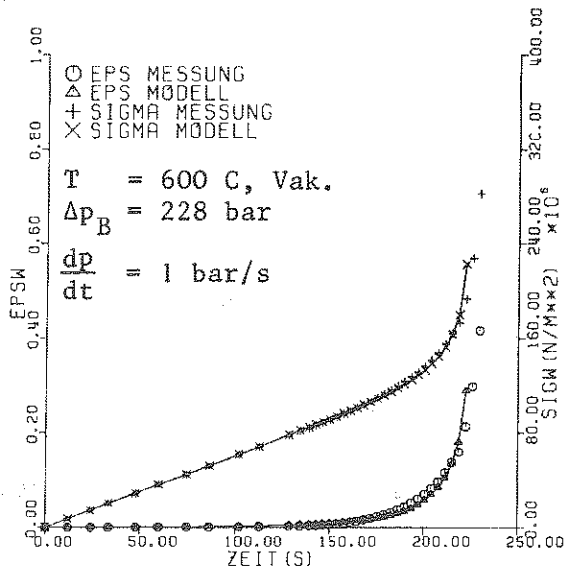
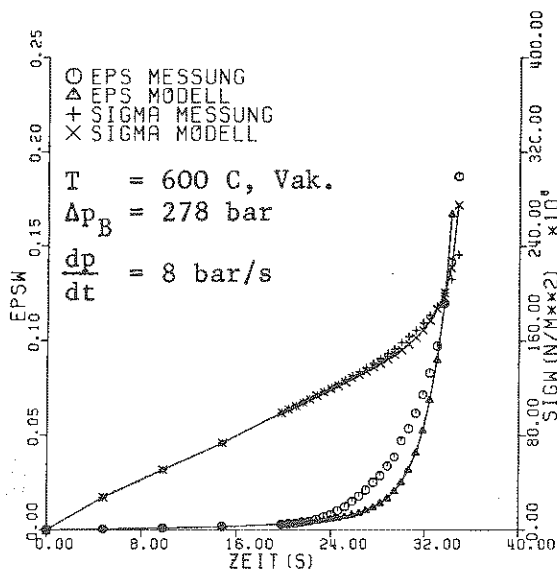


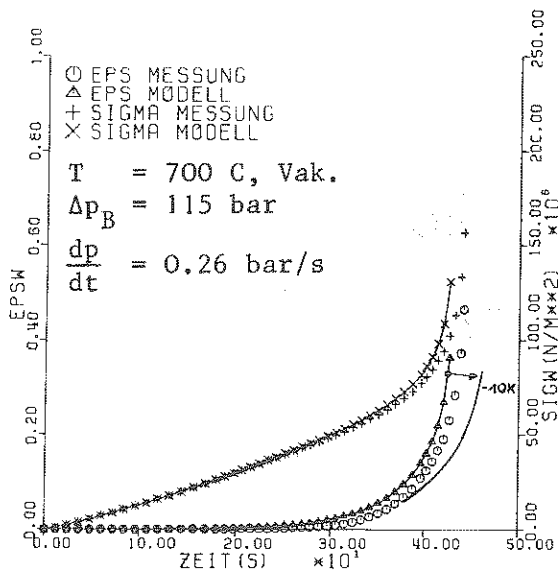
Abb. 4.2 Berstversuch an einer induktiv beheizten Rohrprobe bei 816 C und transienter Innendruckbelastung (Hann et al. /56/)



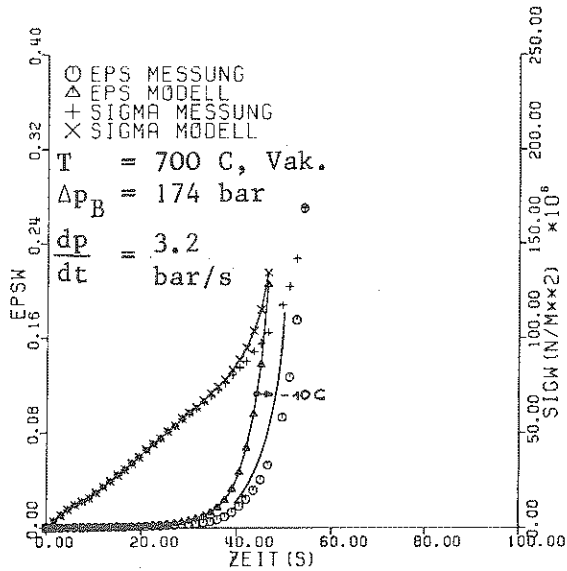
BRST NR. 148 (42) TUBE



BRST NR. 151 (45) TUBE



BRST NR. 116 (122) TUBE



BRST NR. 99 (103) TUBE

Abb. 4.3 Drucktransiente Rohrberstexperimente (ofenbeheizt) in inerte Atmosphäre bei 600 und 700 C (Kaczmarek /58/)

nahme auf kleine Werte beschränkt. Die Abb. 4.3 zeigt, daß das Modell im Rahmen der Temperaturmeßgenauigkeit bei diesen drucktransienten Versuchen, bei denen jeweils ein größerer Dehngeschwindigkeitsbereich, verglichen mit isobaren Experimenten, durchlaufen wird, gute zeitliche Dehnverläufe gibt. In oxydierender Atmosphäre durchgeführte isobare Experimente offenbeheizter Hüllrohrproben von Leistikow /18/ zeigt Abb. 4.4.

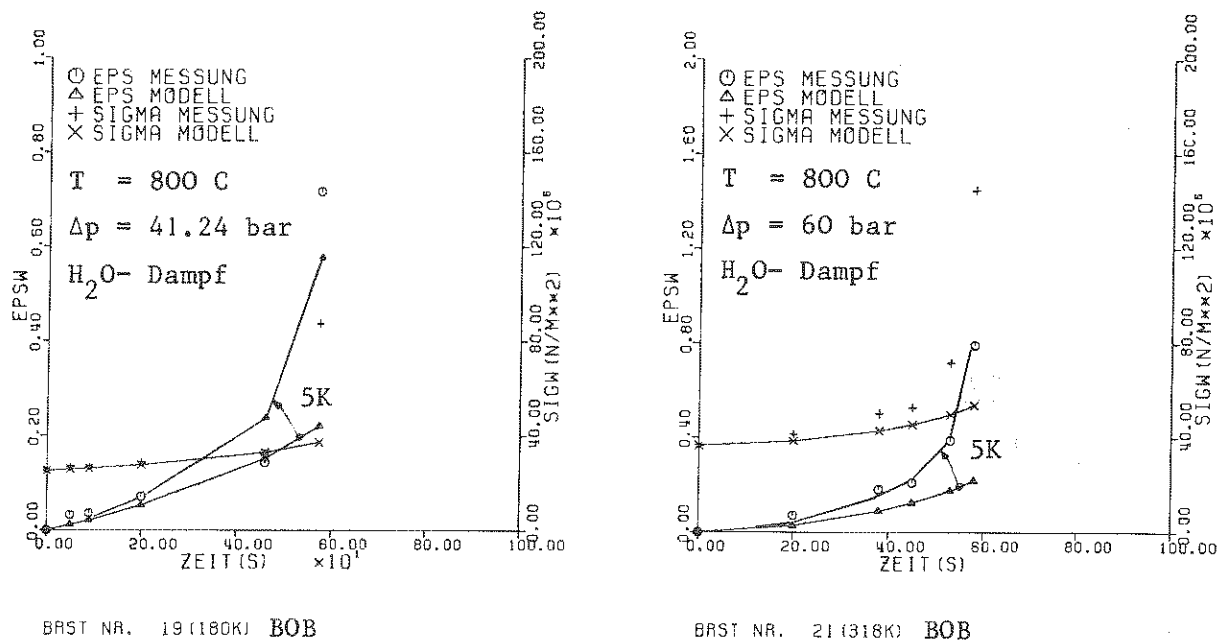
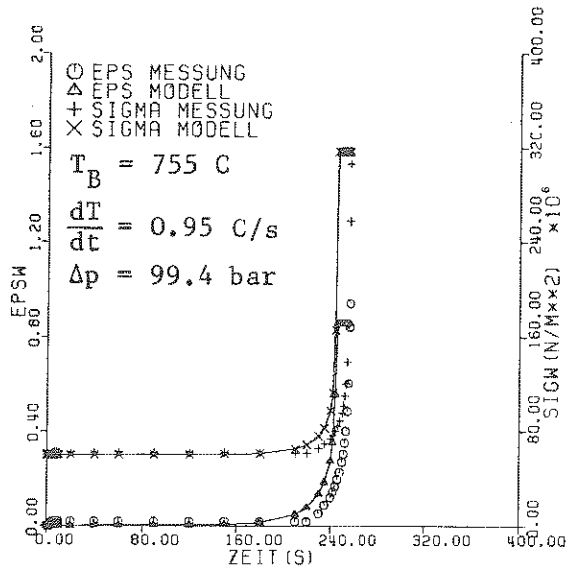


Abb. 4.4 Dehnverlauf offenbeheizter Rohrproben in Dampfatmosfera bei 800 C (Leistikow /18/)

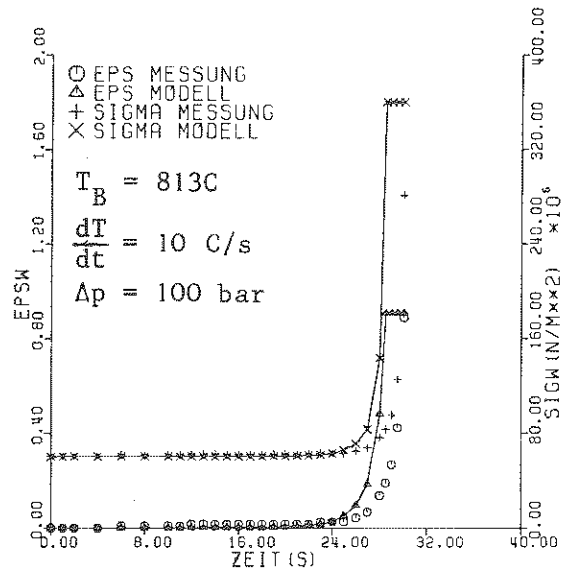
Abbildungen 4.2 - 4.4 zeigen, daß das Modell nicht nur isobare Versuche, sondern auch drucktransiente Experimente in inerter und oxydativer Atmosphäre beschreiben kann.

4.1.2 Temperaturtransiente Experimente in inerter Atmosphäre

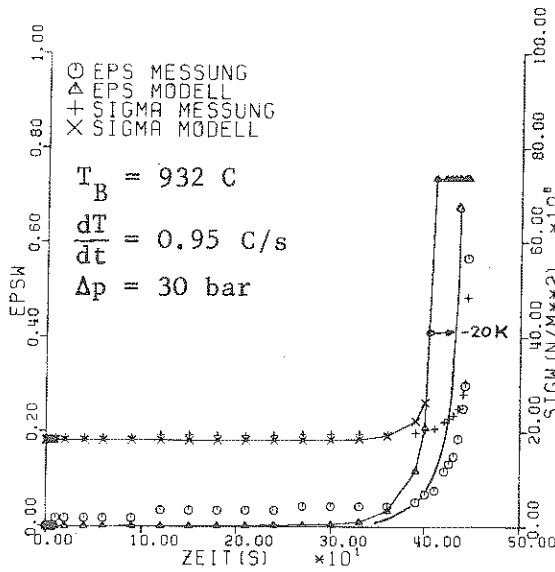
Ein, wie bereits erwähnt, wichtiger Schritt der Modellverifizierung, sind die Nachrechnungen temperaturtransienter Experimente. Bei der Modellentwicklung wurde angenommen, daß, außer den bisher anhand isothermer Experimente gewonnenen Modellkomponenten, keine weiteren Effekte (wie z.B. Zeitverzögerungen bei Umwandlungsprozessen (Phasenumwandlung)) bei einer temperaturtransienten Versuchsführung auftreten. Dies soll nun anhand von temperaturtransienten Ex-



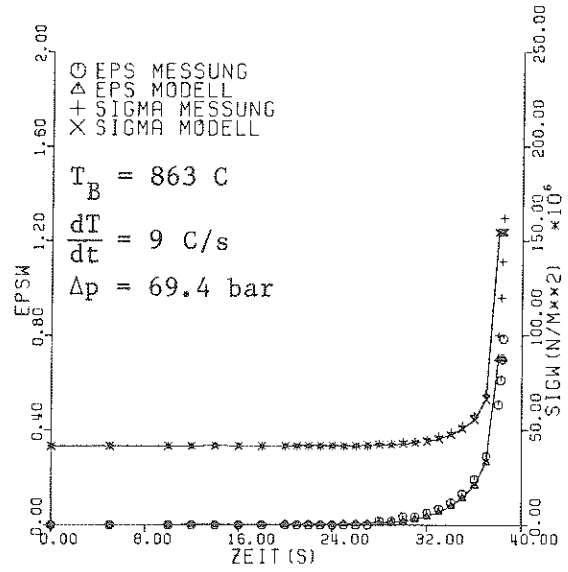
BRST NR. 161 (56) TUBA



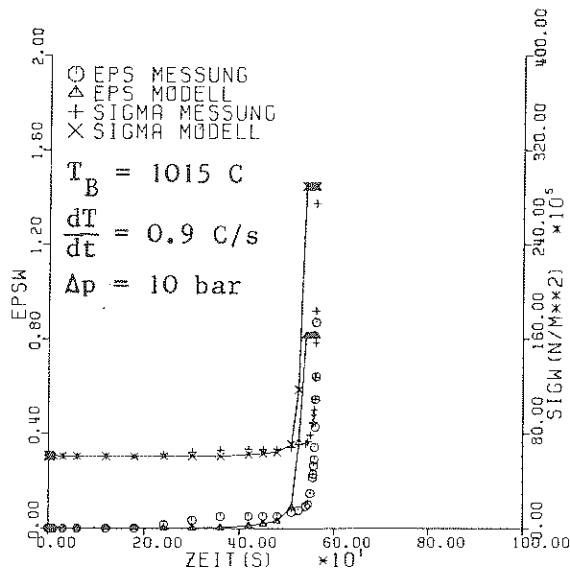
BRST NR. 162 (57) TUBA



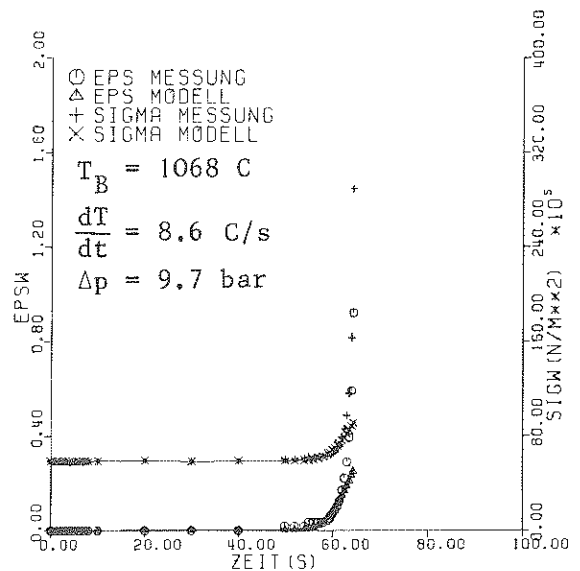
BRST NR. 164 (59) TUBA



BRST NR. 155 (50) TUBA



BRST NR. 158 (53) TUBA



BRST NR. 157 (52) TUBA

Abb. 4.5 Temperaturtransiente isobare Rohrberstexperimente in inerter Atmosphäre (Hofmann /19/)

perimenten in inerter Atmosphäre der TUBA-Anlage überprüft werden. Abb. 4.5 zeigt den Vergleich der Dehnverläufe jeweils zweier Experimente in den 3 Phasenbereichen α , α/β und β . Die Steigung der Temperaturrampe war dabei jeweils 1 und 10 K/s.

In der Tendenz ergibt das Modell ein etwas zu weiches Verhalten. Ob dies ein nicht modellierter "transienter" Effekt ist oder lediglich auf der Unsicherheit der Temperaturbestimmung beruht, kann derzeit nicht entschieden werden. Eine systematische Abhängigkeit von der Rampensteilheit kann nicht gefunden werden. Eine Temperaturreduzierung um $\Delta T = 20-30$ K bei der Rechnung hebt diese Tendenz auf. Insgesamt zeigen diese Nachrechnungen, daß das auf isothermen Experimenten basierende Modell auch Versuche mit transienter Temperaturführung in inerter Atmosphäre gut wiedergibt.

4.1.3 Temperaturtransiente Experimente in Dampfatmosfera

Während die temperaturtransienten Experimente in Inertatmosphäre für die Beurteilung eventuell auftretender Temperaturrampeneffekte von großer Bedeutung sind, stehen solche in Dampfatmosfera im Vordergrund der realistischeren experimentellen Untersuchungen zum Brennstabverhalten beim KVS. Abb. 4.6 zeigt

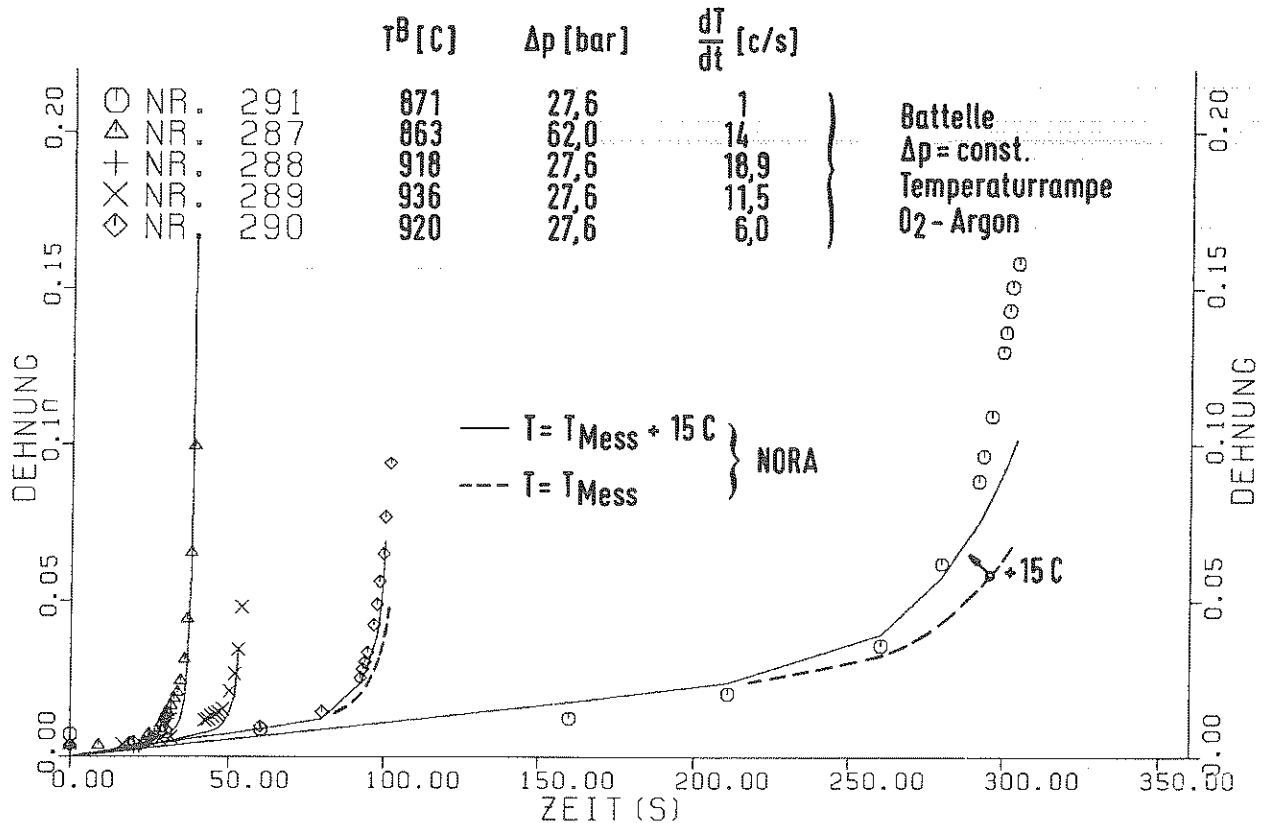


Abb. 4.6 Temperaturtransiente Rohrberstexperimente /56/

den Vergleich des Dehnverlaufs zwischen Messung und Rechnung anhand von experimentellen Daten induktiv beheizter Hüllrohrproben in einer Sauerstoff-Argon-Atmosphäre /56/. Abgesehen von Experiment Nr. 287 entsteht die Auffächerung in der Versagenszeit zwischen 30 und 300 s durch Temperaturrampen zwischen 1 und 19 K/s. Die Deformation findet dabei durchweg im α/β -Bereich statt. Die Dehnverläufe werden gut wiedergegeben. Mit wachsender Deformationszeit nimmt der Abstand zum Modell etwas zu. Jedoch ist die systematische Abweichung von max. 15 C im Rahmen der Meßgenauigkeit.

In den folgenden Abbildungen 4.7 und 4.8 werden Ergebnisse von Brennstabsimulatorexperimenten in Dampf-atmosphäre dargestellt. Die Experimente der REBEKA-Anlage /20/ (Abb. 4.7) liegen im oberen α -Bereich bzw. im unteren α/β -Bereich. Die Tendenz zwischen Modell und Rechnung stimmt mit der in Abb. 4.6 dargestellten überein. Bei den Experimenten der FABIOLA-Anlage /21/, bei denen Hüllrohrversagen überwiegend im α/β -Bereich eintritt, ist die Abweichung zwischen Modell und Rechnung etwa genauso groß wie in den Abb. 4.6 und 4.7, hat jedoch mit -15 C umgekehrtes Vorzeichen. Der Vorzeichenwechsel deutet darauf hin, daß es sich bei der Modellabweichung wahrscheinlich weniger um eine systematische Modellabweichung als vielmehr um eine systematische abweichende Tendenz der Experimente unterschiedlicher Versuchsstände handelt. Auch hier zeigt sich also eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment.

4.2 Verifizierung des Versagenskriteriums

Sofern im vorangegangenen Abschnitt bei der Verifizierung des Dehnverlaufs meßtechnisch die Versagensdehnung miterfaßt wurde, kann bereits z.B. in Abb. 4.8 ein Vergleich der Versagenszeiten und -dehnungen vorgenommen werden.

Bei den meisten experimentellen Untersuchungen zum Hüllrohrverhalten unter KVS-Bedingungen stand das Versagen im Vordergrund. In der Regel wurden nur die Versagenswerte erfaßt. Deshalb stehen hier mehr Daten zur Verfügung.

Während bei Materialuntersuchungen üblicherweise Experimente unter isothermen Bedingungen im Vordergrund stehen, wurden unter dem hier betrachteten Aspekt realistischer Störfallbedingungen vorwiegend temperaturtransiente Versuche in Dampf-atmosphäre durchgeführt. Genauso wie das Deformationsmodell wurde auch

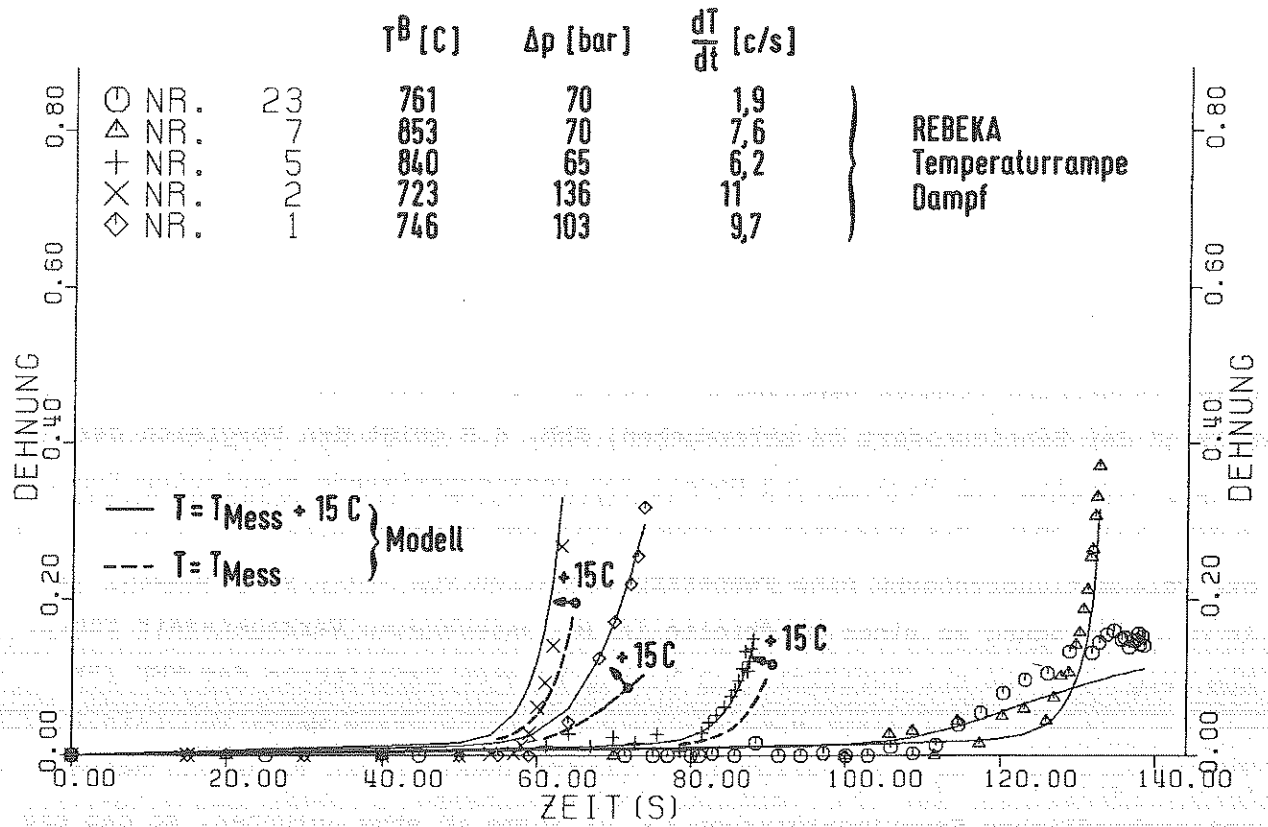


Abb. 4.7 Temperaturtransiente Simulatorberstexperimente /20/

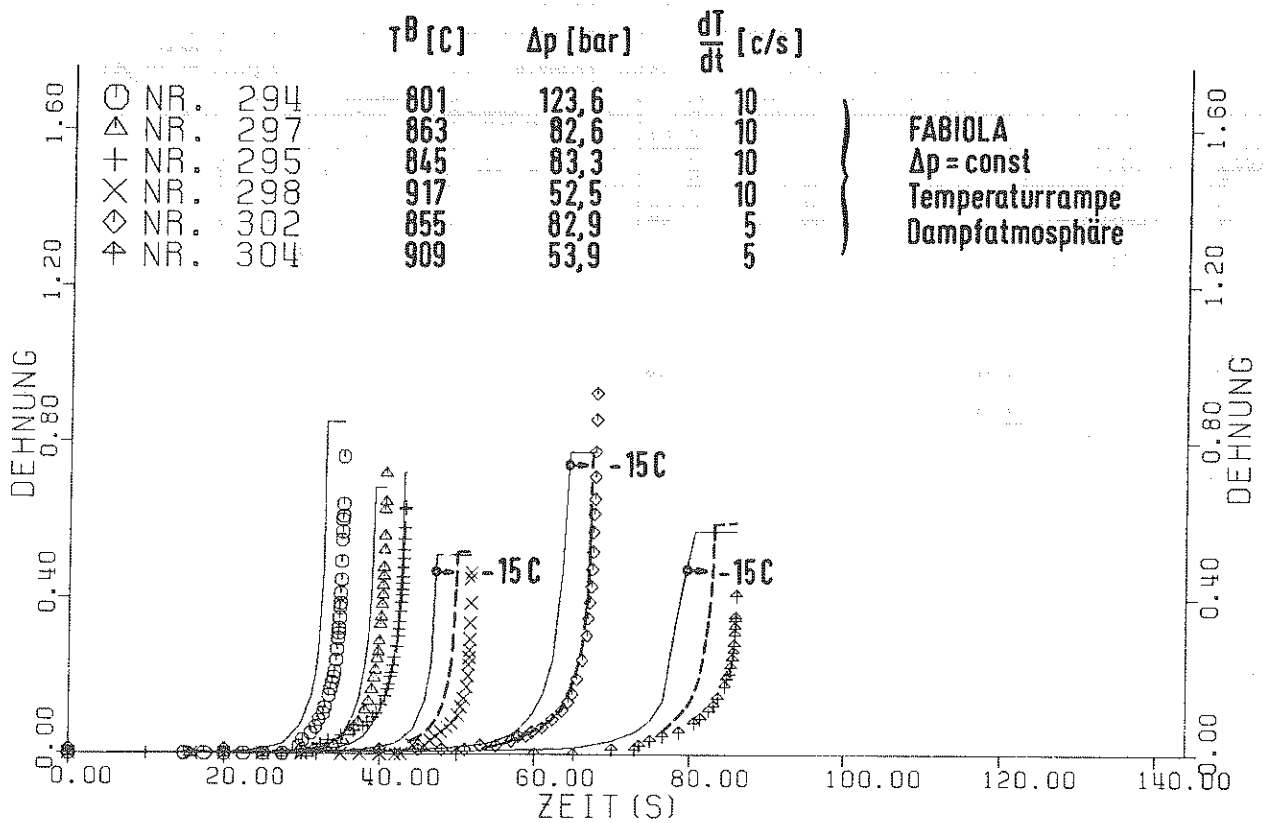


Abb. 4.8 Temperaturtransiente Simulatorberstexperimente /21/

das Versagenskriterium auf der Grundlage isothermer Versuche aufgestellt und bedarf nun der Überprüfung der Anwendbarkeit auf transiente Bedingungen.

4.2.1 Versagen unter isothermer Versuchsführung - Einfluß der Hüllrohrwandstärkeverteilung

Durch Verwendung fremder Experimente bietet sich hierbei die Möglichkeit, den Einfluß der Beheizungsart zu untersuchen. Abb. 4.9 zeigt den Vergleich der Versagenszeiten von Messung und Modell für Berstexperimente konstanten Innendrucks bei 800 C. Zur Berücksichtigung möglicher Temperaturmeßfehler wurde bei der Deformationsrechnung eine Temperaturvariation von ± 10 C vorgenommen, was in der Auftragung zu einer Bandbreite in der berechneten Versagenszeit führt. Zum Vergleich der zur Verifizierung herangezogenen Experimente der KWU /59/ wurden weitere, bereits bei der Modellerstellung benutzte Werte von Leistikow /18/ eingetragen. Es zeigt sich, daß sich die abweichenden Tendenzen bei den unterschiedlichen Experimentgruppen in der Summe in etwa aufheben, so daß die Modellvorhersage der Versagenszeit als gut bezeichnet werden kann.

Trägt man dagegen die Versagensdehnwerte auf (Abb. 4.10), so zeigt sich, daß

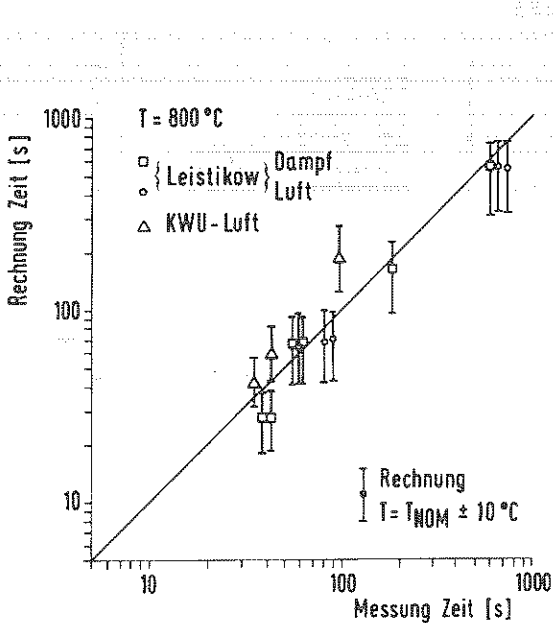


Abb. 4.9

Isobare Kriechberstexperimente
Meßwerte von /59/ und /18/

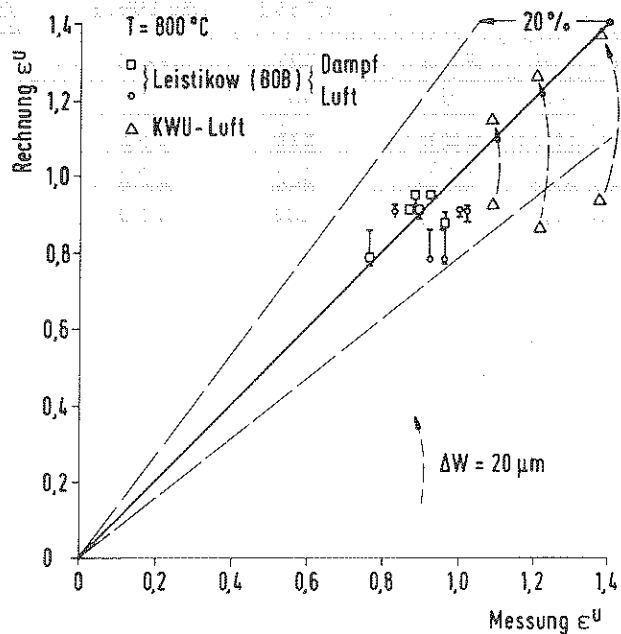


Abb. 4.10

Isobare Kriechberstexperimente
Meßwerte von /59/ und /18/

das Modell bei den KWU-Werten die Dehnung in der Tendenz deutlich unterschätzt, während die Werte der Experimente von Leistikow /18/ in einem engeren Streuband um die erste Winkelhalbierende liegen. Diesbezügliche Untersuchungen haben gezeigt, daß dieser Effekt durch die direkte ohmische Beheizung der KWU-Experimente bzw. mit azimuthalen Wandstärkeschwankungen erklärt werden kann.

Zur Bestimmung dieses Wandstärkeeinflusses wurde mit dem Programm SSYST-AZI /60/ der systematische Zusammenhang zwischen der Umfangsdehnung und der die Dehnung lokalisierenden azimuthalen Wandstärkevariation ermittelt. Dazu wurde das hier dargestellte Verformungsmodell und das Versagenskriterium lokal in diskreten Winkelsegmenten in Umfangsrichtung angewendet. Abb. 4.11 zeigt, daß bei der vorgegebenen cos-förmigen Wandstärkeverteilung mit zunehmendem Wandstärkeunterschied Δw_{azi} die Umfangsdehnung in einem nichtlinearen Zusammenhang zunehmend reduziert wird.

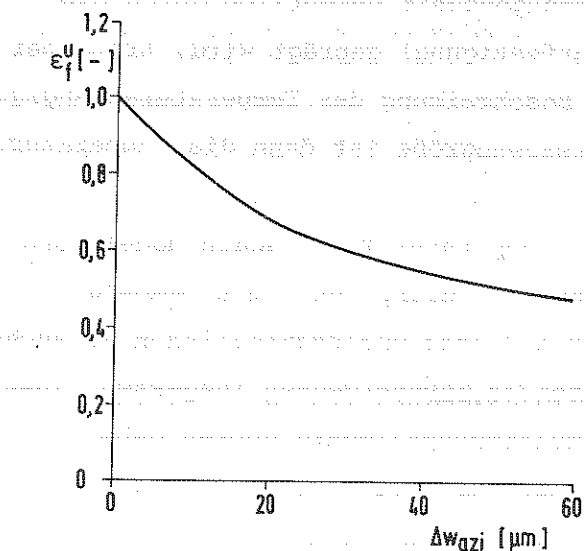


Abb. 4.11

Einfluß einer Anfangswandstärke-
schwankung auf die Versagens-
dehnung

Da das Versagensmodell auf der Umfangsdehnung von Rohrproben mit statistischer Wandstärkeverteilung basiert, darf es strenggenommen nicht lokal angewendet werden. Statt dessen sollte ein lokales Versagenskriterium verwendet werden, das beim Erwartungswert $\overline{\Delta w_{azi}}$ die Umfangsdehnung ϵ_f^u , d.h. den Erwartungswert nach dem Versagenskriterium ergibt.

Entgegen den übrigen Beheizungsarten kompensiert die direkte ohmische Heizung nach /59/ azimuthale Wandstärkeschwankungen durch wandstärkeabhängige Beheizung und daraus folgenden Temperaturschwankungen. Nach /59/ kann dieser Effekt einen

Ausgleich für $\Delta w < 30 - 40 \mu\text{m}$ bewirken.

Diese Erkenntnis legte eine Korrektur der Versagenswerte des Modells für diese Experimente nahe. Dazu wurden entsprechend Abb. 4.11 die auf den Erwartungswert geeichten Versagenswerte des Modells unter der Annahme eines Wandstärkeunterschieds von $\Delta w = 20 \mu\text{m}$ umgerechnet und in Abb. 4.10 eingetragen. Nach /53/ beträgt der Erwartungswert für azimutale Wandstärkeschwankungen am Hüllrohr ca. $20 - 30 \mu\text{m}$. Die so bestimmten Versagensdehnungen liegen innerhalb des Streubandes $\pm 20\%$, das die maximale Streuung von ϵ_f^* nach Abb. 3.5.8 repräsentiert und es ergibt sich so eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung.

4.2.2 Versagen unter temperaturtransienter Versuchsführung - Azimutale Temperaturverteilung und Effekt der Aufheizgeschwindigkeit

Während bei isothermen Experimenten die Versagenszeit wesentlich durch die transiente Verformung (Verfestigung und Entfestigung) geprägt wird, tritt bei temperaturtransienter Versuchsführung die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit in den Vordergrund. Eine wichtige Versagensgröße ist dann die Temperatur.

Abb. 4.12 zeigt den Vergleich der Versagenstemperatur T_f zwischen Modell und Rechnung von 63 isobaren Rohrberstexperimenten, durchgeführt mit Temperaturrampen zwischen 1 und 30 K/s. Die Ergebnisse dieser unterschiedlichen Versuchsarten (Simulatorexperimente /20,21/, Rohrproben /18,56/) überdecken insgesamt einen Temperaturbereich von 700 - 1300 C. Die Simulatorexperimente decken dabei im wesentlichen den oberen α - und den α/β -Bereich ab. Die Ergebnisse der Experimente mit induktiver Beheizung /18/ liegen vorwiegend im α/β - und β -Bereich. Wie Abb. 4.12 zeigt, liegt die Mehrzahl der Werte für $T < 1000 \text{ C}$ innerhalb eines Streubandes von $\pm 2\%$. Jedoch ist auch hier wieder eine Systematik bezüglich der Experimentgruppen sichtbar, die sich insgesamt wieder aufhebt. Dies läßt den Schluß zu, daß ein Teil der Abweichung durch Unterschiede der Experimentgruppen erklärbar ist. Über 1000 C ist der Streubereich etwa doppelt so groß. Nach Abschnitt 3.6 ist dies auf die große Sensitivität der Oxydation in diesem Bereich zurückzuführen, die kleine Abweichungen in der Versagenstemperatur drastisch verstärkt.

Abb. 4.13 zeigt die zu den Experimenten in Abb. 4.12 zugehörigen Versagensdehnungen. Dabei wurde im α -Bereich der bereits in Kap. 3.5 Abb. 3.5.2 beschriebene dehnungsreduzierende Einfluß azimutaler Temperaturverteilungen mit Hilfe von

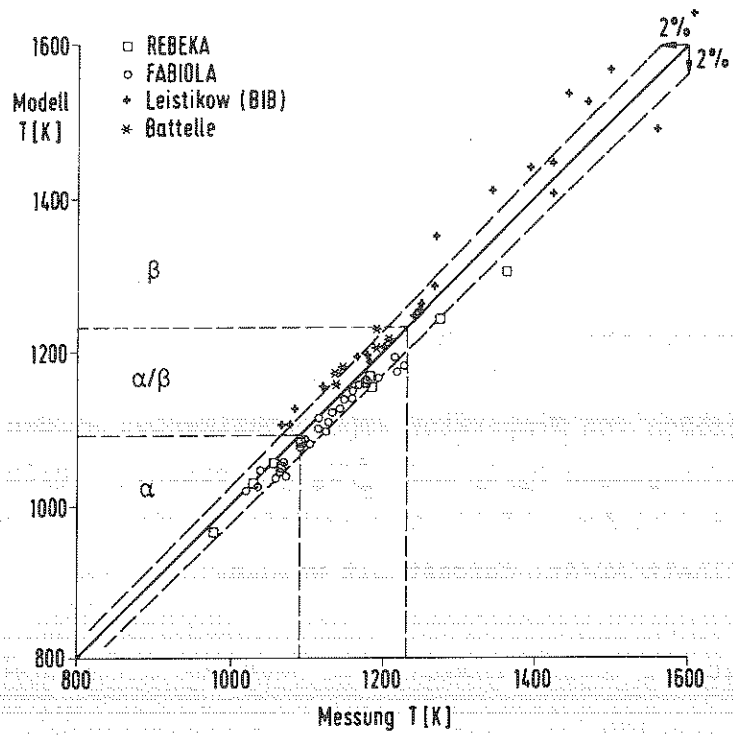


Abb. 4.12 Versagenstemperatur von Rohrberstexperimenten mit Temperaturrampe

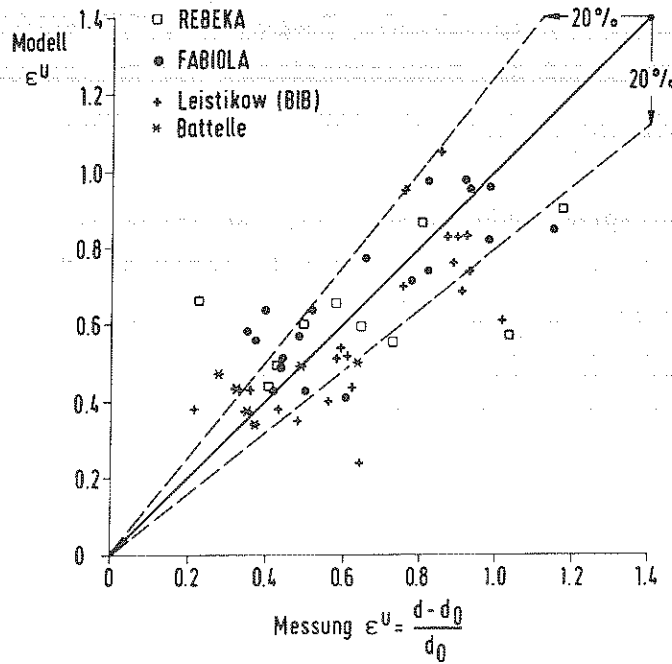


Abb. 4.13 Versagensdehnung von Rohrberstexperimenten mit Temperaturrampe

SSYST-AZI-Rechnungen /60/ eliminiert. Der überwiegende Anteil der Daten liegt auch bei transienter Versuchsführung mit $\pm 20\%$ innerhalb der maximalen Standardabweichung isothermer Experimente. Jene Experimente, die außerhalb liegen, befinden sich mit der Versagenstemperatur entweder im oberen α/β -Umwandlungsbereich oder im β -Bereich, wo die Temperatursensitivität der Versagensdehnung besonders groß ist, oder die Oxydation wieder die starke Sensitivität auch bezüglich der Versagensdehnung bewirkt.

Die Versagensgrößen von Temperaturrampenexperimenten werden in der Literatur häufig über Auftragungen $T_f/\Delta p$ und ϵ_f^u/T_f dargestellt. Darin kann der Einfluß der Temperaturgeschichte auf die Versagensdeformation, gekennzeichnet durch die Rampensteilheit $\Delta T/dt$, dargestellt werden.

Abb. 4.14 zeigt die Versagenstemperatur über dem Differenzdruck Δp der bereits in den Abbn. 4.12 und 4.13 dargestellten Experimente. Mit Hilfe des Modells wurden die Kurven $T_B = f(\Delta p)$ bei den konstanten Aufheizrampen 0.01, 0.1, 1, 10, 30 K/s berechnet. Sie bringen zum Ausdruck, daß sich die Versagenstemperatur mit abnehmendem Innendruck und steigender Rampensteilheit zu höheren Temperaturen verschieben. Bei gleichem Differenzdruck erreicht das Experiment bei zunehmendem dT/dt ein größeres T_f , weil die Versagensdehnung $\epsilon_f = \int \dot{\epsilon} dt$ infolge der geringeren Verweilzeit bei einer Temperatur erst bei höheren Temperaturen erreicht wird. Zur Überprüfung des Modells muß nun die Übereinstimmung zwischen Kurven und Meßpunkten bei entsprechender Rampe überprüft werden. Bei Berücksichtigung der Tatsache, daß die Rampensteilheit der Experimente immer nur approximativ den angegebenen Wert hat, ist dies gut erfüllt.

Eine der Abb. 4.14 entsprechende Darstellung für Versuche in Inertatmosphäre zeigt Abb. 4.15. Die Kurven entsprechen dabei wieder der Modellvorhersage. Die eingezeichneten Meßwerte der TUBA-Anlage /19/ mit Rampen von approximativ 1 und 10 K/s liegen auch hier wieder auf oder in unmittelbarer Nähe der entsprechenden Kurven der Modellvorhersage.

Im folgenden wird, neben der eigentlichen Verifizierung, auf die Wirkung des Sauerstoffs bei Temperaturrampenexperimenten näher eingegangen. Der Vergleich der beiden Abbildungen 4.14 und 4.15 quantifiziert den Einfluß der oxydierenden Atmosphäre auf die Versagenstemperatur bei Rampenexperimenten. Die Wirkung ergibt sich in erster Näherung aus der stark temperaturabhängigen Reaktionskinetik und der Oxydationsdauer.

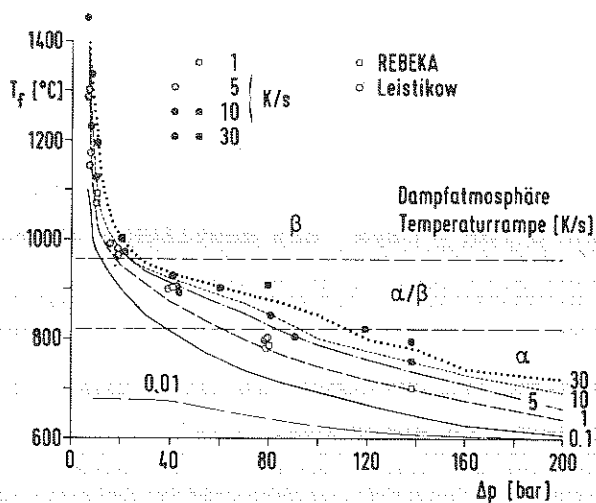


Abb. 4.14

Isobare Rohrberstexperimente mit Temperaturrampe in Dampf
Vergleich: Modell - Experiment

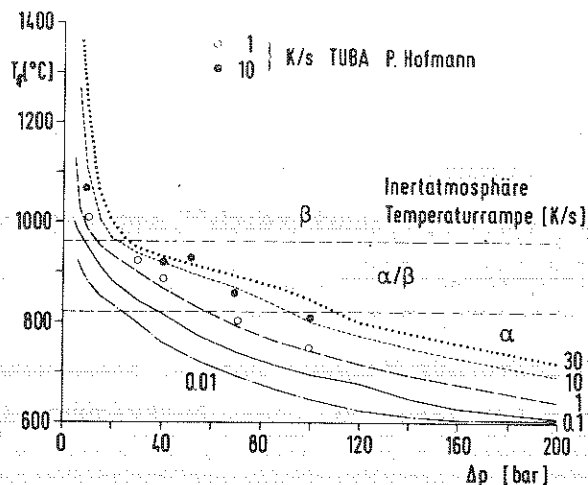


Abb. 4.15

Isobare Rohrberstexperimente mit Temperaturrampe in Inertatmosphäre
Vergleich: Modell - Experiment

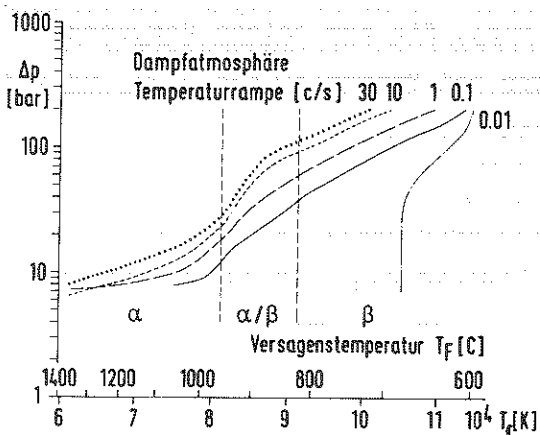


Abb. 4.16

Versagenstemperatur nach Modell für isobare temperaturtransiente Versuchsführung in Dampf

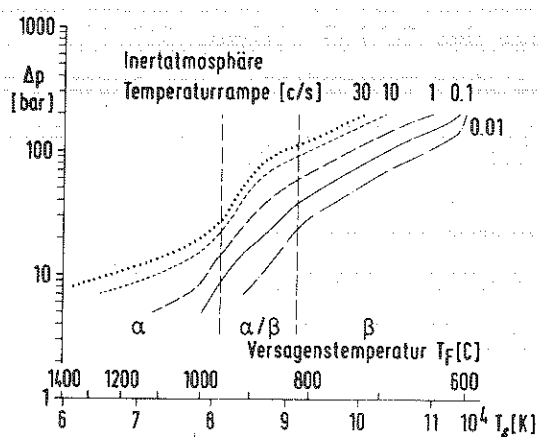


Abb. 4.17

Versagenstemperatur nach Modell für isobare temperaturtransiente Versuchsführung in Inertatmosphäre

Bei der hier vorliegenden Versuchsführung ohne Voroxydation ergibt sich im α -Bereich ein merklicher Einfluß erst für lange Versuchszeiten, d.h. für $dT/dt < 0.1 \text{ K/s}$ und $\Delta p < 140 \text{ bar}$. Nach der Modellvorhersage kommt dabei der dehnbeschleunigende Einfluß der Oxydationsspannung eher zur Wirkung als die Sauerstoffverfestigung. Für $dT/dt = 0.01 \text{ K/s}$ und $\Delta p < 40 \text{ bar}$ kommen die Proben dominant durch Oxydationskriechen zum Versagen. Allerdings ist die Modellgenauigkeit für diesen Bereich nur qualitativ zu sehen (siehe Kap. 3.4.3).

Im α/β -Temperaturbereich¹⁾ ist bereits für $dT/dt \leq 1 \text{ K/s}$ ein deutlicher Verfestigungseffekt zu erkennen, d.h. die Versagenstemperatur steigt im Vergleich zu inerten Bedingungen an. Dieselbe Tendenz liegt im β -Bereich vor. Hier jedoch bereits für Rampen $< 10 \text{ K/s}$. Allerdings werden die Unterschiede in dieser, in der Literatur üblichen, Auftragung nicht deutlich erkennbar.

Eine bessere Auflösung im β -Bereich zeigen die Abbn. 4.16 und 4.17. Die Kurven der Modellvorhersage sind diesmal in der $\log \Delta p / \frac{1}{T}$ -Ebene dargestellt. Hier zeigt sich, daß im hohen β -Bereich ($T > 1200 \text{ C}$) die Verfestigung so groß wird, daß die Festigkeitszunahme infolge Oxydation, die Festigkeitsabnahme infolge Temperaturerhöhung (Linien $dT/dt = 1$ und 10 schneiden sich bei ca. 1250 C) nahezu kompensiert.

Bezüglich des Einflusses der Oxydation auf die Versagenstemperatur, läßt sich daraus der Schluß ziehen, daß eine Modellierung, die nur solche Rampenexperimente ohne Voroxydation vor Augen hat, diesen bei Rampen $> 1 \text{ K/s}$ erst für Versagenstemperaturen $T_f > 900 \text{ C}$ zu berücksichtigen braucht.

Ergänzend zur Abb. 4.17 sei bemerkt, daß sich auch hier, wie schon bei ähnlichen Auftragungen von $\log \sigma_{ss} / \frac{1}{T}$ der gravierende Einfluß deutlich zeigt, den die Phasenumwandlung auf die Temperaturabhängigkeit der Kurven ausübt.

Die Abbn. 4.18 und 4.19 zeigen die zu den Versagenstemperaturen zugehörigen Versagensdehnwerte der Rampenexperimente in der Auftragung ϵ_f^u / T_f . Auch hier sind wieder als Kurven die Modellvorhersagen für Rampen von 0.1 bis 30 K/s zu den experimentellen Daten eingetragen.

¹⁾ Die Phasengrenzen beziehen sich hier auf den Ausgangssauerstoffgehalt.

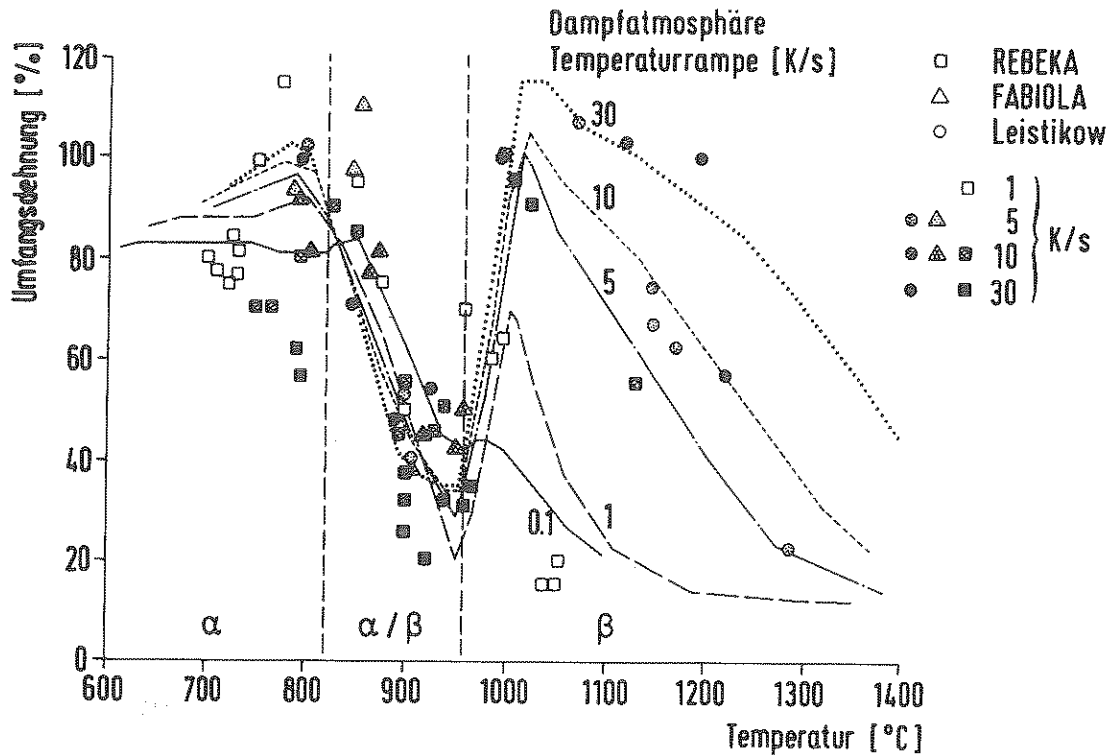


Abb. 4.18 Versagensdehnung von Temperaturrampenexperimenten in Dampfatosphäre

Abb. 4.19 zeigt die Versagensdehnung für Inertatosphäre. Im α -Bereich liegen die Kurven ziemlich dicht bei etwa 100% Dehnung, wobei, entsprechend dem Versagensmodell, die Dehnung mit wachsender Rampensteilheit, d.h. wachsender Dehngeschwindigkeit, zunimmt. Im Phasenumwandlungsbereich kehrt sich dieses Verhalten um. Hier ergeben sich bei sehr flachen Rampen, entsprechend der dazu erforderlichen kleinen Differenzdrücken (siehe Abb. 4.15), sehr große Dehnungen (superplastisches Verhalten), während bei steileren Rampen und korrespondierenden höheren Innendrücken (also größerer mittlerer Dehngeschwindigkeit bei der Verformung) die Versagensdehnung stark abnimmt. Im β -Gebiet ist die Abhängigkeit wieder wie im α -Gebiet, jedoch stärker ausgeprägt. Insgesamt spiegelt sich darin das Versagensverhalten unter isothermen Bedingungen wider. Während für Rampen $dT/dt \geq 1K/s$ das erste Maximum der Dehnung im oberen α -Bereich liegt, verschiebt es sich für $dT/dt < 1K/s$ ins Phasenumwandlungsgebiet mit wachsender Amplitude. Die eingetragenen Meßwerte entsprechen, in Anbetracht der Datenstreuung, der Modellvorhersage. Für eine volle Verifizierung liegen jedoch zu wenig Temperaturrampenexperimente in inerter Atmosphäre vor.

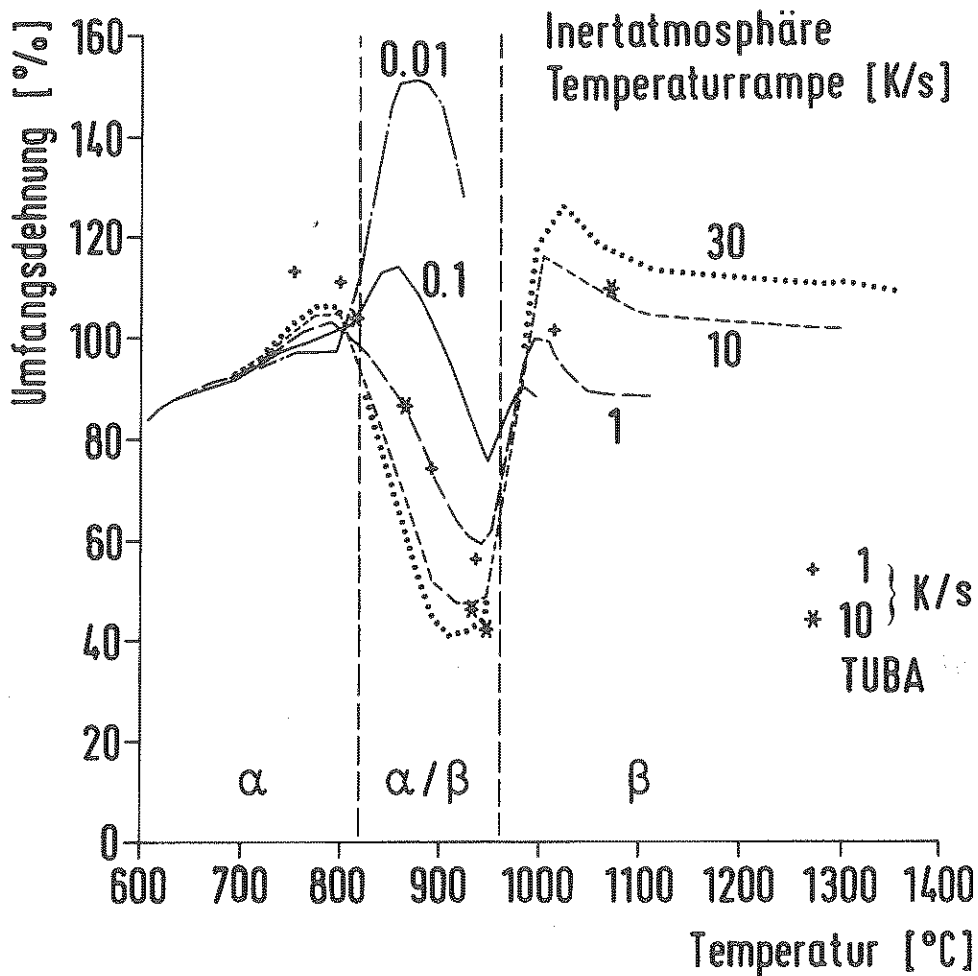


Abb. 4.19 Versagensdehnung von Temperaturrampenexperimenten in Inertatmosphäre

Im Vergleich der Abb. 4.18 mit Abb. 4.19 zeigt sich diesmal der Oxydations- einfluß auf die Versagensdehnung. Auffallend ist, daß sich die Dehnungswerte im gesamten Temperaturbereich mit fallender Rampensteilheit zunehmend ver- ringern (einschließlich $dT/dt = 30 \text{ K/s}$). Dies gilt auch bereits für Rampen von 30 K/s , was bedeutet, daß der Einfluß der Oxydation auf die Versagensdehnung, im Gegensatz zum Einfluß auf die Versagenstemperatur, für alle betrachteten Versuchsbedingungen in der Modellierung nicht vernachlässigt werden kann. Das bedeutet insbesondere im β -Bereich, schwächer ausgeprägt auch im α -Bereich, eine starke Auffächerung der Kurven, da mit abnehmender Rampensteilheit, d.h. abnehmendem Innendruck, entsprechend der längeren Oxydationszeit, die Sauer- stoffaufnahme anwächst. Im α/β -Bereich rücken aus demselben Grund die Kurven dichter zusammen. Insbesondere sind in oxydierender Atmosphäre bei diesen Ram-

pen die Bedingungen für "superplastisches" Verhalten nicht gegeben, und das Dehnungsmaximum bleibt im oberen α -Bereich, was der experimentellen Beobachtung entspricht /59/.

Der Vergleich der Modellvorhersage mit den Meßwerten zeigt vor allem im gesamten β -Bereich sehr gute Übereinstimmung. Insbesondere wird der hier sehr starke Oxydationseinfluß quantitativ richtig modelliert. Auch im α/β -Bereich liegen die Meßpunkte relativ gut bei den Modellkurven.

Im α -Bereich gibt das Modell im Widerspruch zu Experimenten /40,61,62/ und Modellen /7,61,62/ der Literatur eine steigende Dehnung mit wachsender Heizrate. Bei den meisten Experimenten der Literatur wird jedoch eine starke Abnahme der Dehnung mit wachsender Temperaturrampe beobachtet.

Es ist bekannt, daß sich bei transients Hüllrohrerwärmung auf der Probe starke Temperaturgradienten in axialer Richtung aber auch, durch geringe Störungen verursacht, in Umfangsrichtung ausbilden. Dies betrifft insbesondere gefüllte Rohrproben (z.B. Pellets) /40/ und Brennstabsimulatoren /61/. Besonders der Gradient in Umfangsrichtung bewirkt eine starke Reduktion der Versagensumfangsdehnung, was bereits in Abb. 3.5.2 gezeigt wurde. Nur durch besonders sorgfältige experimentelle Vorkehrungen können Temperaturunterschiede in azimuthaler Richtung (ΔT_{az}) minimiert werden. Wegen der starken Temperatursensitivität im α - und α/β -Bereich sind dort die diesbezüglich größten Auswirkungen dieses in Umfangsrichtung dehnungslokalisierend wirkenden Effekts zu erwarten.

Bei Simulatorberstexperimenten wurde beobachtet /61/, daß sich im α -Bereich während der Deformation eine exzentrische Lage zwischen Hüllrohr und internem Heizer ergibt, die in Wechselwirkung mit den äußeren Kühlbedingungen des strömenden Dampfes die azimuthale Temperaturverteilung bewirkt. (Daß sich die Hülle im Laufe der Deformation nicht vom Heizer entfernt, wird in /61/ durch das anisotrope Deformationsverhalten des Zircaloy im α -Bereich erklärt.)

Bei den in Abb. 4.18 eingetragenen Versagensdehnungen der Simulatorberstexperimente von FABIOLA und REBEKA wurde beim Experiment durch eine Schutzrohrheizung ΔT_{az} gering gehalten, jedoch läßt sich mit Hilfe von SSYST-AZI-Rechnungen /60/ zeigen, daß auch unter diesen Bedingungen ein von der Aufheizrate abhängiges ΔT_{az} unvermeidbar ist. Das Ergebnis der Rechnungen zeigt Abb. 4.20. Bei lokaler Anwendung des Modells in azimuthalen Winkelsegmenten, wie bereits bei Berücksichtigung der Wandstärkeverteilung Δw_{az} , ergaben sich bei den Rampen 1.5, 10, 28 K/s

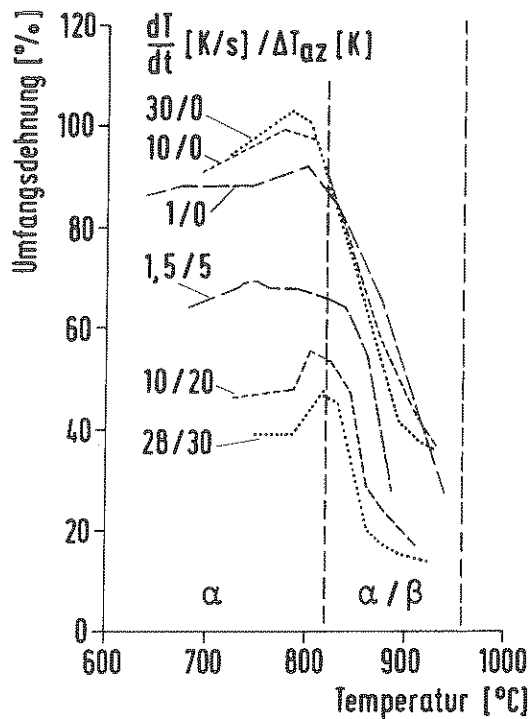


Abb. 4.20

Rampeneffekt bei Simulatoren im α -Temperaturbereich

jeweils ΔT_{az} -Werte von 5, 20, 30 K in Umfangsrichtung. Diese von der Rampe abhängigen Temperaturverteilungen ergaben, wie in Abb. 4.20 dargestellt, stark reduzierte Versagensdehnwerte, wodurch sich infolge dieses Effekts die Tendenz des Modells bezüglich der Rampensteilheit in die der experimentellen Daten umgekehrt hat. Zur Berechnung der Temperaturverteilung wurden, entsprechend dem experimentellen Vorgehen, folgende Daten verwendet: Wärmeübergangszahl $\alpha = 30 \frac{W}{m^2 \cdot K}$ (Hüllrohr - Dampf), Dampftemperatur 550 C, Temperaturvorlauf des Schutzrohres + 30 C. Während der gesamten Deformation wurde angenommen, daß der Heizer voll exzentrisch an einer Stelle des Hüllrohrs anliegt¹⁾, was in der Realität vermutlich erst bei größeren Dehnungen der Fall ist.

Wenn auch die experimentell ermittelten Daten höher als die so mit SSYST-AZI unter Verwendung des Modells bestimmten liegen, kann aus diesen Rechnungen doch der Schluß gezogen werden, daß die so beobachtete Rampenabhängigkeit im α -Bereich keine primäre Materialeigenschaft ist, sondern durch eine azimutale Temperaturverteilung bewirkt werden kann. Damit ist auch für diesen Fall gezeigt, daß das Modell, bei entsprechender lokaler Anwendung (SSYST-AZI), die

¹⁾ Der die Asymmetrie bewirkende Mechanismus ist einer Modellierung derzeit nicht zugänglich.

Rampenabhängigkeit der Meßdaten auch im α -Bereich richtig abbildet. Zum Schluß wird noch die Modellanwendung auf Experimente /18/ mit einer dem Temperaturverlauf während eines KVS nachgebildeten Temperaturgeschichte gezeigt. Nach der ersten kurzzeitigen schnellen Temperaturexkursion ins Phasenumwandlungsgebiet ($T = 950\text{ C}$), die das Temperaturverhalten in der Blowdown-Phase simuliert, wird im zweiten langsameren Temperaturanstieg (5 K/s) und dem anschließenden Temperaturplateau die Wiederauffüll- und Flutphase des KVS nachgebildet (Abb. 4.21). Die Plateautemperatur ist bei diesen Beispielen 1100 C . Die Deformation der induktiv beheizten Rohrproben in Dampfatmosphäre bei konstantem Innendruck wird, mit abnehmendem Innendruck und damit zunehmender Versagenszeit, immer stärker durch den Einfluß der Oxydation geprägt, und die Versagensdehnung nimmt entsprechend der zunehmenden Sauerstoffaufnahme ab. Eine Temperaturvariation von 2% bei der Modellrechnung zeigt, wie sensitiv der Deformationsverlauf und die Versagensdehnung bezüglich der Oxydation sein können (wie dies auch bereits in Abb. 3.4.17 zum Ausdruck gebracht wurde). Diesbezüglich stimmen die Versagensdehnwerte von Messung und Rechnung recht gut überein.

Insgesamt kann festgestellt werden, daß das Modell auch für Experimente, die nicht bei der Modellierung benutzt wurden, sowohl gute Dehnverläufe als auch gute Versagenswerte liefert. Dies gilt insbesondere auch für die Anwendung des aus isothermen Experimenten abgeleiteten Modells auf temperaturtransiente Experimente. Signifikante zusätzliche Effekte infolge der zeitlichen Temperaturänderung konnten nicht festgestellt werden. Die Modellgenauigkeit bezüglich der Versagensdehnung bleibt in etwa innerhalb der Streubreite isothermer Versagenswerte, wenn Effekte der Temperaturverteilung und Wandstärkeverteilung bei den Rohrexperimenten berücksichtigt werden. Eine erhöhte Modellgenauigkeit gegenüber isothermer Versuchsführung kann durch die vergrößerte Unsicherheit der Temperaturbestimmung im Experiment erklärt werden.

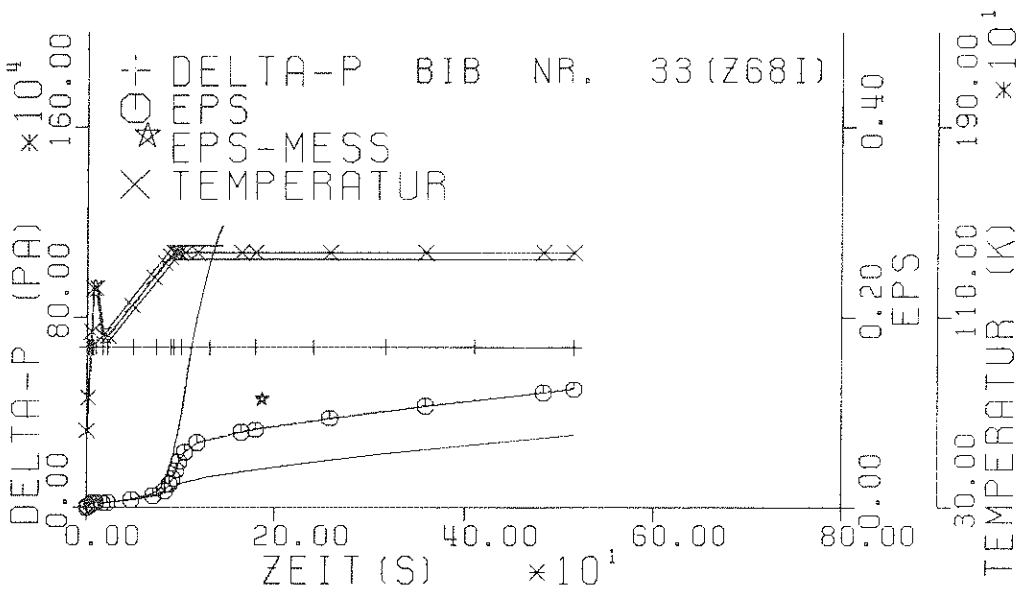
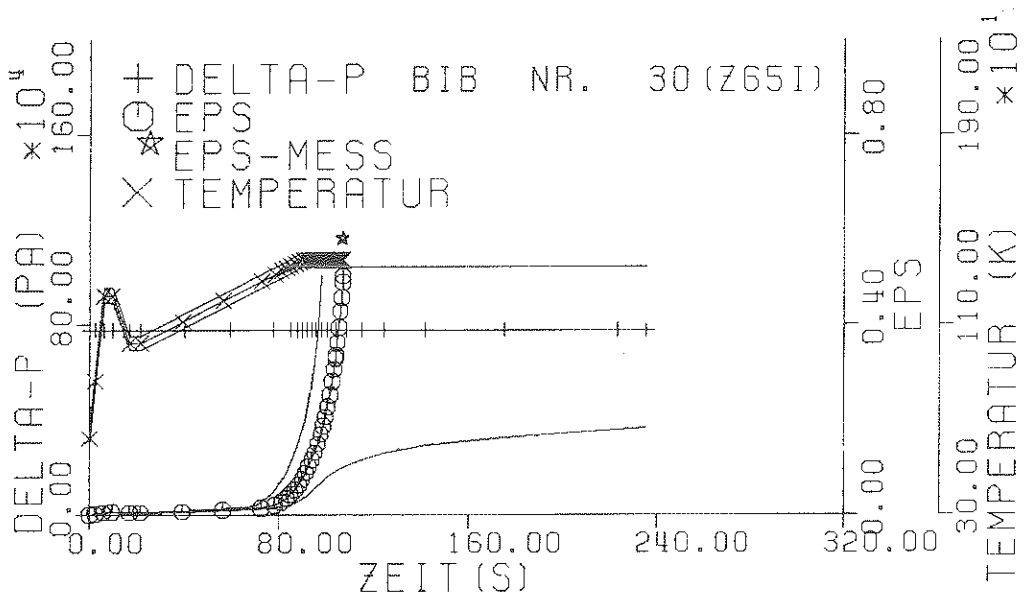
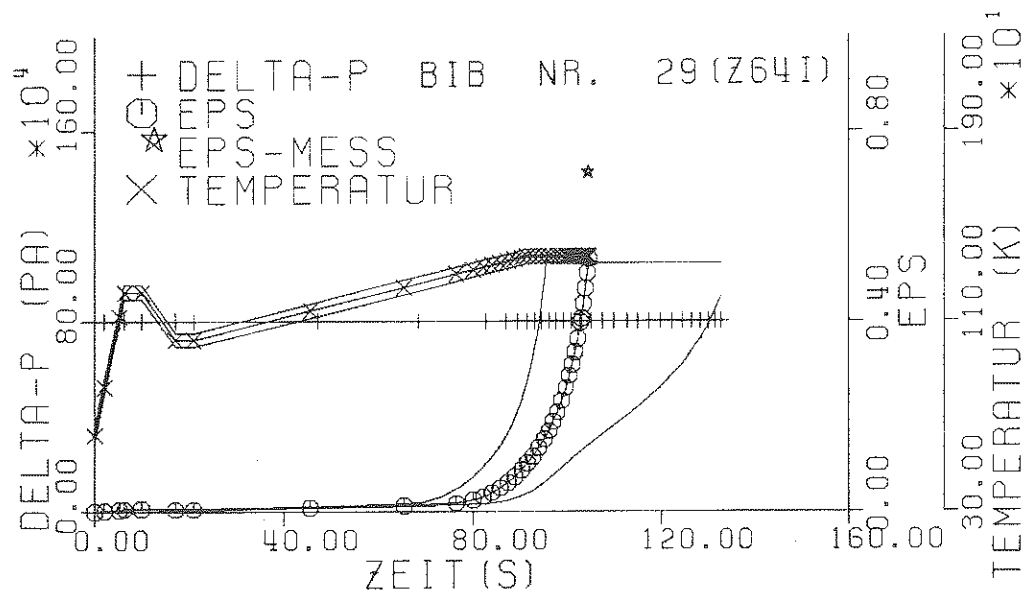


Abb. 4.21 Berstexperimente /18/ mit "LOCA-Temperaturverlauf"

5. Diskussion

Bei der Verifizierung und Modelljustierung wurde an einzelnen Beispielen, die jedoch den ganzen Temperatur- und Dehngeschwindigkeitsbereich überdeckten, demonstriert, inwieweit das Modell in der Lage ist, den zeitlichen Dehnverlauf, insbesondere den Anfang der Dehnung, qualitativ und quantitativ wiederzugeben. Zur Beurteilung der Approximationsgüte wurde dabei eine fiktive Verschiebung der Temperatur im Modell vorgenommen, die nötig war, um in unmittelbare Nähe der Meßpunkte zu gelangen. Mit Hilfe der Modellsensitivität wurde damit beurteilt, ob im Vergleich zur Temperaturmeßgenauigkeit überhaupt eine bessere Übereinstimmung erwartet werden kann.

Das Problem bei einer quantitativen Beurteilung der Modellgüte ist hier die Bestimmung einer geeigneten Vergleichsgröße (Zielfunktional). Diese ist z.B. für die Versagensdehnung die Differenz zwischen Messung und Rechnung. Für die Anwendung des Modells in SSYST ist es jedoch wichtiger zu wissen, wie gut der gesamte Dehnverlauf, insbesondere die kleinen Dehnungen modelliert werden.¹⁾ Somit ist also bei der Beurteilung nicht nur ein Punkt, sondern der ganze Dehnverlauf mit geeigneter Wichtung einzelner Bereiche, ins Zielfunktional aufzunehmen.

Des weiteren erfordert ein echter quantitativer Vergleich des Modells mit den Meßdaten die Erfassung der statistischen Streuung des Datenmaterials. Nur der Vergleich des Erwartungswertes der Meßdaten mit der Modellvorhersage würde eine echt quantitative Aussage der Modellgüte bringen. Eine derartige Auswertung der Meßwerte ist jedoch nur möglich, wenn genügend Messungen bei gleichen Versuchsparametern vorliegen. Dies ist bei dem hier zu betrachtenden großen Parameterfeld nicht gegeben. Es war daher keine bessere Möglichkeit gegeben, als wie in Kap. 4 gezeigt, den Verlauf der Kurven optisch zu vergleichen und zu beurteilen.

Neben der Beurteilung der Modellapproximation hinsichtlich der Experimente, muß die erzielte Modellgüte auch mit der Genauigkeit der von SSYST gegebenen Größen wie Temperatur und Spannung verglichen werden. Genauigkeitsbegrenzend ist hier-

¹⁾ Große Dehnungen, insbesondere die Versagensdehnung, sind wichtig zur Beurteilung der seitens des Materials möglichen Maximalverformung. Jedoch treten Hüllrohre bei den hier maximal möglichen Dehnungen im Stabverband in mechanische Wechselwirkung, so daß eine deterministische Beschreibung innerhalb von SSYST dann nicht mehr möglich ist.

bei vor allem die Temperatur als für das Material sensitivste Größe. Auch hier ist eine quantitative Aussage schwierig. Jedoch kann man sagen, daß, selbst bei den relativ einfachen thermohydraulischen Zuständen einer Dampfströmung, die Hüllrohrtemperatur im Stabverband nicht wesentlich genauer als 5 % bestimmt werden kann. Dies entspricht ca. 50 K und ist damit größer als die bei der Verifizierung in Kap. 4 verwendeten Temperaturverschiebungen. Insgesamt kann gesagt werden, daß das Modell innerhalb des Gültigkeitsbereichs ($600 \leq T[C] \leq 1400$ und $10^{-5} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^0$) die wesentlichen Effekte mit genügender Genauigkeit erfaßt und so in der Lage ist, den Dehnverlauf bis zum Versagen mit guter Genauigkeit zu beschreiben.

Von den in der Einleitung Abb. 1.1 angeführten Materialveränderungen sind folgende bisher nicht explizit erfaßt bzw. nicht im Modell enthalten: Rekristallisation, Kornwachstum und Jodspannungsrißkorrosion. Hinzu kommt noch, hinsichtlich der Rohrverformung, die Anisotropie infolge der Rohrtextur.

Wie bereits erwähnt, sind die Effekte der Rekristallisation und der Anisotropie im α -Bereich wirksam, konnten jedoch anhand des hier vorliegenden Datenmaterials (siehe Kap. 3.6) noch nicht separiert werden. Deren Auswirkung auf die Beschreibung der Rohrdeformation ist, bei der hier wichtigsten Größe der Rohrumfangsdehnung, von geringer Bedeutung. Wichtig wird vor allem die Anisotropie bei der Modellierung von Rohrverbiegungseffekten, wie sie an Brennstabsimulatoren /20/ aber auch an leeren Rohrproben /47/ beobachtet wurden. Die Auswirkungen dieses Effekts bei Simulatoren auf die azimutale Temperaturverteilung wird zwar berücksichtigt, jedoch ist die infolge Rohrverbiegung resultierende Exzentrizität noch Eingabeparameter in SSYST.

Das Kornwachstum in der β -Phase hat vermutlich Auswirkungen auf die Deformations- und Versagensmechanismen. Der Effekt tritt jedoch in der praktischen Anwendung in Konkurrenz zu der in diesem Temperaturbereich dominierenden Oxydationsreaktion.

Die Jodspannungsrißkorrosion wurde ausführlich in /63/ untersucht. Der Effekt kann durch Jod-induziertes Rißwachstum die Umfangsdehnung erheblich reduzieren. Allerdings gilt dies nur bei Temperaturen unter 700 C. Die Anwendung des Modells auf diesbezügliche Experimente hat gezeigt, daß der Anfangsdehnverlauf sowie die Versagenszeit innerhalb der Meßgenauigkeit gut erfaßt werden, es also im wesentlichen einer Berücksichtigung dieses Effekts im Versagenskriterium bedarf. Im Zeitbereich des KVS kommt dieser Effekt nicht zur Wirkung, da die dazu

erforderlichen Innendrucke >120 bar bei dieser relativ niedrigen Temperatur kaum im Brennstab vorliegen.

Nach der Modellgüte ist die Frage nach der Angemessenheit dieser Modellierung zu stellen. Dies betrifft vor allem die Komplexität der Modellierung für die Anwendung, sowie die Durchsichtigkeit der Modelltheorie. Abb. 5.1 zeigt eine grobe Klassifizierung möglicher Modellapproximationen, ausgehend von der rein empirisch numerischen Approximation bis hin zum theoretisch-physikalischen Modell, das jedoch fernab des real Erreichbaren liegt. In Richtung auf eine Approximation zunehmenden physikalischen Inhalts sind jedoch die Zwischenstufen der reinen phänomenologischen Beschreibung sowie der mit physikalischem Verständnis unterstützten Phänomenologie möglich. Die bereits in der Einleitung erwähnten Modelle der Literatur, die für dieselbe Aufgabenstellung entwickelt wurden, sind bezüglich der Art der Modellierung in Abb. 5.1 eingetragen.

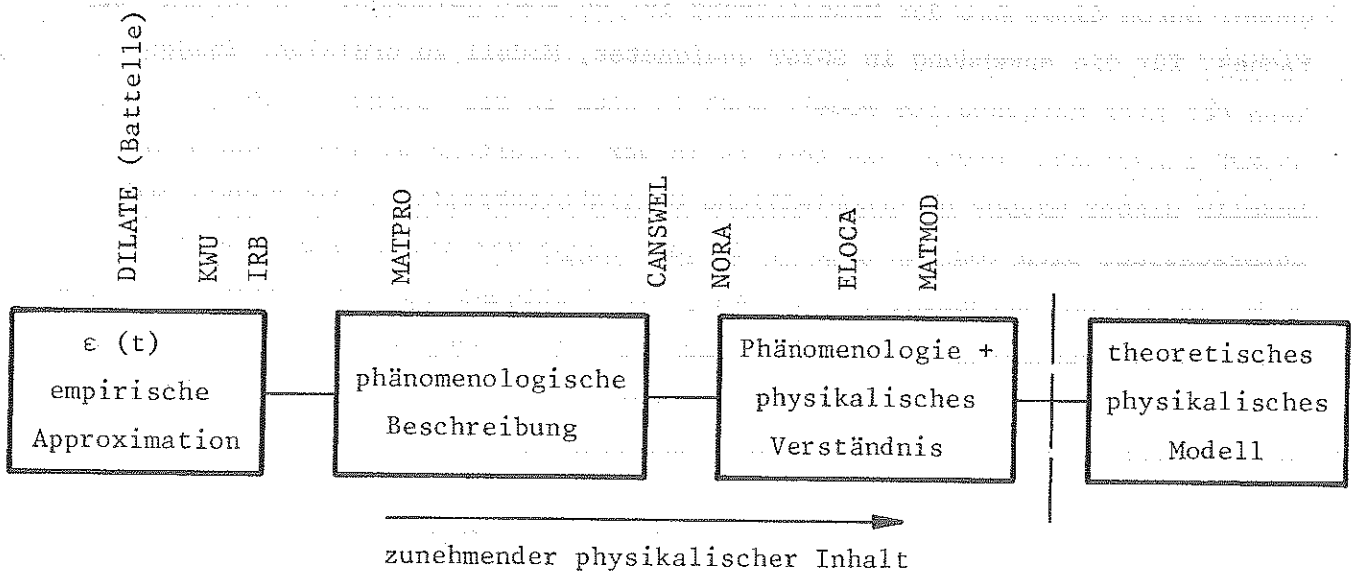


Abb. 5.1 Klassifizierung möglicher Modellapproximationen

Je komplexer das Materialverhalten und je größer der Gültigkeitsbereich sein soll, desto wichtiger wird es, die Einzelphänomene, möglichst auf der Basis des physikalischen Verständnisses, zu erfassen. Daraus kann sich jedoch ein kompliziertes Modell ergeben, dessen Einzelkomponenten aus dem Datenmaterial der Experimente immer schwieriger zu bestimmen sind. Das kann dazu führen, daß das Verständnis für das Materialverhalten zwar wächst, jedoch die Güte der Approximation im Vergleich zu einem mehr empirischen Vorgehen nicht besser wird.

Die Klassifizierung der Modelle in Abb. 5.1 kann je nach Betrachtung einzelner Teilaspekte sehr unterschiedlich sein. Während für die Modellierung der stationären Verformung entsprechend des allgemeinen Wissensstandes eine stärkere physikalische Untermauerung möglich ist, gilt dies sehr viel weniger für die Modellierung der instationären Verformungsvorgänge und des Versagens. Im Hinblick auf die praktische Anwendung sind für Einzelaspekte öfters rein empirische Annahmen zu machen. Deshalb ist eine genaue Festlegung der Modelle in Abb. 5.1 nicht möglich, insbesondere bedeutet die dargestellte Reihenfolge der Modelle nicht automatisch eine nach rechts zunehmende Approximationsgüte.

Um den Einzeleffekten des komplizierten Materialverhaltens Rechnung tragen zu können, wurde in dieser Arbeit ein phänomenologisches Modell angestrebt, wobei, soweit möglich, die Modellierung durch das Verständnis des physikalischen Hintergrundes motiviert wurde. Jedoch ist der "physikalische Inhalt" der Einzelkomponenten sehr unterschiedlich, entsprechend der Schwierigkeit der Einzelaufgaben. Durch diese Art der Modellierung ist es aber gelungen, ein relativ einfaches, für die Anwendung in SSYST geeignetes, Modell zu erzielen. Insgesamt kann das hier dargestellte Modell NORA in etwa in die Gruppe CANSWEL, ELOCA, MATMOD eingereiht werden. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, haben die Modelle dieser Gruppe unterschiedliche Gültigkeitsbereiche. Das Modell NORA unterscheidet sich von den anderen dieser Gruppe vor allem durch die Art der Modellierung der transienten Verformung (Verfestigung und Entfestigung), durch sein detailliertes Oxydationsmodell und vor allem dadurch, daß es als einziges in seiner Gruppe ein Versagensmodell enthält. Bezüglich der vorliegenden Aufgabenstellung hat es den größten Gültigkeitsbereich.

Modellverbesserungen hinsichtlich einer besseren phänomenologischen Beschreibung sind in einzelnen Modellkomponenten möglich. So wäre z.B. hinsichtlich der Einzelmechanismen zu prüfen, welche physikalischen Mechanismen tatsächlich zusammenwirken. Bei der bisherigen Modellierung kam es weniger auf die Art der Mechanismen als auf die Tatsache an, daß das Zusammenspiel und insbesondere der Wechsel der Mechanismen, gewisse Effekte bewirkt. Eine hier näher an der physikalischen Grundlage liegende Modellierung könnte insbesondere die Temperaturabhängigkeit durchsichtiger machen. Allerdings wäre in diesem Zusammenhang gleichzeitig die explizite Modellierung der Phasentransformation ins Auge zu fassen, da sie die Temperaturabhängigkeit entscheidend prägt.

Eine wichtigere vielversprechende Modellverbesserung scheint aufgrund der Fähigkeit des Modells, instabile Verformungsbereiche abbilden zu können, möglich zu

sein. Im derzeitigen Versagenskriterium ist die Dehngeschwindigkeit eine wichtige Einflußgröße. Deren Einfluß ist insbesondere im 2-Phasenbereich, in dem bei kleinem $\dot{\epsilon}$ große Dehnungen, bei großem $\dot{\epsilon}$ kleine Dehnungen erreicht werden, besonders groß. Bei größeren Dehngeschwindigkeiten treten im Laufe der Deformation nach experimentellem Befund und der Modellvorhersage instabile Verformungsbereiche, wie beschrieben, auf.

Lokale Dehnungsmessungen an Rohrproben mit feiner Rasterung an der Außenhaut (Abb. 5.2) haben ergeben, daß nur die Umfangsdehnung, nicht aber die lokale Dehnung von der Dehngeschwindigkeit abhängt. Damit wird das Rohrversagen für diesen Fall maßgeblich durch geometrisches Versagen (Einschnürung) geprägt.

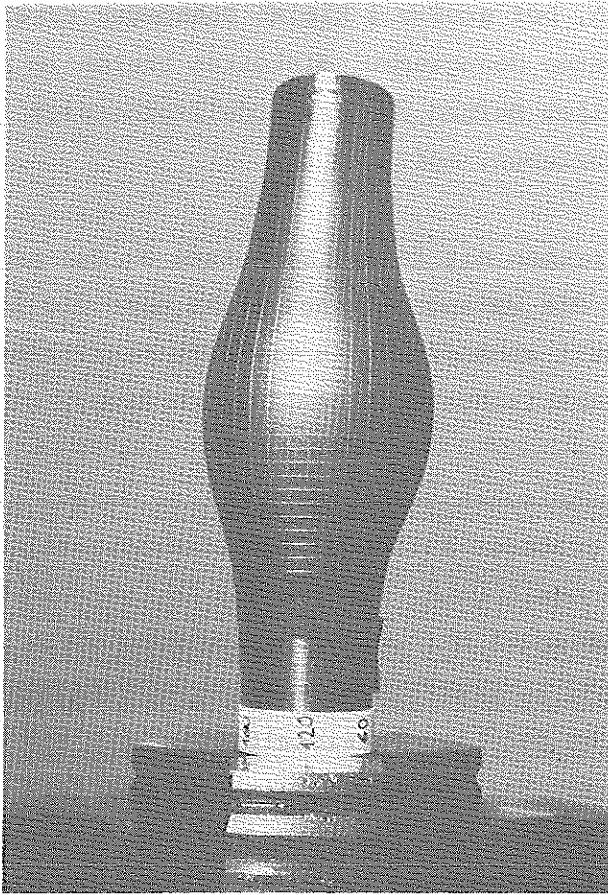
Bei der Modellierung dieses geometrischen Versagens kommt es darauf an, daß innerhalb eines Mechanikmodells größerer Auflösung (dreidimensional) die Instabilität, die das Deformationsmodell gibt, auch in der Rechnung zu Einschnürungen führen kann. Mit dem SSYST-Modul AZI wurden bei Vorgabe einer Anfangswandstärkeverteilung entsprechende Rohrverformungsrechnungen gemacht. Als Versagenskriterium wurde jedoch nicht das hier entwickelte, sondern eine feste Dehnung von 200 % vorgegeben. Dieser Wert entspricht in etwa der "lokalen" Versagensdehnung der Rasterproben. Damit ergab die Anwendung des Deformationsmodells bei unterschiedlicher mittlerer Dehngeschwindigkeit tatsächlich die richtige Tendenz bezüglich der Rohrumfangsdehnung. Dies eröffnet eine erfolgversprechende Perspektive hinsichtlich einer engeren Koppelung zwischen Deformation und Versagen in Bereichen, die eine instabile Verformung zeigen. Die genaue Kenntnis der lokalen Versagensgrenze selbst (hier die Dehnung) ist dann wegen der starken Lokalisierung für die Umfangsdehnung nicht mehr sehr entscheidend.

Die Berechnung solcher Einschnürvorgänge setzt voraus, daß die konkurrierenden Effekte Verfestigung und Entfestigung genügend genau im Modell erfaßt sind. Obwohl das Modell in der Tendenz richtige Werte gibt, ist bei derartigen Modell-anwendungen eine verbesserte Modellierung notwendig. Dies erfordert jedoch verfeinerte Experimente mit experimenteller Erfassung der Einschnürungen.

Im Hinblick auf eine probabilistische Analyse des Brennstabverhaltens / 4/ ist schließlich zu prüfen, inwieweit die Datenstreuung der Experimente über statistische Verteilungen der Materialparameter in das Modell aufgenommen werden kann.

Abb. 5.2

Rohrberstprobe mit Rasternetz



6. Zusammenfassung

Zur Beschreibung des Deformations- und Versagensverhaltens von Zircaloy-4 im Hochtemperaturbereich wurde das Modell NORA entwickelt. Sein Anwendungsbereich ist die Hüllrohrverformung im Kühlmittelverluststörfall bei großen und kleinen Lecks.

Die Ableitung der Modellansätze sowie die Bestimmung der Modellparameter anhand des vorliegenden Datenmaterials wird ausführlich dargestellt. Das Modell basiert auf isothermen einachsigen Zug- und Kriechversuchen sowie isothermen Rohrberstversuchen und ist deshalb in der Lage, die Deformation bei unterschiedlicher Versuchsführung und Geometrie zu beschreiben.

Das Grundmodell für das duktile Materialverhalten besteht aus einem zweigliedrigen Ansatz für die Dehngeschwindigkeit, dessen Komponenten das Zusammenwirken unterschiedlicher dehngeschwindigkeits- und temperaturgesteuerter Verformungsmechanismen berücksichtigen. Für die stationäre Verformung ergibt sich daraus der im hier betrachteten großen Dehngeschwindigkeitsbereich ($10^{-5} \leq \dot{\epsilon} [1/s] \leq 10^0$) experimentell festgestellte dehngeschwindigkeitsabhängige Spannungsexponent. Während der transienten Verformungsphase erzeugt der durch die Verformungsenergie gesteuerte Wechsel der Verformungsmechanismen in einem Übergangsbereich der Dehngeschwindigkeit eine der Beobachtung entsprechende Entfestigung des Materials (Streckgrenzeneffekt im Zugversuch; abnormales Kriechverhalten im Kriech- und Rohrberstversuch), die (innerhalb eines mehrdimensionalen Mechanikmodells) eine instabile Verformung (Einschnürung) begünstigt. Zusammen mit dem Verfestigungsansatz, in dem die dehnungsabhängige isotrope Verfestigung über eine innere Gegenspannung modelliert wird, ist das Modell in der Lage, den Dehnverlauf für kleine und große Dehnungen differentiell gut zu beschreiben. Die durch die Phasenumwandlung maßgeblich beeinflusste Temperaturabhängigkeit wird mittels temperaturabhängiger Parameter beschrieben. Der insbesondere bei hohen Temperaturen zum Teil starke Einfluß der oxydativ wirkenden Dampfatmosfera wird mittels dreier Teilmodelle berücksichtigt: einem Modell für die verfestigende Wirkung des im Metall gelösten Sauerstoffs sowie der festhaftenden Oxidschicht, einem Modell für die Ribildung und Ablösung der spröden Oxid- und α -Schicht während der Verformung, sowie einer Dehngeschwindigkeitskomponente infolge der Oxydationsspannungen bei ablaufender Oxydationsreaktion. Das mit der Deformation eng gekoppelte Versagenskriterium besteht aus einem modifizierten Dehnungssummenkriterium. Es berücksichtigt neben der Temperaturabhängigkeit der Versagensdehnung den Einfluß der Dehngeschwindigkeit und die dehnungsreduzierende Wirkung des infolge Oxydation aufgenommenen Sauerstoffs.

Das anhand isothermer Experimente aufgestellte Modell zeigt bei der Verifizierung an bei der Modellaufstellung nicht benutzten Experimenten auch für temperaturtransiente Versuchsführung eine gute Beschreibung sowohl des Dehnverlaufs als auch der Versagensdehnung. Entwickelt für den Einsatz in einem Programmsystem zur Untersuchung der Auswirkungen von Kühlmittelverluststörfällen, trägt es den wesentlichen Materialveränderungen im Temperaturbereich $600 \leq T [C] \leq 1400$, in Anbetracht der Materialsensitivität sowie der Unsicherheit der vom Programmsystem bestimmten Größen der Temperatur und der Spannung, mit genügender Genauigkeit Rechnung.

7. Literaturverzeichnis

- / 1/ Dearien J.A., Siefken L.J., Bohn M.P.: FRAP-T4: A Computer Code for the Transient Analysis of Oxide Fuel Rods, TFBP-TR-237 (Nov. 1977)
- / 2/ Bowring R.W., Cooper C.A., Gittus J.H., Haste T.J.: MABEL-2: A Code to Analyse Cladding Deformation in a Loss-of-Coolant Accident, February 1980, AEEW-M-1766
- / 3/ Gulden W. et al.: Dokumentation SSYST-1, Ein Programmsystem zur Beschreibung des LWR-Brennstabverhaltens bei Kühlmittelverluststörfällen, KFK 2496 (1977)
- / 4/ Sengpiel W.: Probabilistische Untersuchung des Brennstabverhaltens in einem Brennelement eines Druckwasserreaktors bei einem hypothetischen Kühlmittelverluststörfall, KfK 2965 (1980)
- / 5/ Mohr C.L.: DILATE A Computer Model for Predicting the Transient Deformation of Zircaloy, 7th Water Reactor Safety Research Information Meeting, Gaithersburg, Maryland, Nov. 5-9, 1979
- / 6/ Brzoska B., Cheliotis G., Kunick A., Senski G.: A New High Temperature Deformation Model for Zircaloy Clad Ballooning under Hypothetical LOCA Conditions, Trans. 4th SMIRT Conf., C 1/8, San Francisco (Aug.15-19, 1977)
- / 7/ Neitzel H.J., Rosinger H.E.: The Development of a Burst Criterion for Zircaloy Fuel Cladding under LOCA Conditions, AECL-6420 (KFK-2893)
- / 8/ Hagrman D.L., Reymann G.A. ed.: MATPRO-Version 11, A Handbook of Materials Properties for Use in the Analysis of Light Water Reactor Fuel Rod Behaviour, NUREG/CR-0497, TREE-1280, Febr. 1979
- / 9/ Jones P.M., Gittus J.H., Hindle E.D.: CANSWEL: 'A Computer Model of Clad Behaviour During a Loss-of-Coolant Accident', TRG Report 2901(S), July 1976
- /10/ Sills H.E.: ELOCA-Fuel Element Behaviour During High-Temperature Transients, AECL-6357 (March 1979)
- /11/ Sills H.E., Holt R.A.: Predicting High-Temperature Transient Deformation from Microstructural Models in 'Zirconium in the Nuclear Industry', Proceedings of the Fourth International Conference, Stratford-on-Avon, UK, 1978

- /12/ Miller A.K.: A Unified Phenomenological Model for the Monotonic, Cyclic, and Creep Deformation of Strongly Work-Hardening Materials, Stanford University, Ph.D., 1975, Department of Materials Science and Engineering
- /13/ Gittus J.H.: 'Microstructure Based Modelling of Constitutive Behaviour for Engineering Applications' in Argon A. ed. 'Constitutive Equations in Plasticity' MIT Press, Cambridge, Massachusetts, London (1975)
- /14/ Sherby O.D., Miller A.K.: Combining Phenomenology and Physics in Describing the High Temperature Mechanical Behaviour of Crystalline Solids, Journal of Engineering Materials and Technology, 101 (1979) p. 387-395
- /15/ Boček M. et al.: Stand und Ergebnisse der theoretischen und experimentellen Forschungsvorhaben zum LWR-Brennstabverhalten bei Reaktorstörfällen, KFK-Ext./78-1 (Sept. 1978)
- /16/ Boček M., Faisst G., Petersen C.: Examination of the Plastic Properties of Zircaloy-4 at Elevated Temperatures in Air Atmosphere, Journal of Nuclear Materials 62 (1976) 26-36
- /17/ Boček M. et al.: Untersuchungen zum mechanischen Verhalten von Zircaloy-Hüllrohrmaterial, 1. PNS-Halbjahresbericht 1977, KFK 2500
- /18/ Leistikow S., v. Berg H., Jennert D., Kraft R., Schanz G.: Untersuchungen zur Hochtemperatur-Wasserdampf-Oxydation von Zircaloy-Hüllrohren in den PNS-Halbjahresberichten 1975 II KFK 2262, 1976 I KFK 2375, 1976 II KFK 2435, 1977 I KFK 2500, 1978 I KFK 2700, 1978 II KFK 2750.
- /19/ Hofmann P. et al.: Untersuchungen zum Einfluß des Oxidbrennstoffes und von Spaltprodukten auf die mechanischen Eigenschaften von Zry-Hüllrohren bei Störfalltransienten, 1. PNS-Halbjahresbericht 1977/1, KFK 2500
- /20/ Wiehr K., Schmidt He.: Out-of-pile Versuche zum Aufblähvorgang von Zircaloy-Hüllen - Ergebnisse aus Vorversuchen mit verkürzten Brennstab-simulatoren, KFK 2345
- /21/ Lehning H., Müller K., Piel D., Schmidt L.: Berstversuche an Zircaloy-Hüllrohren unter kombinierter mechanisch-chemischer Beanspruchung (FABIOLA), Jahrestagung Kerntechnik 80, Berlin, 25.-27. März 1980

- /22/ Ashby M.F., Jones D.R.H.: Engineering Materials
Pergamon Press Oxford (1980)
- /23/ Odqvist F.K.G., Hult J.: Kriechfestigkeit metallischer Werkstoffe,
Springer Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg 1962
- /24/ Chang S.-J.: Time-Independent Limit of a Creep-Recovery Constitutive
Equation, ORNL/CSD-33 (May 1978)
- /25/ Gittus J.: Creep, Viscoelasticity and Creep Fracture in Solids, Applied
Science Publishers LTD, London 1975
- /26/ Garde A.M., Chung H.M., Kassner T.F.: Uniaxial Tensile Properties of
Zircaloy Containing Oxygen, Summary Report ANL-77-30
- /27/ Garofalo F.: Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in Metals,
The MacMillan Company, New York (1965)
- /28/ Boček M. et al.: Untersuchungen zum mechanischen Verhalten von Zircaloy-
Hüllrohren, PNS-Halbjahresbericht 77/II, KFK 2600
- /29/ Clendening W.R.: Primary and Secondary Creep Properties for Zircaloy
Cladding at Elevated Temperatures of Interest in Accident Analysis,
3rd Structural Materials in Reactor Technology Conference, London 1975
- /30/ Miller A.K.: A Unified Approach to Predicting Interactions among Creep,
Cyclic, Plasticity and Recovery, Nuclear Engineering and Design 51
(1978) 35-43
- /31/ Kocks U.F.: Laws for Work-Hardening and Low-Temperature Creep,
7. Annual TMS-AIME Spring Meeting, Toronto, Canada, May 18-22, 1975
- /32/ Gittus J.H.: Rupture Criterion for Zircaloy Cladding, when Swelling in
a Reactor Transient, Calculated from Free Energy Conditions,
CSNI Specialist Meeting on Safety Aspects of Fuel Behaviour in Off-
Normal and Accident Conditions, Sept. 1-4, 1980, Espoo, Finland
- /33/ Raff S., Meyder R.: Development of a Zircaloy Creep and Failure Model
for LOCA Conditions, CSNI Specialist Meeting on Safety Aspects of Fuel
Behaviour in Off-Normal and Accident Conditions, Sept.1-4, 1980,
Espoo, Finland

- /34/ Woo O.T., Tseng D., Tangri K., Mac Ewen S.R.: Flow Stress and Dynamic Strain-Ageing of β -Transformed Zircaloy-4, Journal of Nuclear Materials 87 (1979) 135-143
- /35/ Leistikow S., Schanz G., v.Berg H.: Kinetik und Morphologie der isothermen Dampf-Oxydation von Zircaloy-4 bei 700 - 1300 C, KFK 2587 (März 1978)
- /36/ Hunt C. et al.: The Effect of Steam Oxidation on the Strain of Fuel Sheathing at High Temperature, CSNI Specialist Meeting on the Behaviour of Water Reactor Fuel Elements under Accident Conditions Spatind, Norway, Sept. 13.-16. 1976
- /37/ Bocek M., Petersen C.: The Influence of Oxide Coatings on the Ductility of Zircaloy-4, Journal of Nuclear Materials, 80 (1979) 303-313
- /38/ Jamil M.: Elastische Spannungsanalyse im Zry-4/ZrO₂-Verbundhohlzylinder, Fortschr.-Ber. VDI-Z, Reihe 5, Nr. 50
- /39/ Rizkalla A.S., Holt R.A., Jonas J.J.: Effect of Oxygen on the Deformation of Zircaloy-2 at Elevated Temperatures, Zirconium in the Nuclear Industry (Fourth Conference), ASTM STP 681, American Society for Testing and Materials, 1979, p. 497-513
- /40/ Chung H.M., Kassner T.F.: Deformation Characteristics of Zircaloy Cladding in Vacuum and Steam under Transient-Heating Conditions: Summary Report, ANL-77-31 (1978)
- /41/ Malén K., Tarkpea P.: Evaluation of Creep in Oxidizing Zircaloy During a Temperature Transient, Proceedings of the CSNI Specialist Meeting on the Behaviour of Water Reactor Fuel Elements under Accident Conditions, Spatind, Norway, 13-16 Sept. 1976
- /42/ Leistikow S. et al.: Untersuchungen zur Hochtemperatur-Wasserdampf-Oxydation von Zircaloy-Hüllrohren, PNS-Halbjahresbericht 1977 I, KFK 2500
- /43/ Smith C.F., Crandall W.B.: Calculated High-Temperature Elastic Constants for Zero Porosity Monoclinic Zirconia, Journal of the American Ceramic Society, Vol. 47 (1964) No. 12, p. 624
- /44/ Malén K.: Fine Tuning of a Model for Creep of Zircaloy in Steam, CSNI Specialist Meeting on 'Safety Aspects of Fuel Behaviour in Off-Normal and Accident Conditions', Espoo, Helsinki, Finland, 1-4 Sept. 1980

- /45/ Baker L.R.Jr., Just L.C.: Studies of Metal-Water-Reactions at High Temperatures, ANL-6548 (1962)
- /46/ Wiehr K., Erbacher F.J., Neitzel H.J.: Influence of a Cold Control Rod Guide Thimble on the Ballooning Behaviour of Zircaloy Claddings in a LOCA, CSNI Specialist Meeting on Safety Aspects of Fuel Behaviour in Off-Normal and Accident Conditions, 1-4 Sept. 1980, Espoo, Helsinki, Finland.
- /47/ Hofmann P., Raff S.: Verformungsverhalten von Zircaloy-4-Hüllrohren unter Schutzgas im Temperaturbereich zwischen 600 und 1200 C, KFK 3168 (1981)
- /48/ Bocek M. et al.: Untersuchungen zum mechanischen Verhalten von Zircaloy-Hüllrohrmaterial, PNS-Halbjahresbericht 1976/II, KFK 2435
- /49/ Tien J.K.: 'Creep Resistance' in Tien J.K., Ansell G.S. 'Alloy and Microstructural Design', Academic Press New York, San Francisco, London 1976
- /50/ Boček M.: Creep Rupture at Non-Steady Stress and Temperature Loading Conditions, KFK 2699 (Oktober 1978)
- /51/ Erbacher F., Neitzel H.J., Rosinger H., Schmidt H., Wiehr K.: Burst Criterion of Zircaloy Fuel Claddings in a LOCA, 5th International Conference on Zirconium in the Nuclear Industry, Aug. 4-7, 1980, Boston, Massachusetts, USA
- /52/ Boček M., Toscano E.: Relationship Between Strain Rate, Strain to Failure and Life Time, Journal of Nuclear Materials, 96(1981),29
- /53/ Sepold L., Průžmann M.: Unveröffentlichter Bericht 1977
- /54/ Boček M., Petersen C.: 'Untersuchungen zum Materialverhalten beim Kühlmittelverlustunfall' in PNS Halbjahresbericht 1974/II, KFK 2130
- /55/ Boček M., Petersen C., Schweiger W.: Untersuchungen zum Materialverhalten beim Kühlmittelverlustunfall in PNS Halbjahresbericht 1975/I, KFK 2195
- /56/ Hann C.R. et al.: 'Transient Deformation Properties of Zircaloy for LOCA Simulation', EPRI NP-526, Final Report Vol. 2, March 1978

- /57/ Boček M., Faisst G., Petersen C.: Examination of the Plastic Properties of Zircaloy-4 at Elevated Temperatures in Air Atmosphere, Journal of Nuclear Materials 62 (1976), 26-36
- /58/ Kaczmarek B.: Einfluß von Jod auf das Verformungsverhalten sowie die Streckgrenze und Bruchfestigkeit von Zircaloy-4-Brennstabhüllrohren bei 700 C, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH) 1980
- /59/ Cheliotis G., Ortlieb E.: Innendruckversuche an Einzelstabproben zur experimentellen Absicherung des Brennstabverhaltens in der Notkühlanalyse, BMFT RS 309
- /60/ Meyder R.: Abschätzung der Brennstabschäden bei LWR-Störfällen mit dem Programmsystem SSYST, Projekt Nukleare Sicherheit, Jahreskol.81 KFK 3270
- /61/ Erbacher F.J.: LWR Fuel Cladding Deformation in a LOCA and its Interaction with Emergency Core Cooling, Topical Meeting on Reactor Safety Aspects of Fuel Behaviour, Sun Valley, Idaho (USA) Aug. 2-6, 1981
- /62/ Eberle R., Distler I., Wunderlich F.: Local Creep and Burst Models of the KWU Zircaloy Cladding Deformation Code "Carate", CSNI Specialist Meeting on Safety Aspects of Fuel Behaviour in Off-Normal and Accident Conditions, 1-4 Sept. 1980, Espoo, Helsinki, Finland.
- /63/ Hofmann P.: Influence of Iodine on the Burst Strain of Zircaloy-4 Cladding Tubes under Simulated Reactor Accident Conditions, Journal of Nuclear Materials, 87 (1979), 49-69
- /64/ Szabó J.: Höhere Technische Mechanik, Springer Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg (1964)

Anhang 1

Spannungsverteilung einer rotationssymmetrischen Zylinderschale unter Innendruckbelastung

Bei Annahme rotationssymmetrischer Verformung ergibt die axiale Kräftebilanz des unter Innendruck stehenden geschlossenen Rohres nach der Membrantheorie (Abb. A 1.1)

$$N_{\varphi} = \frac{r(z) \Delta p}{2 \cdot \sin \alpha}$$

N_{φ} ist die Membrankraft in Meridianrichtung (festgelegt durch den Winkel α , den der axiale Radius R_{ax} mit der Symmetrieachse bildet). Die entsprechende Spannung bei einer Wandstärke h ist

$$\sigma_{\varphi} = \frac{N_{\varphi}}{h} = \sigma_{ax}^{zyl} \cdot \frac{1}{\sin \alpha}$$

wobei $\sigma_{ax}^{zyl} = \frac{\Delta p \cdot r(z)}{2h}$ die Axialspannung eines Zylinders mit Radius $r(z)$ ist.

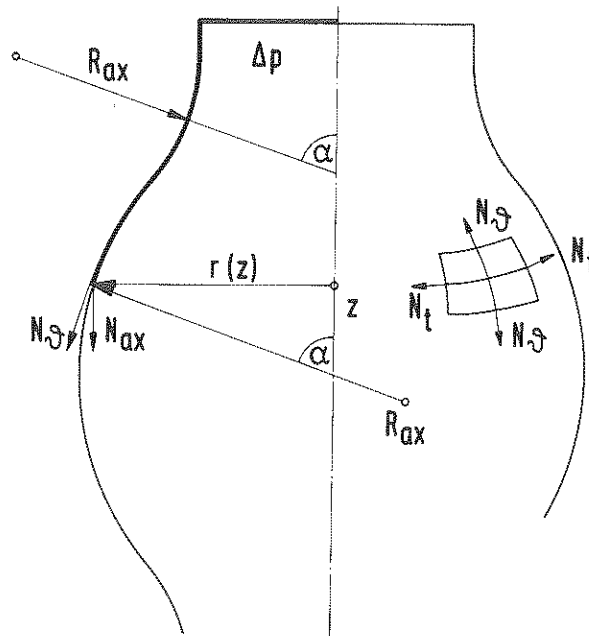


Abb. A 1.1 Membrankräfte einer rotationssymmetrischen Schale

Die Gleichgewichtsbetrachtung an einem Schalenelement in Umfangsrichtung (Breitenkreis) ergibt nach /64/

$$\frac{N_{\varphi}}{R_{ax}} + \frac{N_t}{r(z)} \sin \alpha = \Delta p$$

wobei N_t die tangentielle Membrankraft ist. Daraus folgt

$$N_t = \left[\Delta p - \frac{N_{\varphi}}{R_{ax}} \right] \frac{r(z)}{\sin \alpha}$$

bzw. mit $N_t = \sigma_t \cdot h$ die Tangentialspannung σ_t auf einem Breitenkreis

$$\sigma_t = \frac{\Delta p r(z)}{h} \left[1 - \frac{r(z)}{2 R_{ax} \cdot \sin \alpha} \right] \frac{1}{\sin \alpha}$$

und mit

$$\sigma_t^{2\varphi L} = \frac{\Delta p r(z)}{h}$$

$$\sigma_t = \sigma_t^{2\varphi L} \left[1 - \frac{r(z)}{2 R_{ax} \cdot \sin \alpha} \right] \frac{1}{\sin \alpha} \quad (\text{A 1.1})$$

Insbesondere für die Stelle der maximalen Deformation (r_{\max} , $\alpha = 90^\circ$) ergibt sich

$$\sigma_t = \sigma_t^{2\varphi L} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{r_{\max}}{R_{ax}} \right] \quad (\text{A 1.2})$$

$$\sigma_{ax} = \sigma_{ax}^{2\varphi L} = \frac{1}{2} \sigma_t^{2\varphi L} \quad (\text{A 1.3})$$

Anhang 2

Vergleich der Deformation eines Zylinders und einer Kugel gleichen Radius unter Innendruckbelastung.

Nach Kap.3.6.3 gilt für die rotationssymmetrische Rohrdeformation an der Stelle maximaler Dehnung (Abb. 3.6.6) für die Tangentialspannung σ_t

$$\sigma_t = \sigma_t^{24L} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{r_{\max}}{R_{\max}} \right],$$

und für die Axialspannung

$$\sigma_{ax} = \frac{1}{2} \sigma_t^{24L}$$

Bei Vernachlässigung der radialen Komponente, ergibt sich für den Hauptachsen-
spannungszustand damit der Spannungstensor σ_{ij} zu

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} r & t & z \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_t^{24L} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{r}{R} \right] & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \sigma_t^{24L} \end{pmatrix} \quad (A 2.1)$$

und der Spannungsdeviator S_{ij} zu

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{6} \sigma_t^{24L} \left(3 - \frac{r}{R} \right) & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_t^{24L} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \frac{r}{R} \right) & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_t^{24L}}{6} \frac{r}{R} \end{pmatrix} \quad (A 2.2)$$

Für den Fall des Zylinders mit $\frac{r}{R} = 0$, da $R = \infty$, erhält man

$$S_{ij}^{24L} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \sigma_t^{24L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \sigma_t^{24L} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (A 2.3)$$

was bedeutet, daß in axialer Richtung keine Dehnkomponente auftritt, da die axiale Deviatorikkomponente verschwindet.

Im Falle der Kugel mit $\frac{r}{R} = 1$ ergibt sich

$$S_{ij}^k = \begin{pmatrix} r & t & z \\ -\frac{1}{3}\sigma_t^{24L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{6}\sigma_t^{24L} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{6}\sigma_t^{24L} \end{pmatrix} \quad (\text{A 2.4})$$

oder mit

$$\sigma_t^k = \frac{1}{2}\sigma_t^{24L}$$

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} -\frac{2}{3}\sigma_t^k & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}\sigma_t^k & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3}\sigma_t^k \end{pmatrix} \quad (\text{A 2.5})$$

d.h. die Dehnung ist dreidimensional, wobei die Anteile in tangentialer und "axialer" Richtung gleich sind.

Die Effektivspannung ergibt sich nach

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{3}{2} \sum_{i,j} s_{ij}^2}$$

im Falle des Zylinders zu

$$\sigma_e^{24L} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_t^{24L} \quad (\text{A 2.6})$$

und im Falle der Kugel zu

$$\sigma_e^k = \frac{1}{2} \sigma_t^{24L} = \sigma_t^k \quad (\text{A 2.7})$$

Unter Annahme eines Potenzgesetzes

$$\dot{\epsilon}_e = K \sigma_e^n$$

für die Effektivdehnungsgeschwindigkeit ergibt sich für den Zylinder

$$\dot{\epsilon}_e^{24L} = K \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \right]^n (\sigma_t^{24L})^n \quad (\text{A 2.8})$$

und die Kugel

$$\dot{\epsilon}_e^k = k \left[\frac{1}{2} \right]^n \left[\sigma_t^{zyl} \right]^n \quad (\text{A 2.9})$$

Damit ist das Verhältnis der Effektivdehngeschwindigkeiten bei gleichem Radius und gleicher Druckbelastung

$$\frac{\dot{\epsilon}_e^k}{\dot{\epsilon}_e^{zyl}} = \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \right]^n \approx 0.58^n \quad (\text{A 2.10})$$

vom Spannungsexponenten abhängig und die Abnahme der Dehngeschwindigkeit der Kugel im Vergleich zum Zylinder ist umso größer, je größer der Spannungsexponent ist.

Während die Stabilität beim Zugversuch bei wachsendem Spannungsexponenten verringert wird, wird die Formstabilisierung (Abschnitt 3.5.3) beim Rohr mit steigendem Spannungsexponenten wirksamer.

Ähnliche Verhältnisse wie für die Effektivdehngeschwindigkeit gelten auch für die Tangentialgeschwindigkeit. Allgemein gilt nach der Invariantentheorie für die einzelnen Komponenten

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \frac{\dot{\epsilon}_e}{\sigma_e} s_{ij} \quad (\text{A 2.11})$$

Für den Zylinder ergibt sich damit in tangentialer Richtung

$$\dot{\epsilon}_t^{zyl} = \frac{\sqrt{3}}{2} k \left[\sigma_e^{zyl} \right]^n = \frac{\sqrt{3}}{2} k \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right)^n \left(\sigma_t^{zyl} \right)^n \quad (\text{A 2.12})$$

und für die Kugel

$$\dot{\epsilon}_t^k = \frac{1}{2} k \left(\sigma_e^k \right)^n = \frac{1}{2} k \left(\frac{1}{2} \right)^n \left(\sigma_t^{zyl} \right)^n \quad (\text{A 2.13})$$

und für das Verhältnis

$$\frac{\dot{\epsilon}_t^k}{\dot{\epsilon}_t^{zyl}} = \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \right]^{n+1} \approx (0.58)^{n+1} \quad (\text{A 2.14})$$

Anhang 3

Zur Analyse von Rohrverformungsdaten.

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, erfolgte die Analyse des zeitlichen Umfangsdehnverlaufes der Rohre unter Annahme zylindrischer Rohrverformung, da der zeitliche Verlauf der axialen Kontur nicht erfaßt wurde. Aus der Kontur nach dem Bersten zeigt sich bei den TUBA-Experimenten, daß das Rohr an der Stelle maximaler Deformation besonders im α -Bereich nahezu Kugelgestalt angenommen hat. Daraus läßt sich der zeitlich letzte Punkt der Kurve in der $\ln \sigma / \ln \dot{\epsilon}$ Darstellung (Abb. 3.6.4) für die aktuelle axiale Form korrigieren.

Dies sei im folgenden unter der Annahme perfekter Kugelverhältnisse getan. Die Aufgabe besteht darin, die Effektivspannung sowie die Effektivdehngeschwindigkeit zu korrigieren.

Für die Effektivspannung der Kugel σ_e^K ergibt sich nach den Gln. (A2.6) und (A2.7)

$$\sigma_e^K = \frac{1}{2} \sigma_t^{zyl} = \frac{\sigma_e^{zyl}}{\sqrt{3}} = 0.58 \sigma_e^{zyl} \quad (A3.1)$$

Die aus der Messung vorliegende tangentielle Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$ ergibt unter der Annahme der Zylindergeometrie, bei Anwendung der Beziehungen aus Anhang 2

$$\dot{\epsilon}_e = \dot{\epsilon}_{ij} \frac{2}{3} \frac{\sigma_e}{s_{ij}}$$

$$\dot{\epsilon}_e^{zyl} = \frac{2}{\sqrt{3}} \dot{\epsilon}_t \approx 1.15 \dot{\epsilon}_t$$

und für Kugelgeometrie

$$\dot{\epsilon}_e^K = 2 \dot{\epsilon}_t$$

Damit ergibt sich unter Zugrundelegung der vorgegebenen tangentialen Dehngeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_t$

$$\dot{\epsilon}_e^K = \dot{\epsilon}_e^{zyl} \cdot \sqrt{3} = \dot{\epsilon}_e^{zyl} \cdot 1.73 \quad (A3.2)$$

Für den Fall der Kugelgestalt ist also die Effektivspannung um den Faktor 0.58 zu erniedrigen und die Effektivdehngeschwindigkeit um den Faktor 1.73 zu erhöhen.

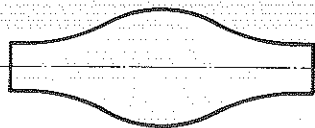
Anhang 4

Einfluß der veränderten Biaxialität auf die Rohrdeformation

Die Auswirkung des gegenüber dem Zylinder veränderten Biaxialitätsverhältnisses σ_t/σ_{ax} auf den zeitlichen Dehnverlauf wurde in Abb. 3.6.7 verdeutlicht. Mit der sich dabei einstellenden axialen Rohrkontur ist ein verformungsstabilisierender Effekt verbunden. Während einer Einschnürung im einachsigen Versuch nur die Materialverfestigung entgegenwirkt, wird das Rohr unter Innendruckbelastung durch die sich einstellende axiale Kontur stabilisiert (Abb. A 4.1).

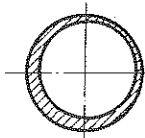


Abb. A 4.1



lokalisiertes Blähen
 σ_t/σ_{ax} variabel

Lokalisierte Dehnung beim Zug- und Rohrversuch



Einschnürung

Nach Gl. (A 1.1)

$$\sigma_t = \sigma_t^{Zyl} \left\{ 1 - \frac{r(z)}{2R_{ax} \sin \alpha} \right\} \frac{1}{\sin \alpha}$$

wird entsprechend Abb. A 4.2 an der Stelle der Instabilität (der Rohraufweitung) durch Verkleinerung des axialen Radius R_{ax} die Tangentialspannung und damit auch die Effektivspannung im Vergleich zu einem Zylinder erniedrigt. Gleichzeitig wird sie am Übergang zwischen zylindrischem Teil und stärker deformierendem Teil (konkave Kontur) erhöht, da der axiale Radius hier das Vorzeichen ändert.

Beides zusammen, unterstützt durch die Materialverfestigung, wirkt einer lokalisierten Dehnung entgegen. Das Rohr erfährt also im Vergleich zum Zugversuch eine "geometrische" Verfestigung. Dies, zusammen mit der einschnürungsinduzierenden Einspannbedingung beim Zugversuch, gibt wohl die Erklärung für die vor allem im unteren α -Bereich beobachtete kleinere Versagensdehnung der Zugversuche beider Versuchstypen.

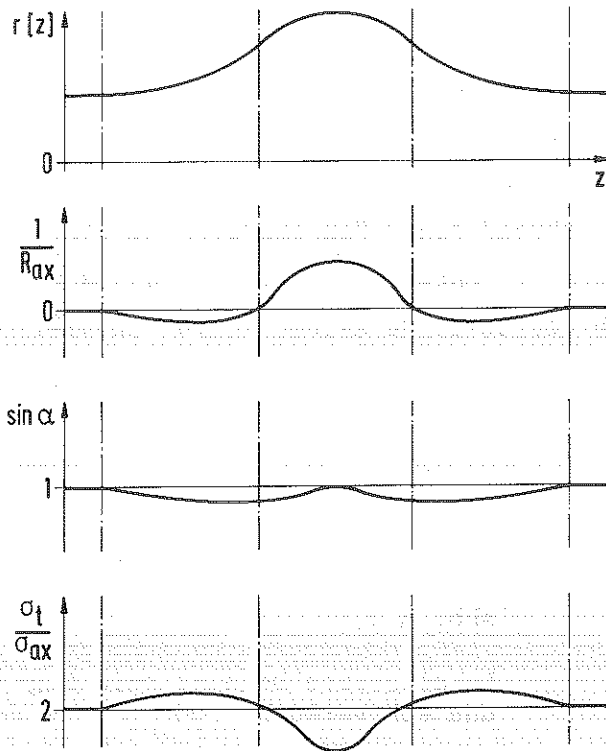


Abb. A 4.2

Biaxialitätsverhältnis
längs eines unter Innendruck
deformierenden Rohres

$$\frac{\sigma_t}{\sigma_{ax}} = 2 \left[1 - \frac{r(z)}{2R_{ax}\sin\alpha} \right] (\sin\alpha)^{-1}$$

Größere Bedeutung kommt der veränderten Biaxialität, auch hinsichtlich der Dehnungskomponenten radial, tangential und axial zu. Im Falle eines idealen Zylinders (und Vernachlässigung der radialen Spannungskomponente) bewirkt das Verhältnis $\sigma_t/\sigma_{ax} = 2$ ein Verschwinden der axialen Dehnkomponente (bei isotropen Materialeigenschaften). Eine Verringerung des Verhältnisses bewirkt eine axiale Streckung (Bereich der maximalen Umfangsdehnung), eine Erhöhung bewirkt eine axiale Verkürzung (konkaver Übergang zum Zylinder). Bei der Bestimmung von Anisotropieparametern anhand von Rohrexperimenten, müssen solche Effekte großer Verformung mitberücksichtigt werden.

Anhang 5

Ablaufdiagramm und programmierte Form des Modells

Abb. A5.1 zeigt die Ablauffolge der Teilmodellaufrufe innerhalb des Programms ROHR zur Berechnung der Deformation und des Versagens eines rotationssymmetrischen Rohres unter Innendruckbelastung bei vorgegebenen Größen des Druckes und der Temperatur. An entsprechender Stelle sind rechts neben der Abbildung die Unterprogrammnamen der NORA-Teilmodelle in ihrer Aufrufstruktur dargestellt.

Anschließend folgt die Programmliste des Deformationsprogramms ROHR, die zeigt, in welcher Weise das Modell NORA mit der Hüllrohrmechanik gekoppelt ist. Den Abschluß bilden die Listen der NORA-Teilmodelle in der Reihenfolge nach Abb. A5.1.

Programmablauf

Unterprogramme

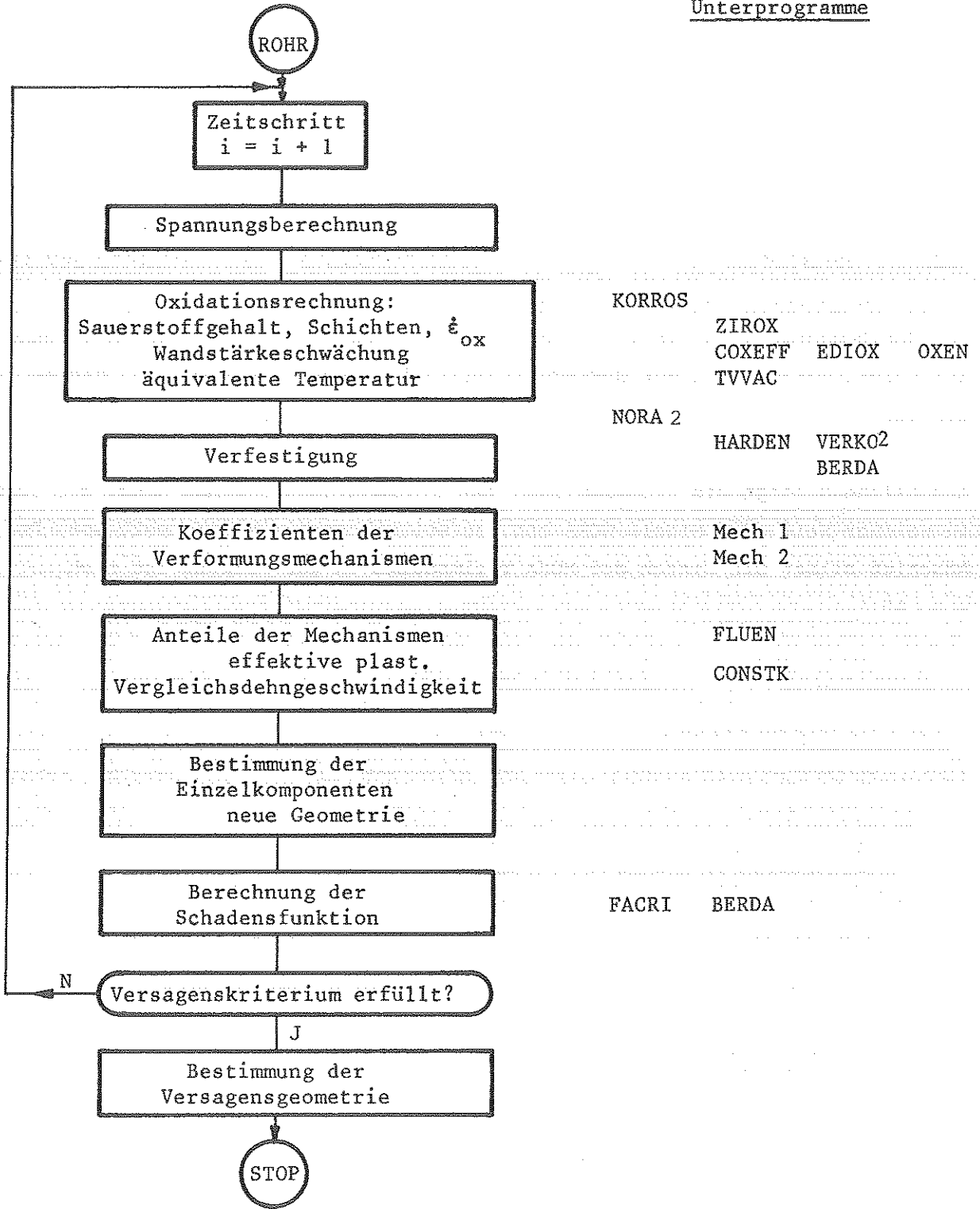


Abb. A5.1 Ablaufdiagramm zur Anwendung des NORA-Modells innerhalb eines Programms zur Berechnung der Deformation und des Versagens eines Rohres.

Fortran-IV-Liste eines Rohrdeformationsprogramms mit Anwendung
des NORA-2-Modells

```
C$ ROHR
  SUBROUTINE ROHR(ZA, ZE, DPA, DPE, TA, TE, IATM, EPSPW, SIGW, EPSW,
* RS, ISTOP, GOX1, GOX2, COX)
C   UP ROHR BERECHNET DIE PLASTISCHE VERFORMUNG EINES ROHRS IN EINEM
C   *ZEITINTERVALL (ZA, ZE)
C   MATH. METHODE: VORWAERTSDIFF.VERFAHREN, NFEIN= ZAHL DER FEINSCHRITTE
C   ZWISCHEN DEN MESSPUNKTEN
C   MESSPUNKTE SIND DURCH TEMPERATUR- UND DRUCKSTUETZPUNKTE GEGEBEN
C   ES WIRD MIT LOGARITHMISCHER DEHNUNG EBENSO MIT WAHRER SPANNUNG GE-
C   RECHNET
C   DPA, DPE = VORGEGEBENE DIFFERENZDRUECKE ZU DEN ZEITPUNKTEN ZA, ZE
C   REI INNENDRUCKBELASTUNG
C   TA, TE = TEMPERATUR ZU DEN ZEITPUNKTEN ZA, ZE IN (K)
C   IATM = 0/1: ATMOSPHAERE = INERT/OXIDIEREND
C   EPSPW = EFFEKTIVE WAHRE DEHNGESCHWINDIGKEIT (1/S)
C   SIGW = EFFEKTIVE WAHRE SPANNUNG (N/M**2)
C   EPSW = EFFEKTIVE WAHRE DEHNUNG
C   RS = MITTLERER RADIUS DER ZYLINDERSCHALE
C   GOX1, GOX2 = AUFGENOMMENER SAUERSTOFF (G/CM**2) ZU DEN ZEITPUNKTEN
C   ZA UND ZE
C   COX = GEWICHTSVERHAELTNIS SAUERSTOFF IM ZIRCALOY
REAL*4 NUE
COMMON /WANF/ SIGTO, SIGZO, TO, HO, EPS, RI, RA, RSO, CHU, PA
*, EPSPET, EPSPT, EPSPTH, EPSET, EPSPLT, EPSTH, EPSZ, BSIG, EPSPP
COMMON /WANF2/ CEF
COMMON /PARA2/ DUMMI(4), NFEIN, DUMM2(5)
COMMON /ZRYOX/ NOX, O, V, IATV, TV
COMMON /PRINT/ IDRU
COMMON /CDYNO/ END, ENV, SIGRO, SIGRV, EPSPRD, EPSPRV,
*CONSTD, CONSTV
COMMON /ENERGI/ EF, EFR, IV
COMMON /KORRO/ ZRO, ZROALF, COXM
COMMON /ENEROX/ EFOX
COMMON /BERST/ SF, SFO, BM, SFR
DATA PI/3.1416/, NUE/0.36364/
OXFA=1.
GOXE=GOX1
DP=DPA
TO=TA
T=TA
DDP=(DPE-DPA)/NFEIN
DT=(TE-TA)/NFEIN
DZ=(ZE-ZA)/NFEIN
11  FORMAT(10E12.5)
DO 1000 I=1, NFEIN
DP=DP+DDP
T=T+DT
C   SPANNUNGSBERECHNUNG MIT ALTER GEOMETRIE
C   OHNE ZUSAETZLICHE AXIALE LASTEN
SIGT=DP*RI/(RA-RI)-PA
C   KORREKTUR DER SPANNUNG FUER DEN NICHTTRAGENDEN ANTEIL DER OXIDHAUT
IF(COX.LE.0.001205) GOTO 1201
ZROEF=ZROALF*1.E-02*(COX-CEF)/(COX-COXM)
```

```
SIGT=SIGT/(1.-ZROEF/HO)
1201 CONTINUE
SIGZ=((RI**2)*(DP+PA)-(RA**2)*PA)/(RA**2-RI**2)
SIGR=-DP/2.-PA
C DEVIATOREN
HYD=(SIGT+SIGZ+SIGR)/3.
DEVT= SIGT-HYD
DEVZ= SIGZ- HYD
DEVY=SIGR-HYD
C EFFEKTIVSPANNUNG
SIG=SQRT(1.5*(DEVT**2+DEVZ**2+DEVY**2))
C DEFORMATION
C PLASTISCHER ANTEIL
TT=T-DT/2.
C IATM=0 : INERTATMOSPHAERE
IF(IATM.EQ.0) OXFA=0.
C OXIDATIVE EINFLUESSE
C*****
CALL KORROS(TT,DZ,O,V,GOXE,COX,TV,EPSP,EPS,HO,SIG,ZRO,
*EFCX,EPSPOX,ZRCALF,OXFA,CEF,COXM)
EMOT=EMOD(TT)
EMOV=EMOD(TV)
SIGWI=SIG*CHU
C BERECHNUNG DER PLASTISCHEN DEHNGESCHWINDIGKEIT
C*****
CALL NORA2(EPSPW,EPS,DZ,COX,TV,SIGWI,TT,EPSP,SF,BSIG,
*EF,EMOV,EMOT)
ZEIT=ZA+I*DZ
IF(IDRU.EQ.1.AND.I.EQ.NFEIN)
*WRITE(6,2641) T,TV ,IATM,END,ENV,CONSTD,CONSTV,BSIG,EF,
*SF,ZEIT
2641 FORMAT(' KRIECKONSTANTEN'/2F8.1,1I4,2F6.3,6E12.5)
C ADDITION DER DEHNGESCHWINDIGKEIT INFOLGE OXIDATION
EPSP=EPSP+EPSPOX
F=0.
IF(SIG.NE.0.)
*F=3./2.*EPSP/SIG
EPSPPT= DEVT*F
EPSPPR=DEVY*F
EPSPZ=DEVZ*F
C ELASTISCHER ANTEIL
DSIGT=(SIGT-SIGT0)/DZ
DSIGZ=(SIGZ-SIGZ0)/DZ
EPSPET=1./EMOD(T)*(DSIGT-NUE*DSIGZ)
EPSPER= -NUE/EMOD(TT)*(DSIGT+DSIGZ)
EPSPZ=1./EMOD(TT)*(DSIGZ-NUE*DSIGT)
C THERMISCHE DEHNGESCHWINDIGKEIT
EPSPTH= THEXD(TO,TT)/DZ
C DEHNUNGEN EINZELANTEILE
EPSTH=EPSTH+ EPSPTH*DZ
EPSPZ=EPSPZ+EPSPPT*DZ
EPSET=EPSET+EPSPET*DZ
C DEFORMATION
EPSP=EPSPET+ EPSPPT + EPSPTH
EPSPR=EPSPER + EPSPPR + EPSPTH
EPSPZ=EPSPZ+EPSPZ+EPSPTH
EPSPW=SQRT(2./3.*(EPSP**2+EPSPR**2+EPSPZ**2))
SF0=SF
C BESTIMMUNG DER SCHADENSFUNKTION, VERSAGENSKRITERIUM
C*****
```

```
CALL FACRI(EPSPW,DZ,TT,COX,ISTOP,SF,EPS,IDRU,DZB)
IF(ISTOP.EQ.0) GOTO 999
IE=I
GOTO 1010
999 CONTINUE
RS=RS0*EXP(EPSPW*DZ)
H=H0*EXP(EPSPR*DZ)
RA=RS+H/2.
RI=RS-H/2.
C VERGLEICHSDEHNUNG
EPS0=EPS
EPS=EPSPW*DZ + EPS
C DEHNUNG IN AXIALER RICHTUNG
EPSZ=EPSZ+ EPSPZ*DZ
C UMSPEICHERN
SIGTO=SIGT
SIGZO= SIGZ
T0=T
H0=H
RS0= RS
VOL=PI*(RA**2-RI**2)
EPSPWO=EPSPW
1000 CONTINUE
1010 CONTINUE
IF(IDRU.EQ.1)
*WRITE(6,11) SIG, EPSPW, EPSZ
SIGW=SIG
EPSW=EPS
GOX2=GOXE
IF(ISTOP.EQ.0) GOTO 1030
C KORREKTUR DER BERSTWERTE, WENN ZEITSCHRITT ZU GROSS WAR
EPSW=EPS +EPSPWM*DZB
ZE =ZA+{(IE-1)*DZ+DZB
RS=RS0*EXP(EPSPW*DZB)
H=H0*EXP(EPSPR*DZB)
RA=RS+H/2.
RI=RS-H/2.
WRITE(6,1110) ZE ,EPSPWM, EPSW, SF, SFO, COX
TE=T
1110 FORMAT(' ABRUCH DER RECHNUNG'/ ' ZEIT=',F10.1,' S EPSPWM=',
*E12.5,' 1/S EPSW=',F8.4,' SF=',F6.3,3X,' SFO=',F6.3,3X,' COX=',F7.4)
14)
EPSPWO=0.
1030 CONTINUE
RETURN
END
```

```
      SUBROUTINE KORROS(T1, DTAU, O, V,  
      *GOX, COX, TV, EPSP, EPS, WO, SIG, ZRO, EFOX, EPSPOX, ZROALF, OXFA, CEF,  
      *COXM)
```

```
C  T1 IST DIE THERMODYNAMISCHE TEMPERATUR IN K, EINGABE  
C  DTAU LAENGE ZEITSCHRITT IN SEC, EINGABE  
C  O OBERFLAECHE IN CM**2, EINGABE  
C  V VOLUMEN IN CM**3, EINGABE  
C  GOX SAUERSTOFFAUFNAHME IN G/CM**3  
C  COX SAUERSTOFFGEHALT (GEWICHTSVERHAELTNIS), EIN UND AUSGABE  
C  TV AEQUIVALENTE TEMPERATUR FUER NORA-AUSWERTUNG, AUSGABE K  
C  EPSP DEHNGESCHWINDIGKEIT WAHR  
C  EPS DEHNUNG WAHR  
C  WO WANDSTAERKE  
C  SIG VERGLEICHSSPANNUNG (N/M**2)  
C  ZRO SCHICHTSTAERKE OXID (CM)  
C  EFOX ENERGIE DIE ZUM ZERBRECHEN DER OXIDSCHICHT AUFGEBRACHT WURDE  
C  EPSPOX DEHNGESCHWINDIGKEIT DURCH OXIDSPANNUNGEN  
C  ZROALF DICKE DER DOPPELSCHICHT OXID PLUS ALFA M  
C  OXFA FAKTOR AUF DER OXIDATIONSRATE LINEAR.  
C  OXFA = 0/1: KEINE OXIDATION/OXIDATION OHNE SAUERSTOFFBESCHRAENKUNG  
C  CEF EFFEKTIVER SAUERSTOFFGEHALT  
C  COXM SAUERSTOFFGEHALT IM METALL  
      CALL ZIROX(T1,DTAU,O,V,GOX,COX,ZRO,ZROALF,COXM,OXFA, EPSPOX)  
      CALL COXEFF(T1,DTAU,EPSP,COX,CEF,WO,SIG,ZROALF,COXM,EFOX)  
      CALL TVVAC(T1,CEF,TV)  
      RETURN  
      END
```

```
      SUBROUTINE ZIROX(T1,DTAU,C,V,GCX1,CCX,ZRO,ZROALF,COXM,OXFA,EPSPOX)
C      KINETIK DER OXIDATIONSREAKTION FUER TEMPERATURBEREICH 700-950C
C      OXIDATION WIRD OHNE BERUECKSICHTIGUNG DER VERFORMUNG
C      (OBERFLAECHEVERGROESSERUNG) BESTIMMT
C      GEWICHTSZUNAHME NACH LEISTIKCW PNS76/2
C      KONSTANTEN DER PARABOLISCHEN GEWICHTSZUNAHME AO,QO(CAL/MOL)
      DIMENSION AO(3),QO(3),DELTA(3),GOX(3),DRUCK(10)
      DATA AO/2.62E-01,3.91E-02,8.30E-01/
      DATA QO/ 41653.,40164.,43885./
      DATA EPOX /5.0E-5/
      DATA CALFAM/0.0425/,TALFA/1093./,R/1.987/,COXO/0.0012/
      *,RHOZR/6.57/
C      RHOZR = DICHTE ZIRKON (G/CM**3)
      DT=DTAU
      EPSPOX=0.
      T=(TA+TE)/2.
C      ZRC= SCHICHTSTAERKE OXID IN CM
C      ZROALF= SCHICHTSTAERKE DER DOPPELSCHICHT OXID + ALFA IN CM
C      COXO=SAUERSTOFF GEW.( AS RECEIVED)
      T=T1
      DO 80 J=1,3
80      GOX(J)=0.
      DO 99 J=1,3
      DELTA(J)=2.*AO(J)*EXP(-QO(J)/(R*T))
99      GOX(J)= GOX(J)+ DELTA(J)*DT*OXFA
C      GOX1= SAUERSTOFFAUFNAHME(G/CM**2)
C      DEHNGESCHWINDIGKEIT INFOLGE OXIDATION
      IF(GOX(1).GT.0.)EPSPOX=EPOX
      GOX1= SQRT(GOX(1)+ GOX1**2)
C      GESAMTMENGE DES AUFGENOMMENEN SAUERSTOFFS
      COX=GOX1*O+ COXO*V*RHOZR/(1.-COXO)
C      ANTEIL DES OXIDS BEI 25GEW.( GOXOX
C      VZROX=VOL. DES ZR IN DER OXIDSCHICHT
      ZRC=SQRT(ZRO**2+ GOX(2))
      VZROX=O*ZRC/1.56
C      ANTEIL DES SAUERSTOFFS IM OXID
      EMZRY=VZROX*RHOZR
      GOXOX=0.25*EMZRY/0.75
C      ANTEIL DES SAUERSTOFFS IN ALFA
      IF(T.LE.TALFA) GOTC 104
      VALFA=O*(ZROALF-ZRC)
      EMALFA=VALFA*RHOZR
      GOXALF=CALFAM*EMALFA/(1.-CALFAM)
104  CONTINUE
C      REST DES SAUERSTOFFS IM METALL
      COXM=COX-GOXOX
C      IN GEWICHTSPROZENT
      COXM=COXM/(COXM+(V-VZROX)*RHOZR)
      IF(T.LE.TALFA) GOTC 105
      COXM=COX-GOXOX-GOXALF
      COXM=COXM/(COXM+(V-VZROX-VALFA)*RHOZR)
105  CONTINUE
C      COX= GEW.( SAUERSTOFF
      COX=COX/(COX+V*RHOZR)
      IF(COX.LT.COXO) COX=COXO
      ZROALF=SQRT(ZROALF**2+GOX(3))
C      WRITE(6,110) CCX,V,O,RHOZR,COXO,GOX2
110  FORMAT(6E12.5)
      RETURN
      END
```

```
C SUBROUTINE COXEFF(D,DTAU,EPSP,COX,CEF,WO,SIG,ZROALF,COXM,EFOX)
SR ZUR BERUECKSICHTIGUNG DER DEHNUNGSABHAENGIGEN PROTEKTIVEN OXIDHAUT
DATA COXO/0.0012/
T=D
ZROALM=ZROALF*1.E-02
CALL EDIOX(SIG,EPSP,DTAU,ZROALM,WO,T,EFOX)
E=EFOX
IF(E.GT.10.) E=10.
CEF=(COX-COXM)*EXP(-E )+COXM
IF(CEF.LT.COXO) CEF=COXO
RETURN
END
```

```
C SUBROUTINE EDIOX(SIG,EPSP,DT, ZROALM, WO,T,EFOX)
BERECHNUNG DER ENERGIE, DIE DIE OXIDHAUT AUFGENOMMEN HAT
ZROALF=ZROALM
EPSPA=ABS(EPSP)
FOX=20.
ZROWO= ZROALF/WO
SIGFAK=ZROWO+ 1./FOX*(1.-ZROWO)
CALL OXEN(T,EOX )
EFCX=EFCX+SIG/SIGFAK*EPSPA*DT/EOX
RETURN
END
```

```
C SUBROUTINE OXEN(D,EFR)
C SR OXEN GIBT DIE TEMPERATURABHAENGIGE AUFBRECHENERGIE EFR(NM/M**)
C FUER DIE OXIDSCHICHT
DIMENSION TK(15),EFRK(15)
DATA TK/873., 923., 973., 1023.,1073.,1123.,1173.,1223.,1273.,
*1323.,1373.,1423.,1473.,1573.,1673./
DATA EFRK/1.30E+08, 0.90E+08, 0.6E+08, 0.40E+08, 0.30E+08, 2.00E+0
17, 1.20E+07, 1.00E+06, 5.70E+05, 7.00E+06, 8.00E+07, 1.00E+09,
2 1.00E+12, 1.00E+12, 1.00E+12/
T=D
IF(T.LT.873..AND.T.GT.273.) T=873.
IEND=15
TKU=TK(1)-1.
C SUCHEN DES TEMPERATURINTERVALLS
TKC=TK(IEND)+1.
K=0
20 K=K+1
IF(T.LT.TKU) T=TKU+1.
IF(T.GT.TKC) T=TKC+1.
IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND)GOTO 20
K=K-1
DTR=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
EFR=EXP(ALOG(EFRK(K)) +DTR*(ALOG(EFRK(K+1))-ALOG(EFRK(K))))
RETURN
END
```



```
      SUBROUTINE TVVAC(T,COKS, TV)
C      UP TVVAC BESTIMMT DIE AEQUIVALENTE TEMPERATUR DIE DAS MECHANISCHE
C      VERHALTEN VON ZRY-SAUERSTOFFLEGIERUNGEN AUF DAS VERHALTEN VON
C      ZRY MIT SAUERSTOFFANTEIL AS RECEIVED ZURUECKFUEHRT
      DIMENSION TALFA(17), TBETA(17), CWT(17)
C      PHASENDIAGRAMM NACH KASSNER ET AL  ANL-77-30
      DATA IBMO, IFA, IPR/6,0,1/
      DATA TALFAV/1095.6/
      DATA TBETA V/1253./
      DATA TALFA/1093., 1095., 1098.,1103.,1108.,1113., 1118., 1128.,
*1136., 1148., 1158., 1171., 1183., 1193., 1200., 1228., 1375./
      DATA TBETA /1233., 1248., 1273., 1313., 1353., 1398., 1443.,
*1483., 1538., 1583., 1623., 1673., 1723., 1773., 1823., 1873.0,
*2093./
      DATA CWT /0., 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9,
*1.0, 1.1, 1.2, 1.3, 1.4, 1.5, 2.0/
C      NP= ZAHL DER STUETZSTELLEN IM PHASENDIAGRAMM
      NP=17
      COX=COKS*1.0E+02
C      SUCHEN DES KONZENTRATIONSINTERVALLS
50      K=0
20      K=K+1
      IF(COX.GT.CWT(NP)) GOTO 200
      IF(COX.GE.CWT(K).AND.K.LT.NP) GOTO 20
C      BESTIMMEN DER PHASENLINIENPUNKTE FUER DIE ENTSPRECHENDE SAUERSTOFF
C      KONZENTRATION COX
      K=K-1
      DCOX=(COX-CWT(K))/(CWT(K+1)-CWT(K))
      TA=TALFA(K)+ (TALFA(K+1)- TALFA(K))*DCOX
      TB=TBETA(K)+ (TBETA(K+1)-TBETA(K))*DCOX
C      IN WELCHEM BEREICH LIEGT DAS MATERIAL ?
      IF(T.GT.TA) GOTO 30
C      ALFA-BEREICH
      TR=T/TA
      TV=TR*TALFAV
      GOTO 100
30      IF(T.GE.TB) GOTO 40
C      UMWANDLUNGSGEBIET
      TR=(T-TA)/(TB-TA)
      TV=TR*(TBETA V-TALFAV)+ TALFAV
      GOTO 100
C      BETA-GEBIET
40      TR= T/TB
      TV=TR*TBETA V
100     CONTINUE
      RETURN
200     IFA=IFA+1
      COX=CWT(NP)
      IF(IFA.LT.IPR)GOTO 50
      IPR=IPR*2
      WRITE(IBMO,210) COX, CWT(NP), IFA
210     FORMAT(' SAUERSTOFFKONZENTRATION COX=',F8.4,'> ZULAESSIGE KONZENTR
*ATION CWT=',F8.4/,' ***FALL*****',I6,'*****')
      GOTO 50
      END
```

```
      SUBROUTINE NORA2(EPSPNO, EPSNO, DTAU, COX, TV, SIGNO,  
*TT, EPSP, SF, BSIG, EF, EMOV, EMOT)  
C      UNTERPROGRAMM NORA2 BESTIMMT DIE PLASTISCHE DEHNGESCHWINDIGKEIT  
C      EPSP(1/S)  
C      EPSPNO = GESAMTDEHNGESCHWINDIGKEIT (1/S)  
C      EPSNO = GESAMTDEHNUNG (-)  
C      DTAU = ZEITSCHRITT (S)  
C      COX = SAUERSTOFFGEHALT (-)  
C      TV = AEQUIVALENTE TEMPERATUR (K)  
C      SIGNO = ANGELEGTE EFFEKTIVSPANNUNG (MPA)  
C      TT = TEMPERATUR (K)  
C      SF = SCHADENSFUNKTION  
C      EMOV, EMOT = ELAST. MODULN DER TEMPERATUREN TV, TT  
C      COMMON/CDYNO/END, ENV, SIGRD, SIGRV, EPSPRD, EPSPRV, CONSTD, CONSTV  
C      IF(TV.EQ.0.)TV=TT  
C      SPANNUNGSEXONENTEN UND REFERENZSPANNUNGSWERTE DER VERFORMUNGS-  
C      MECHANISMEN  
C      CALL MECH1(TV, END, SIGRD, EPSPRD)  
C      CALL MECH2(TV, ENV, SIGRV, EPSPRV)  
C      SAUERSTOFFMODELL: BERUECKSICHTIGUNG DES NORMALEN TEMPERATUREFFEKTS  
C      EMOREL=EMOT/EMOV  
C      SIGRD=SIGRD*EMOREL  
C      SIGRV=SIGRV*EMOREL  
C      VERFESTIGUNG  
C      CALL HARDEN(EPSPNO, EPSNO, DTAU, BSIG, SF, TV, TT, COX)  
C      ENERGIE FUER WECHSEL DER VERFORMUNGSMECHANISMEN  
C      CALL FLUEN(TT, EFR)  
C      EF=EF+(SIGNO*EPSPNO*DTAU/EFR)*1.E+6  
C      IV=0  
C      BESTIMMUNG DER KONSTANTEN DER VERFORMUNGSMECHANISMEN  
C      CALL CONSTK(END, SIGRD, EPSPRD, EPSP, CONSTD, IV, EF)  
C      IV=1  
C      CALL CONSTK(ENV, SIGRV, EPSPRV, EPSP, CONSTV, IV, EF)  
C      SIGNO=SIGNO-BSIG  
C      NEGATIVE VERGLEICHSSPANNUNG NICHT ZUGELASSEN, DA MODELL DAFUER  
C      NICHT GEEICHT  
C      IF(SIGNO.LT.0.)SIGNO=0.  
C      VERGLEICHSDEHNGESCHWINDIGKEIT  
C      EPSPD=CONSTD*SIGNO**END  
C      EPSPV=CONSTV*SIGNO**ENV  
C      EPSP=EPSPD+EPSPV  
C      RETURN  
C      END
```

```
      SUBROUTINE HARDEN(EPSP, EPS, DZ, BSIG, SF, TV, TT, COX)
C      SR BERECHNET DIFFERENTIELLE ZUNAHME DER VERFESTIGUNG;
C      KEINE REIN ZEITLICH BEDINGTE ERHOLUNG ENTHALTEN
C      EPSP = DEHNGESCHWINDIGKEIT (1/S)
C      EPS = DEHNUNG (S)
C      DZ = ZEITSCHRITT (S)
C      BSIG = VERFESTIGUNGSSPANNUNG (MPA)
C      SF = SCHADENSFUNKTION (-)
C      TT = TEMPERATUR (K)
C      TV = AEQUIVALENTE TEMPERATUR (K)
C      COX = SAUERSTOFFGEHALT (-)
      COMMON/CDYNO/END, ENV, SIGRD, SIGRV, EPSPRD, EPSPRV, CONSTD, CONSTV
      COMMON /VERDI/ SIGSU, EPSQ
      CALL VERKO2(TT, A1, A3)
C      PROGRAMM IST FUER ECHE NEGATIVE DEHNGESCHWINDIGKEITEN NICHT VOR-
C      GESEHEN
      EPPA=ABS(EPSP)
      IF(EPPA.LE.1.E-12) GOTC 100
      CALL BERDA(TT, COX, BM, SFR)
C      BESTIMMUNG DER MOMENTAN ZU ERWARTENDEN ENDDREHNUNG EPSB
      BERSTZ=(1.-SF)/(EPPA**BM)*SFR
      EPSB=EPS+ EPPA*BERSTZ
      SIGSSD=( EPPA/EPSPRD)**(1./END)*SIGRD
      SIGSSV=( EPPA/EPSPRV)**(1./ENV)*SIGRV
      IF(SIGSSD.LE.SIGSSV) SIGSS=SIGSSD
      IF(SIGSSD.GT.SIGSSV) SIGSS=SIGSSV
      EN=ENV
C      PHAENOMENOLOGISCHE BEZIEHUNG FUER EPSQ
      EPSQ=A3*EPSB/EN
      SIGSU=A1*SIGSS*EPSQ
      BSIG=BSIG+DZ*(EPPA*SIGSU/EPSQ- EPPA*BSIG/EPSQ)
100  CONTINUE
      RETURN
      END

      SUBROUTINE VERKO2(D, A1, A3)
C      SR VERKO2 INTERPOLIERT DIE KOEFFIZIENTEN A1 UND A3
C      DES VERFESTIGUNGSMODELLS
      DIMENSION TK(15), A1K(15), A3K(15)
      DATA TK/873., 923., 973., 1023., 1073., 1123., 1173., 1223., 1273.,
*1323., 1373., 1423., 1473., 1573., 1673./
      DATA A1K/4.0, 4.0, 4.0, 3.3, 3.0, 2.0, 2.7, 3.0, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5,
*2.5, 2.5/
      DATA A3K/1.0, 1.0, 1.0, 1.0, 1.0, 1.0, 1.0, 1.0, 0.7, 0.7,
* 0.7, 0.7, 0.7, 0.7, 0.7/
      T=D
      IF(T.LT.873..AND.T.GT.273.) T=873.
      IEND=15
      TKU=TK(1)-1.
C      SUCHEN DES TEMPERATURINTERVALLS
      TKC=TK(IEND)+1.
      K=0
20   K=K+1
      IF(T.LT.TKU) T=TKU+1.
      IF(T.GT.TKO) T=TKO-1.
      IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND)GOTO 20
      K=K-1
      DTR=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
      A1=A1K(K)+DTR*(A1K(K+1)-A1K(K))
      A3=A3K(K)+DTR*(A3K(K+1)-A3K(K))
      RETURN
      END
```

```

SUBROUTINE MECH1 (D,EN,SIGR,EPSPRR)
C   UP ZUR BESTIMMUNG DER TEMPERATURABHAENGIGEN WERTE VON EN UND SIGR
C   FUER DIFFUSIONSGESTEUERTES KRIECHEN
C   D,T= TEMPERATUR (K)
C   EN= SPANNUNGSEXONENT
C   SIGR = REFERENZSPANNUNG (MPA)
C   EPSPRR = REFERENZDEHNGESCHWINDIGKEIT (1/S)
C   DIMENSION TK(15), SR(15), ENR(15)
C   DATA TK/873., 923., 973., 1023.,1073.,1123.,1173.,1223.,1273.,
*1323.,1373.,1423.,1473.,1573.,1673./
C   DATA SR/500.00,400.20,285.50,246.0,198.0,136.0,90.0,50.00,30.5,
*24.0 ,20.5 ,17.0 ,16.6 , 14.0, 12.5/
C   DATA ENR/4.64,4.47 ,4.34,4.00 ,3.64,2.90 ,2.820,3.000,2.640,
*2.65 ,2.57 ,2.65 ,2.60 , 2.60,2.60/
C   DATA EPSPR/0.1/
C   DATA AKT/3.0397E+5/,QT/36195./
C   T=D
C   T=D*1.01
C   IF(T.LT.873..AND.T.GT.273.) GOTO 30
C   IEND=15
C   TKU=TK(1)-1.
C   SUCHEN DES TEMPERATURINTERVALLS
C   TKO=TK(IEND)+1.
C   K=0
20  K=K+1
C   IF(T.LT.TKU) T=TKU+1.
C   IF(T.GT.TKO) T=TKO-1.
C   IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND)GOTO 20
C   K=K-1
C   EM1 =1./ENR(K)
C   EM2 = 1./ENR(K+1)
C   DTR=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
C   EM=EM1 + DTR*(EM2-EM1)
C   EN=1./EM
C   SIGR=EXP(ALOG(SR(K))+ DTR*(ALOG(SR(K+1))-
1  ALOG(SR(K))))
31  EPSPRR=EPSPR
C   RETURN
30  CONTINUE
C   EXTRAPOLATION FUER T < 600C
C   EM=1./ENR(1)
C   SIGR=1./((AKT*EXP(-QT/T))**EM
C   EN=1/EM
C   GOTO 31
C   END
```

```
      SUBROUTINE MECH2(D,EN, SIGR, EPSPRR)
C     UP ZUR BESTIMMUNG DER TEMPERATURABHAENGIGEN WERTE VON EN UND SIGR
C     FUER VERSETZUNGSKRIECHEN
C     D,T= TEMPERATUR (K)
C     EN= SPANNUNGSEXONENT
C     SIGR = REFERENZSPANNUNG (MPA)
C     EPSPRR = REFERENZDEHNGESCHWINDIGKEIT (1/S)
      DIMENSION TK(15), SR(15), ENR(15)
      DATA TK/873., 923., 973., 1023.,1073.,1123.,1173.,1223.,1273.,
*1323.,1373.,1423.,1473.,1573.,1673./
      DATA SR/211.00,175.0,140.10,106.5,76.31,55.00,33.0,16.00,12.8,
*11.7 ,10.30,9.2 ,8.4 , 7.5, 6.6/
      DATA ENR/7.93,7.40 ,6.47,5.30 ,5.08,4.290,5.790,6.500,3.420,
*3.3 ,3.40 ,3.52 ,3.55 , 3.55,3.55/
      DATA EPSPR/0.1/
      DATA QT/27682./,AKT/2.1853E-5/
      IAT=IATM
      T=D
C     T=D*1.01
      IF(T.LT.873..AND.T.GT.273.) GOTO 30
      IEND=15
      TKU=TK(1)-1.
C     SUCHEN DES TEMPERATURINTERVALLS
      TKO=TK(IEND)+1.
      K=0
20    K=K+1
      IF(T.LT.TKU) T=TKU+1.
      IF(T.GT.TKO) T=TKO-1.
      IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND)GOTO 20
      K=K-1
      EM1 =1./ENR(K)
      EM2  = 1./ENR(K+1)
      DTR=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
      EM=EM1 + DTR*(EM2-EM1)
      EN=1./EM
      SIGR=EXP(ALOG(SR(K))+ DTR*(ALOG(SR(K+1))-
1     ALOG(SR(K))))
31  EPSPRR=EPSPR
      RETURN
30  CONTINUE
C     EXTRAPOLATION FUER T < 600C
      EM=1./ENR(1)
      SIGR=1./((AKT*EXP(-QT/T))**EM)
      EN=1/EM
      GOTO 31
      END
```

```
      SUBROUTINE FLUEN(D,EFR)
C      SR FLUEN GIBT DIE TEMPERATURABHAENGIGE FLUIDISIERUNGSENERGIE
C      EFR(NM/M**3)
      DIMENSION TK(15),EFRK(15)
      DATA TK/873., 923., 973., 1023.,1073.,1123.,1173.,1223.,1273.,
*1323.,1373.,1423.,1473.,1573.,1673./
      DATA EFRK/1.00E+08, 0.70E+08, 0.5E+08, 0.36E+08, 3.00E+07, 2.00E+0
17, 5.00E+06, 2.50E+06, 2.00E+06, 1.90E+06, 1.60E+06, 1.40E+06,
C      2 1.00E+06, 1.00E+06, 1.00E+06/
      2 1.30E+06, 1.10E+06, 1.00E+06/
      T=D
      IF(T.LT.873..AND.T.GT.273.) T=873.
      IEND=15
      TKU=TK(1)-1.
C      SUCHEN DES TEMPERATURINTERVALLS
      TKC=TK(IEND)+1.
      K=0
20     K=K+1
      IF(T.LT.TKU) T=TKU+1.
      IF(T.GT.TKC) T=TKC-1.
      IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND)GOTO 20
      K=K-1
      DTR=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
      EFR=EXP(ALOG(EFRK(K)) +DTR*(ALOG(EFRK(K+1))-ALOG(EFRK(K))))
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE CONSTK(EN,SIGR,EPSPR,EPSP,CONST,IV,EF)
C      SUBROUTINE ZUR BERECHNUNG DER KONSTANTEN IM DEHNGESCHWINDIGKEITS-
C      ANSATZ
C      SIGSS = STATIONAERE FLIESSSPANNUNG
C      SIGR = REFERENZSPANNUNG = STAT. FLIESSSPANNUNG FUER EPSP =0.1
C      EF=FLUIDISIERUNGSENERGIE
C      EFR=REFERENZENERGIE (NM/M**3)
      COMMON /VERDI/ SIGSU,EPSQ
      EPPA=ABS(EPSP)
      SIGSS=(EPPA/EPSPR)**(1./EN)*SIGR
      SIGSUG=1.1*SIGSU
      SIGSUI=SIGSU
C      SIGSU > SIGSS WIRD NICHT ZUGELASSEN (IM GUELTIGKEITSBEREICH
C      EPSP > 1.0E-5 IST SIGSS > SIGSU)
      IF(SIGSS.LE.SIGSUG)SIGSUI=0.9*SIGSS
C      KEINE VERFESTIGUNG AUSSERHALB DES GUELTIGKEITSBEREICHS
      IF(SIGSS .LE.1.E-02) CONST=EPSPR/(SIGR)**EN
      IF(SIGSS.GT.1.E-02) CONST=EPSPR/((SIGR*(1.0-SIGSUI/SIGSS))**EN)
      EFDEFR=EF
      IF(EFDEFR.GT.100.)RETURN
      IF(IV.EQ.1)CONST=CONST*(1.-EXP(-EFDEFR))
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE FACRI(EPSPW,DZ,T,COX,ISTOP,SF,EPS,NOUT,DTAU)
C     VERSAGENSKRITERIUM
C     EPSW WAHRE DEHNGESCHWINDIGKEIT, EINGABE
C     DZ LAENGE ZEITSCHRITT SEC,EINGABE
C     T THERMODYNAMISCHE TEMPERATUR K,EINGABE
C     COX SAUERSTOFFKONZENTRATION IN GEWPROZ, EINGABE
C     SF AUFSUMMIERTE SCHADENSFUNKTION EIN UND AUSGABE
C     BM EXPONENT ZUR BEST. DER MOD. BERSTDEHNUNG
C     SFR MODIFIZIERTE BERSTDEHNUNG FUER DIESE ISO BEDINGUNGEN
C     EPS WAHRE DEHNUNG EINGABE UND FALLS BERSTEN AUCH AUSGABE
C     ISTOP 0/1 GEBORSTEN NEIN/JA
      CALL BERDA(T,COX,BM,SFR,NOUT)
      EPSPA=ABS(EPSPW)
      IF(EPSPA.LT.1.E-7)EPSPA=1.E-7
      SF=SF+(EPSPA**BM)*DZ/SFR
      IF(SF.GE.0.95.AND.NOUT.NE.0)
*WRITE(6,10) T,BM,SFR,SF, EPSPW,EPS,DZ
10  FORMAT(' TEMP=',F6.1,' BM=',E12.5,' SFR=',F7.4,' SF=',F7.4,
1  ' EPSPW=',E12.5,' EPSW=',F7.3,' DZ=',E12.5)
      IF(SF.LT.1.) GOTO 100
      ISTOP=1
      DTAU=0.
      IF(EPSPA.NE.0)
*DTAU=(SF-1.)*SFR/(EPSPA**BM)
      EPS=EPS-EPSPA*DTAU
      DTAU=DZ-DTAU
100  CONTINUE
      RETURN
      END
```

```

SUBROUTINE BERDA(TEMP,COX,BM,SFR,NOUT)
C  SUBROUTINE ZUR BESTIMMUNG DES EXPONENTEN BM FUER EPSPW
C  IM BERSTKRITERIUM, SOWIE DER BEZUGSSCHADENSFUNKTION SFR(T,COX)
C  KOEFFIZIENTEN SIND AN ISOTHERME ROHRBERSTEXPERIMENTE IN INERT-
C  UND DAMPFATMOSPHAERE (DATEN VON LEISTIKOW KFK KARLSRUHE) ANGEPASST
C  TEMP = TEMPERATUR (K)
C  COX = SAUERSTOFFGEHALT (-)
DIMENSION TK(15),BMK(15),SFK(15),DSFK(15,6),COXR(6)
DATA IBMO,IFA,IPR/6,0,1/
DATA TK/ 873., 923., 973.,1023.,1073.,1123.,1173.,1223.,1273.,
1 1323.,1373.,1423.,1473.,1573., 1673./
DATA BMK/1.0, 1.0 , 1.00, 0.995,0.99, 1.09, 1.12, 1.05, 0.93,
2 0.94, 0.95, 0.95, 0.95, 0.95, 0.95/
DATA SFK/ 0.76, 0.8, 0.82, 0.88, 0.91, 0.645,0.435, 0.48, 1.08,
1 1.0, 1.0, 1.0, 1.0,1.0,1.0/
DATA COXR /0.0012,0.0015, 0.003, 0.005, 0.008, 0.012/
DATA DSFK /15*0.,
*0.05,0.05,0.05,0.08,0.05,0.08,0.08,0.15,0.03,0.03,0.03,0.03,0.03,
*0.03,0.03,
10.15, 0.15, 0.15,0.15,0.15,0.15,0.3,0.65,0.1,0.1,0.1,0.1,0.1,
*0.1,0.1,
2 0.22,0.22,0.22,0.22,0.22,0.25,0.35,0.80,0.25,0.35,0.35,0.35,0.35,
*0.35,0.35,
3 0.3,0.3,0.33,0.3,0.3, 0.35,0.45,0.70,0.55,0.7,0.7,0.7,0.7,
*0.7,0.7,
4 0.4,0.4,0.4,0.4,0.45,0.50,0.55,0.7,0.65,0.85,0.85,0.85,0.85,
*0.85,0.85/
T=TEMP
IEND=15
IEOX=6
C  BESTIMMEN DES TEMPERATURINTERVALLS
IF(T.LT.TK(1)) T=TK(1)
IF(T.GT.TK(IEND)) GOTO 1000
K=0
20 K=K+1
IF(T.GE.TK(K).AND.K.LT.IEND) GOTO 20
K=K-1
DT=(T-TK(K))/(TK(K+1)-TK(K))
BM=BMK(K)+(BMK(K+1)-BMK(K))*DT
SFR= SFK(K)+(SFK(K+1)-SFK(K))*DT
C  REDUKTION INFOLGE OXIDATION
IF(COX.LE.0.0012) GOTO 50
C  SUCHEN DES INTERVALLS FUER OXIDGEHALT
KO=0
30 KO=KO+1
IF(COX.GE.COXR(KO).AND.KO.LT.IEOX) GOTO 30
KO=KO-1
DSF1= DSFK(K,KO)+ (DSFK(K+1,KO)-DSFK(K,KO))*DT
DSF2= DSFK(K,KO+1)+ (DSFK(K+1,KO+1)-DSFK(K,KO+1))*DT
DSF=DSF1+(DSF2-DSF1)*(COX-COXR(KO))/(COXR(KO+1)-COXR(KO))
SFR= SFR*(1.-DSF)
50 CONTINUE
RETURN
1000 IFA=IFA+1
IF(IFA.LT.IPR)GOTO 50
IPR=IPR*2
WRITE(1BMO,1010) T, TK(IEND),IFA
1010 FORMAT(' BERDA: TEMPERATUR T=',F7.1,'GT.TMAX=',F7.1/
1 ' **** FALL ',I6,'*****')
GOTO 50
END
```