KfK 2908
April 1980

Beziehungen zwischen dem Verformungs-, Bruch- und Duktilitätsverhalten unter beliebig kombinierten instationären Beanspruchungen aus monotonen Temperatur- und Spannungsanstiegen T(t), σ(t,T)

D. Preininger
Institut für Material- und Festkörperforschung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Material- und Festkörperforschung
Projekt Schneller Brüter

KfK 2908

Beziehungen zwischen dem Verformungs-, Bruch- und Duktilitätsverhalten unter beliebig kombinierten instationären Beanspruchungen aus monotonen Temperatur- und Spannungsanstiegen T(t), $\sigma(t,T)$

D. Preininger

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Ausgehend von isotherm ermittelten Materialeigenschaften wurde das Verformungs-, Bruch- und Duktilitätsverhalten von Werkstoffen für beliebig überlagerte monotone Temperatur- und Spannungsanstiege $T(t)$, $\sigma(t,T)$ berechnet. Die gewonnenen Ergebnisse sind insbesondere zur Beschreibung des Hüllrohrmaterialverhaltens bei hypothetischen Kühl- und Reaktivitätsunfällen im SNR bedeutsam. In dem betrachteten mechanischen Modell hoher Temperatur wird eine Zustandsgleichung für die Verformung mit dem Versagenskriterium nach der Summenregel der Lebensdauerverbrauchsanteile (LSR) verknüpft. Analog zu den für isotherme Kriechverformung gültigen Abhängigkeiten nach Monkman-Grant, Dobes-Milička und Garofalo werden in dieser Arbeit Beziehungen zwischen dem Zeitstand-, Verformungs- und Duktilitätsverhalten für monoton instationäre Beanspruchungen abgeleitet. Diese Beziehungen zeigen nur unter speziellen Bedingungen in der Beanspruchung und für das isotherme Kriechen eine direkte Abhängigkeit vom Beanspruchungsverlauf $T(t)$, $\sigma(t,T)$. Entscheidend für das Materialverhalten unter instationären Bedingungen sind primär die beim Versagen gegebenen Belastungsbedingungen sowie die sich hierauf beziehenden isothermen Eigenschaften. Die vielfältig möglichen Überlagerungsformen von $\sigma(t,T)$ mit $T(t)$ können in ihren Versagensmerkmalen generell auf die Belastungstypen A [$T(t)$, σ= konst/$T(t)$, $\sigma(T)$] und B[$\sigma(t)$, T = konst/$\sigma(t)$, $T(t)$] zurückgeführt werden. In Gegenüberstellung zum LSR wurde als Versagenskriterium auch die Dehnungs- Summenregel (DSR) betrachtet. Es zeigte sich, daß unter bestimmten Voraussetzungen hinsichtlich des isothermen Kriechverlaufes und der Belastungsform Identität zwischen der LSR und der DSR erreicht wird.

Abstract

Relations between creep, rupture and ductility at superimposed monotoneous temperature - and stress ramp loadings of arbitrary kinds $T(t)$, $\sigma(t,T)$

A calculation, based on isothermal properties of the material behaviour regarding creep, rupture and ductility at superimposed temperature - and stress ramp loadings of arbitrary kinds $T(t)$, $\sigma(t,T)$ is given. The results are significant particularly for the prediction of fuel cladding behaviour in fast reactors at conditions of hypothetical coolant and reactivity accidents. In the model considered, the validity of a mechanical equation of state for creep and the life fraction rule (LFR) for rupture are assumed. From this, analogous to the known relations by Monkman-Grant, Dobes-Milička and Garofalo for isothermal creep, results which correlate creep, rupture life and ductility behaviour at monotoneous loadings can be derived. These relations depend on the ramp loading forms $T(t)$, $\sigma(t,T)$ directly only for particular conditions of isothermal creep and loading. In the first place the nonsteady material properties are given by the loadings at failure and their corresponding isothermal properties. Moreover, in characterization of the nonsteady failure behaviour the possible kinds of superposition in $\sigma(t,T)$ with $T(t)$ can be reduced to the types of A $[T(t), \sigma = \text{konst}/T(t), \sigma(T)]$ and B $[\sigma(t), T = \text{konst}/\sigma(t), T(t)]$. In comparing LSR for rupture the strain fraction rule (SFR) was also considered. These results agree only if special conditions of isothermal creep and loading are maintained.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Hochtemperaturbauteile sind überwiegend komplex zeitlich veränderten Beanspruchungen in Temperatur und Spannung ausgesetzt. Speziell beim betrachteten schnellen natriumgekühlten Brutreaktor führen postulierte schwere hypothetische Kühl- und Reaktivitätsunfälle im Hüllrohr zu einem starken und schnellen Temperaturanstieg T(t), der meist mit einem gleichzeitigen Spannungsanstieg $\sigma(t,T)$ verbunden ist. Für die Beurteilung der Auswirkungen bei und den Konsequenzen hinsichtlich eines Reaktorweiterbetriebs nach Auftritt solcher Unfälle, ist die Kenntnis des mechanischen Verhaltens unter jenen relevanten und komplexen Temperatur- und Spannungsanstiegen erforderlich. Hierbei ist neben dem Zeitstandverhalten insbesondere auch das Duktilitätsverhalten und das Verformungsverhalten während der Belastung von Interesse. Diese Problematik wird im vorliegenden Bericht theoretisch auf Grundlage isotherm ermittelter Eigenschaften für generell möglich überlagerte Belastungsbedingungen $T(t),\sigma(t,T)$ beliebiger zeitlicher Abhängigkeitsform behandelt. Im betrachteten Modell wird die Existenz einer mechanischen Zustandsgleichung der Verformung /1,2/ vorausgesetzt, sowie die Summenregel der Lebensverbrauchsanteile(LSR) /3,4/ als Versagenskriterium berücksichtigt. In Gegenüberstellung zum LSR wird ferner auch das Versagenskriterium nach der Dehnungs-Summenregel /5/ behandelt, das allerdings häufig nur bei niedrigeren Temperaturen $T < 0,5\ T_s$ anwendbar ist.

Vorlaufende Arbeiten hinsichtlich dieser Thematik von M. Boček /8,9/ befaßten sichunter Anwendung des Versagenskriteriums LSR allein mit der Ermittlung des Zeitstandverhaltens bei Spannungsanstiegen sowie bei Temperaturanstiegen mit zeitlich linearer Abhängigkeit. Desgleichen erfolgte eine Abschätzung des Überlagerungseffektes von linearen Temperatur- und Spannungsanstiegen $T(t),\sigma(t)$ unter den vereinfachend zugrundegelegten Konzept einer in σ und T voneinander unabhängigen Betrachtung.

Aus dem vom Modell abgeleiteten Beziehungen resultieren verknüpfende Gesetzmäßigkeiten zwischen dem Duktilitäts-, Verformungs- und Zeitstandverhalten unter den betrachteten monoton instationären Belastungen $T(t),\sigma(t,T)$ beliebiger Form. Diese werden entsprechend den für stationäre

Verformungsbedingungen bekannten Abhängigkeiten nach Monkman - Grant /6/, Dobes - Milička /22/, Garofalo /7/ gegenübergestellt. Die Kenntnis und der experimentelle Nachweis solcher Verknüpfungen geben nicht nur Hinweise zur Identität der verantwortlichen mikrophysikalischen Prozesse, sondern haben vor allem auch praktische Bedeutung. Diese praktische Bedeutung liegt darin, daß aus den häufig unter instationären Belastungsbedingungen im Vergleich zum Verformungsverhalten einfacher zu ermittelnden Versagenseigenschaften, Kriterien hinsichtlich einer dehnungsbegrenzenden Auslegung abgeleitet werden können. Darüberhinaus besteht die Möglichkeit einer geeigneten Extrapolation zu beliebigen komplexen instationären Belastungsbedingungen basierend auf bei einzelnen voneinander abweichenden Versuchsbedingungen erzielten Ergebnissen.

2. Modell

Das betrachtete Modell beschreibt das Verformungsverhalten, die Standzeit und die Duktilität unter kombinierten Temperatur- und Spannungsanstiegen beliebig zeitlicher Funktion und Überlagerungsform $T(t),\sigma(t,T)$ auf der Basis stationär ermittelter mechanischer Eigenschaften. Zur Beschreibung der inelastischen Verformung wird zunächst die Gültigkeit der von Ludwig /1/ erstmals postulierten und später von Zener und Hollomon /2/ formulierten mechanischen Zustandsgleichung

$$F(\sigma,T,\dot{\varepsilon},s) = 0 \qquad (1)$$

Ausgangsstruktur

vorausgesetzt, die bei gegebener Mikrostruktur s, die Spannung σ, die Temperatur T und die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$ in eindeutiger Form verknüpft. Gl. 1 wurde häufig an verschiedenen Werkstoffen experimentell bestätigt /10-13/. Danach sind die Verformungseigenschaften unabhängig vom erzwungenen Verformungsweg, so daß unter instationären Bedingungen $T(t),\sigma(t,T)$ der Verformungsverlauf $\hat{\varepsilon}(\sigma,T)$ mit der Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ beim

Versagen unmittelbar durch Integration von GL. 1 mit s = f(t) /5/ nach

$$\hat{\varepsilon}_R = \int_0^{\hat{t}_R} \dot{\varepsilon}\,(t)_{T(t),\sigma(t,T)}\,dt \qquad (2)$$

bestimmt wird. Hierin bezeichnen $\dot{\varepsilon}\,(t)_{\sigma,T}$, den isothermen Kriechverlauf und $\hat{t}_R$ die unter Berücksichtigung eines Versagenskriteriums noch zu ermittelnde Standzeit der Instationärbeanspruchung. Nach Grundlage der Summenregel der Lebensdauerverbrauchsteilen von Robinson /3/ und Miner /4/ tritt das Materialversagen unter Voraussetzung

$$\int_0^{\hat{t}_R} \frac{dt}{t_R(\sigma,T,s)} = 1 \qquad (3a)$$

mit t_R als isothermer Standzeit bei den entsprechenden Belastungen σ,T auf. Dieses Versagenskriterium LSR hat nicht allein phänomänologischen Charakter, sondern in bestimmten Fällen mikrophysikalische Konsequenzen hinsichtlich des Materialschädigungsprozesses /14-16/.
In Gegenüberstellung zum erörterten Modell Gl. 1-3a wird ferner die Bruchhypothese der Dehnungs-Summenregel (DSR)/5/ betrachtet. Demzufolge tritt das Versagen unter instationären Belastungen der Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ auf, wenn

$$\int_0^{\hat{\varepsilon}_R} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon_R(T,\sigma)} = 1 \qquad (3b)$$

erfüllt ist, worin $\varepsilon_R(\sigma,T)$ die isotherme Duktilität bei σ,T kennzeichnet. Die Ergebnisse bezüglich der DSR werden in 6. dargestellt. Aus der Verknüpfung von Gl. 1-2 mit Gl. 3a und auch aus Gl. 3b resultieren schließlich korrelierende Abhängigkeiten bzw. notwendig erfüllende Bedingungen zwischen dem Zeitstand,- Duktilitäts- und auch Verformungseigenschaften. Deren experimentellter Nachweis gibt Hinweise zur Anwendbarkeit der betrachteten Modelle sowie Aufschluß inwieweit voneinander unabhängige oder verknüpfende Prozesse das Verformungs- und Bruchverhalten prägen.

3. Temperaturanstiege

3.1 LSR

Für den Temperaturanstieg T(t) bei zunächst konstanter Spannung σ wird die zeitlich universelle Form

$$T - T_o = ct^n \qquad (4)$$

c Zeitkonstante
$n > o$ Zeitexponent
T_o Ausgangstemperatur bei t=o

mit der Temperaturanstiegsgeschwindigkeit $\dot{T}(t,T) = dT/dt$ zugrundegelegt. Setzt man ferner für die Temperatur-und Spannungsabhängigkeit der isothermen Standzeit /17,23/

$$t_R = t_o \sigma^{-m} \exp(Q_R/RT) \qquad (5)$$

t_o Strukturkonstante
Q_R Aktivierungsenergie
R Gaskonstante
m Spannungsempfindlichkeit von t_R

voraus, so folgt aus Gl. 3a für die LSR

$$\int_{T_o}^{T_R} \frac{\exp[-\frac{Q_R}{RT(t)}]\, dT}{t^{n-1}(T)} = t_o c\, \sigma^{-m} n \qquad (6a)$$

worin T_R die Versagenstemperatur bedeutet. Unter den Voraussetzungen $T_R > T_o$ und $Q_R/RT > 5$, die erfüllt sind (letzterer Wert liegt in der Regel bei metallischen Werkstoffen zwischen 10 und 50 /18,19/) erhält man als Lösung von Gl. 6a

$$(t_R)_{T_R,\sigma} = \frac{R}{Q_R} \; \frac{T_R^{(1+\frac{1}{n})}}{n\, c^{1/n}} \qquad (6b)$$

mit $(t_R)_{T_R,\sigma}$ als isothermer Standzeit bei T_R,σ. Die Gültigkeit dieses Zusammenhanges geht für die Grenzbedingungen $n \to o$ und $n \to \infty$ verloren.

Bei exakt T_o = o aber näherungsweise auch bei $T_R >> T_o$ erhält man für T_R aus Gl 4, 6b die übersichtliche Form

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_R}{R} \quad \dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}} \tag{6c}$$

die verdeutlicht, daß die Versagenstemperatur unabhängig von der Form des Temperaturanstieges ist soweit die Temperaturanstiegsgeschwindigkeit beim Versagen $\dot{T}_R$ berücksichtigt wird. Bei gegebenen Q_R wird die Versagenstemperatur allein durch den Parameter $\dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}$ bestimmt.
In /8/ wird zur Herleitung der LSR für den linearen Temperaturanstieg (n=1) gegenüber Gl. 5 von einem $t_R(T)$ - Ansatz über die Larson - Miller Extrapolation /18/ ausgegangen. Mit diesem Konzept das für $T_R \gtrsim T_o$ nicht aber $T_R >> T_o$ anwendbar ist, resultiert gegensätzlich zu Gl. 6c ein Einfluß der isothermen Standzeit bei T_o sowie auch von T_o selbst (s. Appendix).

3.2 Duktilität

3.2.1 Tertiärkriechen

Insbesondere bei hohen Temperaturen und Standzeiten ist der isotherme Kriechverlauf infolge wirksam werdender thermisch bedingter Materialschädigung vielfach durch den Auftritt ausgeprägten Tertiärkriechens gekennzeichnet/17/. Zu dessen Beschreibung kann in der Regel ein Ansatz der Form /20,21/

$$\dot{\varepsilon}(t) = \dot{\varepsilon}_s(1 + At^{\alpha}) \tag{7}$$

A(σ,T) Materialkonstante
α Zeitexponent

verwendet werden, wobei die Parameter A,α > o die Stärke des Tertiärkriechens bzw. die Materialschädigung kennzeichnen. Für die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_s$ bzw. $\dot{\varepsilon}$ bei t=o gilt häufig analog zu Gl. 1

$$\dot{\varepsilon}_s = B\,\sigma^{n_v} \exp(-Q_v/RT) \tag{8}$$

Q_v Aktivierungsenergie der Verformung
n_v Spannungsempfindlichkeit von $\dot{\varepsilon}_s$
B Strukturkonstante

Damit folgt aus der Integration von Gl. 2 unter Berücksichtigung von Gl. 6b, 7, 8 die Duktilität unter der instationären Belastung

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s \cdot t_R)_{T_R,\sigma} \cdot \eta \cdot (1 + \hat{C}_T) \qquad (9)$$

mit dem Parameter

$$\hat{C}_T = A_R \left(\frac{T_R}{C}\right)^{\alpha/n} \qquad \eta = \frac{Q_R}{Q_v} \qquad (9a)$$

welcher in Zusammenhang mit Gl. 6b für $T_o = 0$ auch

$$\hat{C}_T = A_R\, n^{\alpha} \left(\frac{T_R}{\dot{T}_R}\right)^{\alpha} \qquad (9b)$$

ergibt. Hierin bedeuten in $(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma}$; A_R die stationäre Kriechgeschwindigkeit bzw. der Wert A bei T_R,σ. Für die Stationärverformung ($\dot{\varepsilon} \neq f(t) = \dot{\varepsilon}_s$) folgen aus Gl. 9 unmittelbar die Zusammenhänge

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon} \cdot t_R)_{T_R,\sigma} \cdot \eta \qquad (10)$$

und in der instationären Parameterform auch

$$\hat{\varepsilon}_R = \frac{R}{Q_v} \quad \frac{T_R^{\,2}}{\dot{T}_R} \quad (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma} \qquad (10a)$$

welche soweit $m = n_v$, $Q_R = Q_v$ bzw. $\eta = 1$ mit der bekannten Monkman - Grant Beziehung /6/

$$\dot{\varepsilon}_{min} \cdot t_R = \text{konst} \qquad (10b)$$

$\dot{\varepsilon}_{min}$ minimale Kriechgeschwindigkeit

und für $Q_R = Q_v$ auch mit der von Dobes - Milička /22/ empirisch gemäß

$$\frac{\dot{\varepsilon}_{min} \cdot t_R}{\varepsilon_R} = \text{konst} \qquad (10c)$$

erweiterten Form für den Fall stationärer Belastungsbedingungen identisch werden. Die Verknüpfungen Gl. 10b, c stellen eine Brückenbildung zwischen dem Kriechverhalten, der Lebensdauer und der Duktilität eines instationär beanspruchten Bauteiles dar und haben damit besonders praktische Bedeutung /23-26/. Gl. 10b bedeutet letztlich, daß die isotherme Duktilität spannungs- und temperaturunabhängig sein müßte, was in dieser Allgemeinheit nicht haltbar ist und auch in der erweiterten Form Gl. 10c vermieden wird. Aufgrund von Gl. 10 ist unter instationären Beanspruchungen bei $\dot{\varepsilon} \neq f(t)$ die Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ nicht direkt von den Parametern n, T_R, $\dot{T}_R$, die die instationäre Verformungsbedingungen kennzeichnen, abhängig.

Bei ausgeprägten Tertiärkriechen dagegen, d. h. A_R, $\alpha > o$ und hohen $T_R/\dot{T}_R$, n wird $\hat{C}_T > 1$ womit dann aus Gl. 9 der Zusammenhang

$$\dot{\varepsilon}_R \simeq A_R\left(\frac{n}{R}\right)^{\alpha} \eta^{\alpha+1} \frac{(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma} (t_R)^{\alpha+1}_{T_R,\sigma}}{T_R^{\alpha}} \qquad \text{für } \hat{C}_T > 1 \tag{11}$$

folgt, der mit den Beziehungen nach Monkman - Grant (MG) und Dobes - Milička (DM) (Gl. 10b, c) nicht mehr übereinstimmt. Demzufolge wird hierfür die Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ neben den isothermen Verformungseigenschaften $(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma}$, A_R zusätzlich von den instationären Belastungsparametern T_R, n bestimmt. Bei gegebenen A_R, η, n gelten hinsichtlich der Duktilität unter der Instationärbelastung daher die funktionellen Verknüpfungen

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_1} = (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma} (t_R)^{\alpha+1}_{T_R,\sigma} T_R^{-\alpha} \tag{12a}$$

und

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R \, \dot{T}_R^{1+\alpha}}{T_R^{\alpha+2} (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma}} = K_2 \tag{12b}$$

mit den Materialkonstanten K_1, K_2. Beschreibt $(\dot{\varepsilon}_R)_{T_R,\sigma}$ die isotherme Duktilität bei $\dot{T}_R,\sigma$, so folgt aus Gl. 7, 9 für das Duktilitätsverhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}$ ferner

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} = (1 - c_T)\,(1 + \hat{c}_T) \cdot \eta \qquad (13)$$

mit

$$c_T = \frac{1}{1 + \frac{1+\alpha}{A_R (t_R)^{\alpha}_{T_R,\sigma}}}$$

Danach wird, soweit $\eta = 1$ nur für die Stationärverformung ($\dot{\varepsilon} \neq f(t)$, α, $A_R = 0$) sowie sonst generell bei $n = 0$ oder auch $\dot{T}_R \to \infty$

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} = 1 \qquad (13a)$$

Im allgemeinen Fall von α, $A_R \neq 0$ gilt demgegenüber stets

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \geq 1 \qquad (13b)$$

Als Sonderfall von Gl. 13 erhält man bei $\hat{c}_T > 1$, also für das ausgeprägte Tertiärkriechen und hohen Werten in $T_R/\dot{T}_R$ infolge c_T, $c_T \cdot \hat{c}_T \ll \hat{c}_T$ näherungsweise auch

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \cong (1 + \hat{c}_T) \cdot \eta \qquad (13c)$$

Nach Gl. 13a - c resultieren demzufolge unter instationären Belastungsbedingungen gegenüber der Stationärbelastung bei sonst identischen Beanspruchungen in T_R,σ höhere Duktilitäten. Die Abweichungen voneinander nehmen mit abnehmenden $\dot{T}_R$ sowie zunehmenden Tertiärkriechanteil (hohe Werte in α, A_R, Q_R und n) zu.

3.2.2 Primärkriechen

Zur Beschreibung des isothermen Kriechverlaufes bei vorwiegend gegebenen Primärkriechen wird vom universellen Ansatz

$$\dot{\varepsilon}(t) = \dot{\varepsilon}_o(1 - P \cdot t^{\beta}) \qquad (14)$$

$\beta < 1$ Zeitexponent
$\dot{\varepsilon}_o$ $\dot{\varepsilon}$ bei $t = o$
$P\ (\sigma, T)$ Materialparameter

mit dem realistischen Wert $\dot{\varepsilon}\ (t=o) = \dot{\varepsilon}_o$ bei β, $P > 0$ und dem Gültigkeitsbereich $P \cdot t_R^{\beta} \leq 1$ ausgegangen. Für die Bedingungen $t < t_R$, $\varepsilon < \varepsilon_R$ wird diese Form mit der zusätzlichen Einschränkung $\beta = 1$ identisch mit der bekannten Garofalo Beziehung /27/

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_o + \dot{\varepsilon}_s \cdot t + \varepsilon_t(1 - e^{-m_g t}) \qquad (14a)$$

(ε_o Belastungsdehnung, ε_t, m_g (σ, T) Materialparameter) die sich vielfach bewährt hat /26,27/, wobei

$$P = \frac{\varepsilon_t\, m_g^2}{\varepsilon_o} \qquad (14b)$$

und

$$\dot{\varepsilon} \simeq \dot{\varepsilon}_s + \varepsilon_t\, m_g \qquad (14b)$$

gilt. Gleichermaßen wird eine Übereinstimmung von Gl. 14 mit dem Primärkriechen nach Yetty und Andreade /30,31/ für P, $\beta < o$ mit den Eigenschaften $\dot{\varepsilon}\ (t=o) \to \infty$, $\dot{\varepsilon}\ (t \to \infty) = \dot{\varepsilon}_s$ ohne zeitlicher Einschränkungen $(o < t < \infty)$ erreicht. In dieser Form ist Gl. 14 daher für die Dehnbereiche nahe beim Bruchwert ε_R am besten geeignet. Unter Berücksichtigung von Gl. 14 ergibt sich analog zu den Erörterungen in 3.2.1 unmittelbar

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_o \cdot t_R)_{T_R, \sigma} (1 - \hat{C}_P) \cdot \eta$$

$$\hat{C}_P = P_R \left(\frac{Q_R \cdot n}{R}\right)^{\beta} \left[\frac{(t_R)_{T_R, \sigma}}{T_R}\right]^{\beta} \qquad (15)$$

sowie für das Verhältnis $\hat{\varepsilon}_R \, / \, (\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}$

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} = (1 + C_P)\,(1 - \hat{C}_P) \cdot \eta \tag{16a}$$

mit

$$C_P = \frac{1}{\frac{(1+\beta)}{P_R \quad (t_R)_{T_R,\sigma}^{\beta}} - 1} \tag{16b}$$

Soweit nun $C_P = \hat{C}_P = o$ gilt wiederum Gl. 13a, als Bedingung der Stationärkriechverformung. In allen übrigen Fällen jedoch und gegensätzlich zum Tertiärkriechen erhält man

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \leq 1 \tag{17}$$

Mögliche Werte von $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma} < o$ bei geringen $\dot{T}_R$ und hohen T_R, P_R sind aufgrund Gl. 14, 16a,b bedeutungslos, da hier z.T. $\dot{\varepsilon}(t)<o$ wird. Das Verhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}$ nimmt gegensätzlich zum Tertiärkriechen mit zunehmenden $T_R/\dot{T}_R$, β, P_R, Q_R und n ab. Hierbei gilt als Sonderfall von Gl. 17 wiederum bei ausgeprägten Tertiärkriechen und hohen $\dot{T}_R$ (> 10 K/sec)

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \simeq (1 - \hat{C}_P) \cdot \eta \tag{18}$$

3.2.3 Allgemeiner Kriechverlauf

Liegt ein Kriechverlauf in allgemein üblicher Form mit Primär-, Stationär- und Tertiärkriechanteilen vor, so kann zu dessen Beschreibung der Ansatz

$$\dot{\varepsilon}\,(t) = \dot{\varepsilon}_0\,(1 - P \cdot t^{\beta} + At^{\alpha}) \tag{19a}$$

($\beta \neq \alpha$, $P \neq A$) mit der minimalen bzw. stationären Kriechgeschwindigkeit bei

$$t_{min} = \left(\frac{P}{A}\,\frac{\beta}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\alpha - \beta}} \tag{19b}$$

zugrundegelegt werden. Damit erhält man schließlich analog zu 3.2.2 und 3.2.1. die Abhängigkeit

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_0 \cdot t_R)_{T_R,\sigma}\,(1 + \hat{C}_T - \hat{C}_P)\,\eta \tag{20}$$

die verdeutlicht, daß für $x > 1$ mit

$$x = \frac{A_R}{P_R}\left[n\,\frac{Q_R}{R}\right]^{\alpha - \beta}\left[\frac{(t_R)_{T_R,\sigma}}{T_R}\right]^{\alpha - \beta} \tag{20a}$$

das Tertiärkriechen und für $x < 1$ das Primärkriechen hinsichtlich der Versagenseigenschaften $\hat{\varepsilon}_R$, T_R dominieren. Bei $x = 1$ tritt Kompensationswirkung auf, so daß ebenso wie beim Stationärkriechen die Monkman - Grant und Dobes - Milička Beziehungen (Gl. 10b,c) erfüllt sind. Für das Verhältnis der instationären zur stationären Duktilität ergibt sich ferner

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} = (1 - C_A)\,(1 + \hat{C}_T - \hat{C}_P) \cdot \eta \tag{21}$$

mit

$$C_A = \frac{C_T}{1 - F \cdot C_T} - \frac{C_P \cdot F}{F + C_P} \tag{21a}$$

und

$$F = \frac{P_R}{A_R}\,\frac{(\alpha + 1)}{(\beta + 1)}\,(t_R)_{T_R,\sigma}^{\beta - \alpha} \tag{21b}$$

Hieraus folgt als Näherungsform bei hohen $\dot{T}_R$

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \cong (1 + \hat{C}_T - \hat{C}_P) \cdot \eta \tag{21c}$$

die verdeutlicht, daß soweit $\eta = 1$ die Ungleichungen

$$\left.\begin{aligned} x > 1 \;&\rightarrow\; \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} > 1 \\ x < 1 \;&\rightarrow\; \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} < 1 \end{aligned}\right\} \quad \text{Beziehungen nach MG und DM sind nicht erfüllt}$$

$$x = 1 \;\rightarrow\; \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} = 1 \qquad \text{Beziehungen nach MG und DM sind erfüllt} \tag{21d}$$

gelten, und damit auch allgemein

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}} \gtreqless 1 \tag{21e}$$

Hinsichtlich des Einflusses der Parameter α, β, A_R, P_R des isothermen Kriechverlaufes sowie $\dot{T}_R$, T_R, n auf das Duktilitätsverhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}$ gilt, abhängig von $x > 1$, $x < 1$, das in 3.2.1 bzw. 3.2.2 erörterte.

4. Kombinierte Temperatur- und Spannungsanstiege

4.1. $T(t)$, $\sigma(T)$

Zunächst wird ein zeitlicher Temperaturanstieg $T(t)$ mit einem temperaturabhängigen Spannungsanstieg $\sigma(T)$ betrachtet. Vergleichbare Bedingungen liegen z. T. bei den durch Spaltgas beanspruchten SNR - Brennstäben bei Auftritt von Kühlunfällen, sowie auch bei Reaktivitätsunfällen infolge der mechanischen Wechselwirkung zwischen Brennstoff und der Hülle während des Temperaturanstieges vor. Für $\sigma(T)$ wird hierbei ein Potentialansatz

$$\sigma(T) = \sigma_o \left(\frac{T}{T_o}\right)^{\gamma} \qquad T > T_o \tag{22}$$

mit $\gamma \lesssim 1$ vorausgesetzt. Für $T(t)$ wird wiederum Gl. 4 zugrundegelegt.

4.1.1 LSR

Wird von einer Spannungsabhängigkeit der isothermen Standzeit nach Gl. 5 ausgegangen, so erhält man durch Integration von Gl. 3a als Ergebnis die gleiche Form wie Gl. 6b,c, soweit für die isotherme Standzeit der Wert bei T_R und der Spannung beim Bruch σ_R, $\left[(t_R)_{T_R,\sigma_R}\right]$ berücksichtigt wird.

4.1.2 Duktilität

Für das Tertiärkriechen gemäß Gl. 7 ergibt sich aus Gl. 2,4,5,22

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s \cdot t_R)_{T_R,\sigma_R} \; (1 + \hat{C}_T) \cdot \eta \tag{23}$$

worin nun $(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma_R}$ die isotherme Kriechgeschwindigkeit bei σ_R, T_R kennzeichnet. Der Vergleich mit Gl. 9 verdeutlicht, daß die Form des Spannungsanstieges (Parameter γ in Gl. 22) keinen direkten Einfluß nimmt, soweit die eingangs postulierten Voraussetzungen $T_R \gg T_o, Q_R/RT$ und auch $Q_v/RT > 5$ erfüllt sind. Für $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}$ gilt daher gleichermaßen Gl. 13-13c, wenn $(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}$ die isotherme Duktilität bei σ_R, T_R beschreibt. Unter Berücksichtigung der Bedeutung von $(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma_R}; \sigma_R$ gilt für das Primärkriechen das in 3.2.2

und für den generellen Kriechverlauf das in 3.2.3 erörterte.

4.2 $T(t)$, $\sigma(t)$

In Ergänzung zu 4.1 wird folgend ein zeitlich überlagerter Temeratur- und Spannungsanstieg betrachtet. Hierbei wird für $T(t)$ Gl. 4 und für Spannungsanstieg der Ansatz

$$\sigma(t) = \sigma_s \, t^{\delta} \tag{24}$$

verwendet (σ_s Konstante, $\delta > o$ Zeitexponent).

4.2.1 LSR

Aus Gl. 3a,8,5,24 folgt diesbezüglich als Lösung

$$\frac{(t_R)_{T_R,\sigma_R}}{\hat{t}_R^{\,1-y}} = \frac{R}{Q_R} \; \frac{1}{n} \left(\frac{T_R}{C}\right)^{y/n} T_R \tag{25}$$

mit

$$y = 1 + m \cdot \delta$$

bzw. bei $T_o = o$ auch

$$(t_R)_{T_R,\sigma_R} = \frac{R}{Q_R \, n} \; \frac{\hat{t}_R^{\,\frac{1}{n}+1}}{C^m \cdot \delta(\frac{1}{n} - 1) - 1} \tag{27}$$

und

$$(t_R)_{T_R,\sigma_R} = \frac{R}{Q_R} \; \frac{T_R^2}{\dot{T}_R} \left[\frac{n \, T_R}{\dot{T}_R} \right]^{m \cdot \delta \, (1 + \frac{1}{n})} \tag{28}$$

Die Gegenüberstellung von Gl. 28 mit Gl. 6c demonstriert, daß im betrachteten Fall die Versagenstemperatur nun in komplexer Weise von den Parametern δ, m, n und damit von der Form des Spannungs- und Temperaturanstieges abhängt.

4.2.2 Duktilität

4.2.2.1 Tertiärkriechen

Unter Berücksichtigung von Gl. 2, 3a, 7, 8, 5, 25, 26 und der Voraussetzung $m = n_v$ ergibt sich

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s \cdot t_R)_{T_R,\sigma_R} \; (1 + \hat{C}_T) \cdot \eta \tag{29}$$

mit dem Parameter $\hat{C}_T$ nach Gl. 9a. Demnach ist Gl. 29 identisch zur Lösung Gl. 23 des Belastungsfalles $T(t)$, $\sigma(T)$. Im allgemeinen Fall von $m \neq n_v$ erhält man jedoch

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma_R} \; (t_R)^{w}_{T_R,\sigma_R} \; \frac{R^{1-w}}{\hat{t}_R^{\;\Omega - y}} \; \frac{Q_R^{\;w}}{Q_v} \; \frac{(1 + \hat{C}_T)}{c^{\Omega/n - w \cdot y/n} \; n^{1-w}} \tag{30a}$$

mit

$$\Omega = 1 + n_v \cdot \delta \qquad\qquad w = \frac{\Omega/n + 1}{y/n + 1} \tag{30b}$$

Hierfür ist somit die Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ von der Form des Temperatur- und Spannungsanstieges (n, c, δ) sowie zusätzlich von den materialspezifischen Parametern n_v, m abhängig. Letzteres gilt auch für $m = n_v$ über den Faktor $\hat{C}_T$ nach Gl. 9a im Zusammenhang mit Gl. 25, 26. Für das Duktilitätsverhältnis erhält man ferner

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}} = (1 - C_T)\,(1 + \hat{C}_T) \cdot \eta \tag{31}$$

für $m = n_v$ und bei $m \neq n_v$

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}} = (1 - C_T)\,(1 + \hat{C}_T)\,(t_R)^{w-1}_{T_R,\sigma_R} \; \frac{R^{1-w}}{\hat{t}_R^{\;\Omega - y}} \; \frac{Q_R^{\;w}}{n^{1-w}} \; \frac{c^{\frac{w \cdot y}{n} - \frac{\Omega}{n}}}{Q_v} \tag{32}$$

Die Beziehung Gl. 32 wird für δ = o sowie auch bei $m = n_v$, $\alpha > o$ identisch zu Gl. 31, da dann gemäß Gl. 30b, 26 Ω, y , w = 1 wird. Sie verdeutlicht darüberhinaus, daß gegenüber Gl. 13b nun auch $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}$ - Werte geringfügig kleiner als 1 vorliegen können. Ist zusätzlich die Duktilität $\tilde{\varepsilon}_R$ unter dem gleichen Spannungsanstieg (Gl. 24) bei T_R = konst bekannt, so gilt

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{\tilde{\varepsilon}_R} = (t_R)^2_{T_R,\sigma_R} \frac{\Omega \cdot \eta}{(1 + \hat{C}_{T\Omega})} \frac{(1 + \hat{C}_T)}{\hat{t}_R^{\,\Omega}} \tag{33}$$

bei $m = n_v$, $\delta > o$ mit

$$\hat{C}_{T\Omega} = A_R \, \hat{t}_R^{\,\alpha} \frac{\Omega}{\Omega + \alpha} \tag{34}$$

und bei $m \neq n_v$ allgemein auch

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{\tilde{\varepsilon}_R} = (t_R)^{w+1}_{T_R,\sigma_R} \frac{C^{1/n(w \cdot y - \Omega)}}{\hat{t}_R^{\,(2\Omega - y)}} \left(\frac{R}{n}\right)^{1-w} \frac{\Omega \cdot Q_R^w}{Q_v} \frac{(1 + \hat{C}_T)}{(1 + \hat{C}_{T\Omega})} \tag{35}$$

4.2.2.2 Primärkriechen

Diesbezüglich resultieren mit dem Kriechansatz Gl. 14 identische Beziehungen wie beim Tertiärkriechen (Gl. 29 - 35), soweit A_R durch $-P_R$ und α durch β ersetzt werden. Gebenüber Gl. 17 sind jedoch auch $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma_R}$ - Werte geringfügig größer als 1 möglich.

4.2.2.3 Allgemeiner Kriechverlauf

Analog zu Gl. 29 - 32 erhält man für den allgemeinen Kriechansatz Gl. 19a die entsprechenden Lösungen wenn $\hat{C}_T$ durch

$$\hat{C}_A = \hat{C}_T - \hat{C}_P \tag{36}$$

mit $\hat{C}_T$, $\hat{C}_P$ nach Gl. 9a sowie $\hat{C}_{T\Omega}$ durch

$$\hat{C}_{A\Omega} = \hat{C}_{T\Omega} - P_R \, \hat{t}_R^{\beta} \, \frac{\beta}{\Omega + \beta} \tag{37}$$

ersetzt werden.

5. Spannungsanstiege

5.1 LSR

Mit dem Ansatz des Spannungsanstieges $\sigma(t)$ nach Gl. 24 folgt aus Gl. 3a in Verbindung mit Gl. 8

$$\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R, T} \, (m \cdot \delta + 1) \tag{38}$$

wonach das Verhältnis der instationären zur stationären Standzeit mit steigendem Parameter $m \cdot \delta$ zunimmt.

5.2 Duktilität

5.2.1 Tertiärkriechen

Aus Gl. 3a, 7, 8, 24, 38 ergibt sich

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s \cdot t_R)_{\sigma_R, T} \, (1 + \hat{C}_T^s) \tag{39a}$$

mit

$$\hat{C}_T^s = A_R (t_R)^{\alpha}_{\sigma_R, T} \, \frac{\Omega \cdot y}{\Omega + \alpha} \tag{39b}$$

Danach sind gleichermaßen wie beim Temperaturanstieg für das Stationärkriechen die Beziehungen nach MG und DM (Gl. 10b,c) gültig, wobei die Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$

nur für $m = n_v$ spannungsunabhängig wird. Für $\hat{C}_T^s > 1$, d. h. hohen Werten von A_R, $(t_R)_{\sigma_R,T}$; α, δ, wo das Tertiärkriechen dominiert, folgt aus Gl 39a,b.

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T} \; (t_R)_{\sigma_R,T}^{\alpha + 1} \; \frac{\Omega \cdot y}{\Omega + \alpha} \; A_R \qquad \text{für } \hat{C}_T^s > 1 \tag{40}$$

Soweit $m \lessgtr n_v$ nimmt daher $\hat{\varepsilon}_R$, stets bei hohen α ausgeprägter, mit zunehmenden σ_R ab. Ähnlich der Beziehung für den Temperaturanstieg Gl. 13 ergibt sich für das Verhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = (1 - C_T^s)\,(1 + \hat{C}_T^s) \tag{41}$$

mit $C_T^s = C_T\left[(t_R)_{\sigma_R,T}\right]$

Danach gilt abhängig von der Form des Spannungsanstieges δ sowie A_R, $(t_R)_{\sigma_R,T}$ n_v, m, α wie beim Temperaturanstieg

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \geq 1 \tag{42}$$

5.2.2 Primärkriechen

Mit dem Kriechansatz nach Gl. 14 resultieren analoge Beziehungen zum Tertiärkriechen (5.2.1), wenn $\hat{C}_T^s$ durch

$$-\hat{C}_P^s = P_R \cdot (t_R)_{\sigma_R,T}^{\beta} \; \frac{\Omega \cdot y}{\Omega + \beta} \tag{43}$$

und C_T^s durch $-C_P\left[(t_R)_{\sigma_R,T}\right]$ sowie auch $(\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T}$ durch $(\dot{\varepsilon}_o)_{\sigma_R,T}$ ersetzt werden. Wiederum ist auch unter der Voraussetzung $m = n_v$ eine Spannungsabhängigkeit der Duktilität bei Instationärbelastung gegeben. Jedoch gegensätzlich zum Tertiärkriechen nimmt $\hat{\varepsilon}_R$ stets mit steigenden σ_R zu.

Es gilt

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{C_R,T}} \geq 1 \tag{44}$$

wobei nur Lösungen $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T} \geq o$ bedeutsam sind. Das Verhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ fällt ferner mit zunehmenden $(t_R)_{\sigma_R,T}$ und δ, n_v, m, β, P_R ab.

5.2.3 Allgemeiner Kriechverlauf

Aus dem Kriechansatz Gl. 19a folgt

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_o \cdot t_R)_{\sigma_R,T} \; (1 + \hat{C}_T^s - \hat{C}_P^s) \tag{45a}$$

wobei die Beziehungen nach MG und DM (Gl. 10b,c) nur für

$$x_s = \frac{A_R}{P_R} \; (t_R)^{\alpha - \beta}_{\sigma_R,T} \; \left(\frac{\Omega + \beta}{\Omega + \alpha}\right) = 1 \tag{45b}$$

erfüllt sind. Gleichermaßen bei $x_s = 1$ gilt $\hat{\varepsilon}_R \neq f\,(\sigma_R)$ soweit $m = n_v$ zutrifft. Umgekehrt ist für $x_s > 1$ das Tertiärkriechen (5.2.1) und für $x_s < 1$ das Primärkriechen (5.2.2) dominant. Für das Verhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ erhält man ferner die Abhängigkeit

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = (1 - C_A^s) \; (1 + \hat{C}_T^s - \hat{C}_P^s) \tag{46a}$$

mit $C_A^s = C_A\left[\,(t_R)_{\sigma_R,T}\right]$ nach Gl. 21a die verdeutlicht, daß generell

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \gtreqless 1 \tag{46b}$$

wird.

Als Grenzfall von Gl. 46a ergibt sich bei geringen $(t_R)_{\sigma_R,T}$, A_R, P_R, α, β auch näherungsweise

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \simeq (1 + \hat{C}_T^s - \hat{C}_P^s) \tag{47}$$

Diese Abhängigkeit demonstriert übersichtlich, daß auch hierfür analog zum Temperaturanstieg 3. die Ungleichungen Gl. 21d erfüllt sind, wenn $(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ durch $(\varepsilon_R)_{T_R,\sigma}$ und x durch x_s ersetzt werden.

6. Gegenüberstellende Betrachtung der DSR

Nachfolgend wird gemäß den Beschreibungen in 2. gegenüberstellend zur LSR (Gl. 3à) als Versagenskriterium die Dehnungs - Summenregel Gl. 3b betrachtet.

6.1 Temperaturanstiege

6.1.1 Tertiärkriechen

Es wird vom Temperaturanstieg nach Gl. 4 sowie vom isothermen Kriechverlaufansatz nach Gl. 7 ausgegangen. Die Lösung von Gl. 3b erfordert zusätzlich die Kenntnis der entsprechenden Temperaturabhängigkeit der isothermen Duktilität $\varepsilon_R(T)_\sigma$ bei σ = konst. Hierfür sowie ergänzend hinsichtlich der Spannungsabhängigkeit wird der Ansatz

$$(\varepsilon_R)_{\sigma,T} = \varepsilon_{Ro} + h\, T^d \sigma^u \qquad d,u \gtrless o \quad h \text{ Konstante} \tag{48}$$

vorausgesetzt, der im Temperaturintervall $T_o < T < T_R$ gültig sein soll. Ist darüberhinaus $\varepsilon_{Ro} \approx o$, so erhält man aus Gl. 3b als analytische Lösung

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma} \; \frac{R}{Q_v} \; \frac{T_R^{1 + \frac{1}{n}}}{n\, C^{1/n}} \left[1 + A_R\left(\frac{T_R}{C}\right)^{\alpha/n}\right] \tag{49}$$

woraus sich mittels Gl. 4, 49 die entsprechenden instationären Standzeiten $\hat{t}_R$ errechnen. Die Umformung von Gl. 49 ergibt für die Versagenstemperatur bei T_o = o ferner die Abhängigkeit

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_v}{R} \; \dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}} \; \left[\frac{1 + L_T}{1 + \hat{C}_T}\right]^{1/2} \tag{50}$$

$$L_T = \frac{C_T}{1 - C_T}$$

mit $\hat{C}_T$ und C_T nach Gl. 9b bzw. Gl. 13, die nur für das Stationärkriechen identisch zur Lösung Gl. 6b der LSR wird. Bei ausgeprägten Tertiärkriechen folgt hieraus andererseits auch die Form

$$T_R \cong \left[\dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}\right]^{\frac{\alpha + 1}{\alpha + 2}} \left[\frac{Q_v}{n^{\alpha} R(\alpha + 1)}\right]^{\frac{1}{\alpha + 2}} \tag{50a}$$

die zeigt, daß nun die Versagenstemperatur vom Parameter A_R unabhängig wird. Da zudem stets α > o ist, ergibt sich hinsichtlich des Produktes $\dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}$ gegenüber der LSR eine ausgeprägtere Abhängigkeit; d. h. es gilt

$$T_R \sim \left[\dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}\right]^{z} \tag{50b}$$

mit $1/2 \leq z \leq 1$ (bei der LSR ist $z = 1/2$). Interessanterweise sind die Ergebnisse bezüglich der instationären Eigenschaften T_R, $\hat{\varepsilon}_R$ nicht direkt abhängig von der Form des Verlaufes $\varepsilon_R(\dot{T})_\sigma$, so daß die Beziehungen Gl. 49 - 50b in guter Näherung auch für ε_{Ro} > o übertragbar sind.

6.1.2 Primärkriechen

Analog zu den Erörterungen in 6.1.1 folgt hierfür aus Gl. 3b, 7

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma} \; \frac{R}{Q_v} \; \frac{T_R^{\,1 + \frac{1}{n}}}{n \, C^{1/n}} \left[1 - P_R \left(\frac{T_R}{C}\right)^{\beta/n}\right] \tag{51}$$

sowie bei $T_o = o$ auch

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_v}{R} \cdot \dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}} \left[\frac{1 - L_P}{1 - \hat{C}_P}\right]^{1/2} \tag{52}$$

$$L_P = \frac{C_P}{1 - C_P} \qquad \hat{C}_P = P_R\, n^\beta \left(\frac{T_R}{\dot{T}_R}\right)^\beta$$

mit dem Gültigkeitsbereich C_P, $\hat{C}_P \leq 1$. Dies verdeutlicht, daß im Gegensatz zum Tertiärkriechen mit zunehmend verstärkten Primärkriechanteil eine Abschwächung in der Abhängigkeit $T_R \doteq f\left[\dot{T}_R \cdot (t_R)_{\sigma_R,T_R}\right]$ erfolgt.

6.1.3. Allgemeiner Kriechverlauf

Diesbezüglich folgt aus Gl. 19a analog zu 6.1.1, 6.1.2 und Gl. 51 für $T_R >> T_o$

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_v}{R} \cdot \dot{T}_R \cdot (t_R)_{T_R,\sigma}} \left[\frac{1 + L_T - L_P}{1 + \hat{C}_T - \hat{C}_P}\right]^{1/2} \tag{53}$$

Diese Abhängigkeitsform wird mit der Lösung für das Stationärkriechen (6.1.1) sowie auch mit dem Ergebnis der LSR, allerdings nur unter der Voraussetzung

$$x_D = \frac{C_T / (1 - C_T) + \hat{C}_T}{C_P / (1 - C_P) + \hat{C}_P} \tag{53a}$$

identisch. Für $x_D > 1$ dominiert das Primärkriechen und für $x_D < 1$ das Primärkriechen.

6.2 Spannungsanstiege

6.2.1 Tertiärkriechen

Unter Verwendung von Gl. 3b, 24 sowie des Ansatzes Gl. 48 für die Spannungsabhängigkeit der isothermen Duktilität ε_R (σ), erhält man für den Kriechverlauf nach Gl. 7 bei $\varepsilon_{Ro} = o$

$$\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R,T}\; P\, \frac{(1 + D_T)}{(1 + \hat{D}_T)} \tag{54a}$$

mit $D_T = L_T[(t_R)_{\sigma_R,T}]$ und

$$P = \delta \cdot (n_v - u)$$

$$\hat{D}_T = A_R \frac{P}{P+\alpha} \hat{t}_R{}^{\alpha} \tag{54b}$$

Hieraus folgt ferner für das Stationärkriechen die Beziehung

$$\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R,T} [\delta \cdot (n_v - u) + 1] \tag{55}$$

die für $m = n_v - u$ identisch zur Lösung Gl. 38 der LSR wird. Im Falle von $n_v = u$ gilt $\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R,T}$; allgemein bei $n_v > u$ jedoch $\hat{t}_R < (t_R)_{\sigma_R,T}$. Bei ausgeprägten Tertiärkriechen erhält man aus Gl. 54a,b ferner näherungsweise die Abhängigkeit

$$\hat{t}_R \simeq (t_R)_{\sigma_R,T} \left(\frac{P+\alpha}{\alpha+1}\right)^{\frac{1}{\alpha+1}} \qquad \text{Für A, } \alpha \gg o \tag{56a}$$

mit

$$\hat{\varepsilon}_R \frac{(P+\alpha)}{A_R} \simeq (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T} \hat{t}_R{}^{(\alpha+1)} \tag{56b}$$

die vergleichbar der Garofalo Beziehung /7/

$$\dot{\varepsilon}_{min} t_R = \text{konst} \tag{57}$$

zur Beschreibung der Verformung unter stationären Belastungsbedingungen ist. Nach Gl. 56a,b nimmt bei gegebenen p das Standzeitverhältnis $\hat{t}_R / (t_R)_{\sigma_R,T}$ mit zunehmenden α ab. Für das Duktilitätsverhältnis $\hat{\varepsilon}_R / (\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ ergibt sich andererseits

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = \frac{P}{s} \frac{1 + D_T \frac{s(\alpha+1)}{(s+\alpha)}}{(1+\hat{D}_T)} \tag{58a}$$

$$s = n_v \cdot \delta + 1$$

mit dem Wert

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = \frac{p}{s} \tag{58b}$$

für das Stationärkriechen sowie auch beim ausgeprägten Tertiärkriechen unter der Voraussetzung

$$x_{Ds} = \frac{(p + \alpha)}{(s + \alpha)} = 1 \tag{58c}$$

Für $x_{Ds} \neq 1$ gilt unter der gleichen Bedingung

$$\begin{aligned} \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} &> 1 \qquad & x_{Ds} > 1 \\ \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} &< 1 \qquad & x_{Ds} < 1 \end{aligned} \tag{59}$$

Gemäß Gl. 58a ergibt sich daher mit zunehmenden Tertiärkriechanteil, d. h. steigenden α, A_R, ein Anstieg von $\hat{\varepsilon}_R$ / $(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$. Hierbei gilt, soweit $p < s$ bzw. $u \cdot \delta > o$ erfüllt ist, im Gegensatz zur LSR (Gl. 42) stets

$$o \leq \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \leq 1 \tag{60}$$

mit $\hat{\varepsilon}_R$ / $(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T} = o$ bei $p = o$.

6.2.2 Primärkriechen

Mittels Gl. 14 und analog zu Gl. 54a erhält man

$$\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R,T} \; p \; \frac{(1 - L_p)}{(1 - \hat{D}_p)}$$

mit $L_p[(t_R)_{\sigma_R,T}]$ und (61)

$$\hat{D}_p = P_R \frac{p}{(p + \beta)} \quad \hat{t}_R^{\beta}$$

Demnach nimmt $\hat{t}_R / (t_R)_{\sigma_R,T}$, gegensätzlich zum Tertiärkriechen (6.2.1), mit zunehmenden β, P_R zu, wobei für das Duktilitätsverhältnis

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = \frac{p}{s} \; \frac{\left(1 - \frac{s\,(\beta + 1)}{(\beta + s)} L_p\right)}{(1 - \hat{D}_p)} \tag{62a}$$

gilt. Soweit nun $s > p$ erfüllt ist, ergibt sich gleichermaßen wie beim Tertiärkriechen (Gl. 60) sowie der Lösung der LSR (Gl. 44)

$$o \leq \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \leq 1 \tag{62b}$$

Mit zunehmend ausgeprägteren Primärkriechen erfolgt hier jedoch ein Abfall des Verhältnisses $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$.

6.2.3 Allgemeiner Kriechverlauf

Analog zu den Erörterungen in 6.2.1, 6.2.2 erhält man mit Gl. 19a die Abhängigkeit

$$\hat{t}_R = (t_R)_{\sigma_R,T} \; p \; \frac{(1 + D_T - L_p)}{(1 + \hat{D}_T - \hat{D}_p)} \tag{63a}$$

Als Grenzfall daraus folgt Gl. 55 als Lösung des Stationärkriechens unter der Voraussetzung

$$\hat{t}_R^{\,\alpha - \beta} = \frac{1 - \frac{(p + \beta)}{p(1 + \beta)} \lambda^{\beta}}{1 - \frac{(p + \alpha)}{p(1 + \alpha)} \lambda^{\alpha}} \; \frac{A_R}{P_R} \; \frac{(p + \alpha)}{(p + \beta)} \tag{63b}$$

$$\lambda = \frac{(t_R)_{\sigma_R,T}}{\hat{t}_R}$$

mit dem Ergebnis $\hat{t}_R/(t_R)_{\sigma_R,T} \neq f\,(\alpha, \beta, A_R, P_R)$. Im allgemeinen Fall jedoch gilt demgegenüber $\hat{t}_R/(t_R)_{\sigma_R,T} \neq f\,(\alpha, \beta, A_R, P_R)$. Ist das Tertiärkriechen dominant, ($A_R > P_R$, $\alpha > \beta$), so nimmt das Verhältnis $\hat{t}_R/(t_R)_{\sigma_R,T}$ mit wachsenden A_R, α ab. Umgekehrt nimmt dagegen beim Primärkriechen $\hat{t}_R/(t_R)_{\sigma_R,T}$ mit steigendem A_R, α zu.

Für das Duktilitätsverhältnis erhält man ferner

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} = \frac{P}{s} \; \frac{1 + \frac{s\,(\alpha + 1)}{(s + \alpha)} D_T - \frac{s\,(\beta + 1)}{(s + \beta)} L_P}{1 + \hat{D}_T - \hat{D}_P} \tag{64a}$$

mit dem Sonderfall der Lösung für das Stationärkriechen

$$\hat{t}_R^{\alpha - \beta} = \frac{P_R}{A_R} \; \frac{\left(\frac{s}{s + \beta} - \frac{p}{p + \beta}\right)}{\left(\frac{s}{s + \alpha} - \frac{p}{p + \alpha}\right)} \tag{64b}$$

Diese Beziehung zeigt keine Identität zu Gl. 63b, so daß im Falle des allgemeinen Kriechverlaufes niemals für $\hat{t}_R/(t_R)_{\sigma_R,T}$ und $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ gleichzeitig die Lösungsformen des Stationärkriechens (Gl. 55 bzw. Gl. 56b) anwendbar werden. Anhand von Gl. 64a gilt, soweit $p < s$

$$o \le \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}} \le 1 \tag{65}$$

im Gegnsatz zur LSR (Gl. 46b), wonach $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T} \gtreqless 1$ sein kann. Für dominierendes Tertiärkriechen ($A_R > P_R$, $\alpha > \beta$) steigt $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ mit wachsenden A_R, α an. Umgekehrt fällt bei dominanten Primärkriechen ($P_R > A_R$, $\beta > \alpha$) $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T}$ mit steigenden P_R, β ab.

6.3 Kombinierte Temperatur- und Spannungsanstiege

Hierfür folgt aus Gl. 3b und Gl. 48, 7 mittels der Spannungs- und Temperaturanstiegsform nach Gl. 24, 4 für das Tertiärkriechen die Lösungsform ($\varepsilon_{Ro} = o$)

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T_R} \left[\frac{\hat{t}_R^{\,u}}{\hat{t}_R^{\,n_v}}\right]^{\delta} \frac{R}{Q_v \cdot n} \; \frac{T_R^{\,(1 + \frac{1+p}{n})}}{\frac{1+p}{C\;\;n}} \left[1 + \hat{C}_T\right] \tag{66}$$

und auch

$$\hat{\varepsilon}_R = (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R, T_R} \; \hat{t}_R \; T_R \frac{R}{n\, Q_v} \; [1 + \hat{C}_T] \tag{67}$$

für $T_o = o$ bzw. $T_R >> T_o$ ($\hat{C}_T$ nach Gl. 9a). Aus Gl. 67 erhält man ferner die übersichtliche Abhängigkeitsform

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_v}{R} \dot{T}_R \quad (t_R)_{\sigma_R, T_R}} \; \left[\frac{1 + L_T}{1 + \hat{D}_T}\right]^{1/2} \tag{68}$$

die identisch zur Lösung des Temperaturanstieges Gl. 50 wird, soweit in $(t_R)_{\sigma_R, T_R}$ die Werte bei T_R, σ_R = konst berücksichtigt werden. Unter der genannten Bedeutung hinsichtlich t_R, $\dot{\varepsilon}_s$ gelten analog die in 6.1 angegebenen Lösungen für das Tertiärkriechen, das Primärkriechen sowie dem allgemeinen Kriechverlauf. Liegen zudem die Duktilität $\tilde{\varepsilon}_R$ und die Standzeit $\tilde{t}_R$ für den Spannungsanstieg (Gl. 24) bei T_R = konst vor, so erhält man für das Tertiärkriechen auch den Zusammenhang

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\tilde{\varepsilon}_R)_{T_R}} = \frac{T_R^2}{\dot{T}_R \quad (\tilde{t}_R)_{T_R}} \; \frac{R}{Q_v} \; \frac{\Omega\,(1 + C_T)}{(1 + \tilde{D}_T)} \tag{69a}$$

mit

$$\tilde{D}_T = A_R \; (\tilde{t}_R)^{\alpha}_{T_R} \; \frac{\Omega}{\Omega + \alpha} \tag{69b}$$

7. Diskussion

7.1 LSR

Es wurden die unter kombinierten monotonen Belastungsanstiegen möglichen Beanspruchungsbedingungen A ($T(t)$, σ = konst und $T(t)$, $\sigma(T)$) und B ($\sigma(t)$, T = konst und $\sigma(t)$, $T(t)$) betrachtet. Bezüglich der LSR als Versagenskriterium verdeutlichten die in 3.1, 4.1.1, 5.1 dargestellten Ergebnisse, daß diese instationären Beanspruchungen in ihren Merkmalen auf die beiden Fälle A und B zu reduzieren sind. Bei den Belastungen A ist die Versagenstemperatur nicht direkt von der Form des Temperatur- und Spannungsanstieges (Parameter n, δ) abhängig. Sie wird primär durch die beim Versagen gegebenen Belastungswerte $(\sigma_R, \dot{T}_R)_{T_R}$ mit der hierfür entsprechenden Standzeit gemäß

$$T_R = \sqrt{\frac{Q_R}{R} \quad (\dot{T}_R \cdot t_R)} \quad \text{Versagensbelastung } \sigma_R, T_R \tag{70}$$

bestimmt. Aus dessen Verknüpfung mit Gl. 5 folgt hieraus ferner für die Spannungsabhängigkeit der Versagenstemperatur $T_R(\sigma_R)$

$$T_R \stackrel{\sim}{-} \frac{Q_R / R}{\mathrm{Ln} \dfrac{(\sigma_R^{\ m})}{\dot{T}_R} - \ln \left(t_o \dfrac{Q_R}{R}\right)} \tag{71}$$

Danach fällt T_R hyperbolisch mit zunehmenden Spannungsfaktor $m \cdot \ln \sigma_R$ sowie abnehmenden $\dot{T}_R$ im Einklang mit Beobachtungen an austenitischen Stählen bei Temperaturberstexperimenten ($T(t)$, σ = konst) /32/ ab. Aus der funktionellen Verknüpfung der instationären Eigenschaftsparameter $T_R(\sigma_R)_{\dot{T}_R}$ ist darüberhinaus der Spannungsexponent der Standzeit nach

$$(m)_{T_R, \sigma_R} = - \left(\frac{\partial T_R}{\partial \ln \sigma_R} \right)_{\dot{T}_R} \frac{R}{Q_R} \left[\ln \left(\frac{\sigma_R^{\ m} \quad R}{\dot{T}_R \; Q_R \; t_o} \right) \right]^2 \tag{72}$$

bestimmbar und zur Überprüfung der Identität mit dem isotherm ermittelten Wert als Voraussetzung der Gültigkeit der LSR geeignet. Aufgrund von

$$\left[\frac{\dot{T}_R}{\sigma_R^{\ m}} \right]_{T_R} = \text{konst} \tag{72a}$$

nach Gl. 70, 5 ist der Spannungsexponent ferner zu

$$(m)_{T_R, \sigma_R} = \left(\frac{\partial \lg \dot{T}_R}{\partial \lg \sigma_R} \right)_{T_R} \tag{72b}$$

definiert und daher auch aus dem Zusammenhang $\dot{T}_R(\sigma_R)_{T_R}$ direkt ermittelbar.

Gegenüber A sind die Belastungsfälle B zusätzlich direkt abhängig vom Verlauf des T, $\sigma(t)$ - Anstieges. Gleichermaßen liegt hierfür keine allgemein gültige Beziehung zur Beschreibung der Versagensparameter $\hat{t}_R$, T_R vor (Gl.25, 31). Bei beiden Belastungsformen A, B zeigen sich die Ergebnisse der LSR jedoch unabhängig vom isothermen Kriechverlaufstyp. Ihre Gültigkeit ist zudem an die zur Ableitung postulierten Voraussetzungen Q_R, t_o, m = konst gebunden. Dies bedingt, daß während der instationären Beanspruchung keine markante Änderung des Bruchprozesses eintritt.

7.2 DSR

Zur Herleitung der Ergebnisse des Versagenskriteriums DSR wurde ein potentieller Ansatz der isothermen Duktilität ε_R (σ, T) Gl. 48 mit $\varepsilon_{Ro} = o$ zugrundegelegt. Hierfür ergab sich wie erwartet, daß die Versagenseigenschaften T_R (σ_R, $\dot{T}_R$) entscheidend von der Form des isothermen Kriechverlaufes geprägt werden. Eine Identität mit der LSR tritt diesbezüglich für das Stationärkriechen bei den Belastungen T(t), σ = konst und $\sigma(t)$, T(t) generell, sowie auch bei $\sigma(t)$, T = konst für die Zusatzbedingung $m = n_v - u$ auf. Demgegenüber wird beim allgemeinen Kriechverlaufstyp diese Identität nur unter einer einzigen individuell verschiedenen Bedingung erreicht, wobei diese nie gleichzeitig für $\hat{t}_R$, T_R und der Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ erfüllt ist. Als Konsequenz hieraus folgt, daß die experimentelle Bestätigung von Gl. 70 allein kein ausreichender Nachweis für die Erfüllung der LSR oder der DSR in ihren ursprünglichen Bedeutungen nach Gl. 3a,b darstellt. Dazu ist als weitere Voraussetzung zumindest die Kenntnis des Duktilitätsverhaltens $\hat{\varepsilon}_R$, $\hat{\varepsilon}_R / (\varepsilon_R)_{\sigma_R, T_R} = f(T_R, \sigma_R, \dot{T}_R)$ erforderlich. Für das Stationärkriechen ist eine solche Differenzierung zwischen DSR und LSR generell nicht möglich. Die DSR ist für die Belastungen T(t), σ = konst und $\sigma(t)$, T(t) nicht direkt vom Verlauf des Temperatur- und / oder Spannungsanstieges abhängig. Für $\sigma(t)$, T = konst jedoch mit $m \neq n_v$ wird die DSR vom Spannungsverlauf und auch von der Abhängigkeitsform der Duktilität ε_R (T, σ) sowie dem Parameter n_v direkt beeinflußt. Der Einfluß des isothermen Kriechverlaufes zeigt sich bei den Belastungen T(t), σ = konst / T(t), $\sigma(t)$ insbesondere in der Abhängigkeit $T_R = f\,(\dot{T}_R \cdot t_R)^z_{\sigma_R, T_R}$ mit den möglichen Exponentwerten von $1/2 \leq z = f(\varepsilon(t)) \leq 1$. Gegenüber dem Versagenskriterium LSR resultieren aus der DSR Konsequenzen hinsichtlich der instationären Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ bzw. des Verhältnisses $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$. Zur Beschreibung von $\hat{\varepsilon}_R$ ist für das Stationärkriechen sowie bei einzelnen Bedingungen des allgemeinen Kriechverlaufes die für stationäre Belastungen gültige Monkman - Grant Beziehung sowie dessen Erweiterung nach Dobes - Milička generell anwendbar. Diese ist in der Form

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{\eta} = (\dot{\varepsilon}_s \cdot t_R)_{\text{Versagensbelastung } \sigma_R, T_R} \tag{73a}$$

die nur stationäre Eigenschaften enthält für alle Belastungsfälle A, B gleichermaßen gültig ($\eta = Q_R/Q_v$ bei T(t) und $\eta = 1$ bei T = konst). Durch Umformen von Gl. 73a resultieren auch Zusammenhänge die überwiegend nur die instationären Parameter T_R, $\dot{T}_R$, $\hat{t}_R$ enthalten. Diesbezüglich erhält man bei Temperaturanstiegen (T(t), σ(t, T))

$$\hat{\varepsilon}_R = \frac{R}{Q_v} \frac{T_R^2}{\dot{T}_R} (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R, T_R} \tag{73b}$$

und bei Spannungsanstiegen (T = konst)

$$\hat{\varepsilon}_R = \frac{\hat{t}_R}{p} (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R, T} \tag{73c}$$

die in diesen Formen besonders zur experimentellen Überprüfung an hand von instationären Messungen allein geeignet sind /32/. In den Fällen des allgemeinen Kriechverlaufes ε(t) ergibt sich andererseits nur beim Tertiärkriechen und Spannungsanstieg mit

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_3} \simeq (\dot{\varepsilon}_s)_{T_R, \sigma_R} \hat{t}_R^{\,\alpha + 1} \tag{74a}$$

vergleichbar zur Garofalo Beziehung Gl. 57, eine übersichtliche Beschreibungsform der instationären Duktilität mit der Spannungsabhängigkeit

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_4} \simeq \sigma_R^{\,n_v - m(\alpha + 1)} \tag{74b}$$

Demnach ist infolge $\alpha > o$, eine Duktiltätsverminderung mit zunehmender Spannung σ_R gegeben. Die hinsichtlich $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ aus dem DSR resultierenden Bedingungen bzw. mögliche Wertebereiche sind für beide Belastungsfälle A,B unabhängig vom isothermen Kriechverlauf. Hierbei gilt stets

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}} \neq f\,(\sigma_R, T_R, \dot{T}_R) = 1 \tag{75}$$

bei den Belastungen T(t), σ = konst und T(t), $\sigma(t)$ sowie andererseits beim Spannungsanstieg

$$o \leq \frac{\hat{\varepsilon}_R}{(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}} = f\left[\sigma_R,\ (t_R)_{\sigma_R}\right]_{\varepsilon(t)} \leq 1 \tag{76}$$

wobei dessen Abhängigkeit von σ_R, $(t_R)_{\sigma_R}$ vom isothermen Kriechverlaufstyp entscheidend geprägt wird. Die Überprüfungen zum Absolutwert des Duktilitätsverhältnisses $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ und zum Gang der Abhängigkeiten $\hat{\varepsilon}_R$, $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ = f $(T_R, \dot{T}_R, \sigma_R)$ nach Gl. 73a-c, 75, 76 sind zur Unterscheidung zwischen den Versagenskriterien LSR und DSR in ihrer Bedeutung nach Gl. 3a,b geeignet. Die Anwendbarkeit der DSR bzw. der in 6. angegebenen Beziehungen sind an die gegenüber der LSR abweichenden Bedingungen Q_v, n_v, B = konst sowie zusätzlich an die Existenz der Zustandsgleichung für die Verformung gebunden. Dies setzt keine markante Änderung des Verformungsprozesses oder der hierfür relevanten Mikrostruktur während der Rampenbeanspruchung voraus.

7.3 LSR und Zustandsgleichung

In 2. wurde das Modell zum mechanischen Verhalten unter Instationärbelastung dargestellt, welches die Gültigkeit der LSR mit der Zustandsgleichung der Verformung verknüpft. Diese Verknüpfung ist dann relevant, wenn die Verformung und das Materialversagen voneinander unabhängige Prozessen getragen werden. Diese Voraussetzung ist häufig bei Kriechbeanspruchung hoher Temperatur /17, 33-35/ und speziell bei bestrahlten Werkstoffen infolge der heliuminduzierten Hochtemperaturversprödungswirkung /36, 37/ gegeben. Konsequenzen hieraus resultieren insbesondere für das Duktilitätsverhalten $\hat{\varepsilon}_R$, $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$, so daß speziell dieses auch zur Überprüfung des Modells geeignet ist. Hinsichtlich der Duktilität $\hat{\varepsilon}_R = f\,(T_R,\sigma_R,\dot{T}_R)$ liegt für die Belastungen A kein direkter Einfluß des Spannungs- und Temperaturanstiegsverlaufes vor. Dies gilt auch bei den Fällen B unter der zusätzlichen Bedingung $m = n_v$. Bei $m \neq n_v$ und dem Fall B tritt jedoch eine solche Abhängigkeit auf. Vergleichbar zur DSR ist die Duktilität $\hat{\varepsilon}_R$ für das Stationärkriechen und individuellen Bedingungen des allgemeinen Kriechverlaufes durch der Monkman - Grant ähnlichen Beziehung der Form nach Gl. 73a bestimmt. Ihre Übertragbarkeit auf die instationären Belastungsverhältnisse ist damit gleichzeitig an die Voraussetzung $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} = 1$ gebunden. In der instationären Parameterform der MG - Beziehung ergeben sich gegenüber der DSR Abweichungen zu Gl. 73b,c nur für die Belastungen $\sigma(t)$, $T(t)$ mit

$$\hat{\varepsilon}_R = \frac{R}{Q_v}\;\frac{\dot{T}_R^2}{\dot{T}_R}\;\left[\frac{n\;T_R}{\dot{T}_R}\right]^{m\cdot\delta\,(1+\frac{1}{n})}\;(\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T_R} \tag{77a}$$

und für $\sigma(t)$, T = konst mit

$$\hat{\varepsilon}_R = \frac{\hat{t}_R}{(m\cdot\delta+1)}\;(\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T} \tag{77b}$$

Für den allgemeinen Kriechverlaufstyp sind die Lösungsformen $\hat{\varepsilon}_R = f(T_R,\sigma_R,\dot{T}_R)$ demgegenüber allgemein komplex. Nur auch beim Tertiärkriechen ergibt sich diesbezüglich mit

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_1} = \frac{(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma_R}\;(t_R)^{\alpha+1}_{T_R,\sigma_R}}{T_R^{\alpha}} \tag{78a}$$

und

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_2} = (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T}\;\frac{T_R^{\alpha+2}}{\dot{T}_R^{1+\alpha}} \tag{78b}$$

bei den Temperaturanstiegen $T(t)$, $\sigma(t,T)$ sowie $m = n_v$ eine allgemein gültige und übersichtliche Abhängigkeit. Beim Spannungsanstieg gilt demgegenüber

$$\frac{\hat{\varepsilon}_R}{K_5} = (\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T} \; (t_R)^{\alpha + 1}_{\sigma_R,T} \qquad (78c)$$

mit der zur DSR (Gl. 74a) vergleichbaren Form. Gleichermaßen folgt Gl. 78c unmittelbar auch aus Gl. 78a für T = konst. Die Abhängigkeiten Gl. 78a-c gelten auch näherungsweise für das Primärkriechen (3.2.2), soweit gleichzeitig der Exponentialfaktor $\alpha < o$ erfüllt ist und $(\dot{\varepsilon}_s)_{\sigma_R,T_R}$ durch $(\dot{\varepsilon}_o)_{\sigma_R,T_R}$ ersetzt wird.

Der mögliche Bereich der Werte für das Duktiltitätsverhältnis $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ zeigt sich unabhängig von den Belastungsformen A, B und wird primär nur vom isotheremen Kriechverlauf bestimmt. Hierbei tritt als zusätzlicher Einflußfaktor der Belastungsverlauf σ, $T(t)$ nur beim Fall B mit $m \neq n_v$ auf. Allgemein gilt beim Tertiärkriechen $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} \geq 1$, beim Primärkriechen $o \leq \hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} \leq 1$ und beim allgemeinen Kriechverlauf $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} \gtrless 1$. Diese Differenzen im allgemeinen Wertebereich des Verhältnisses $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ setzen sich, abhängig vom Kriechverlaufstyp, auch im Gang der Abhängigkeiten $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} = f(T_R, \dot{T}_R, \sigma_R)$ fort. Es gilt beim Stationärkriechen und einzelnen Bedingungen des allgemeinen Kriechverlaufes $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} \neq f(T_R, \sigma_R, \dot{T}_R)$. Beim Tertiärkriechen nimmt $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ jedoch, ausgehend vom Wert 1 bei $T_R/\dot{T}_R$, $\sigma_R \to \infty$ mit fallenden $T_R/\dot{T}_R$ und $(\sigma_R)_{\dot{T}_R}$ zu. Demgegenüber fällt das Duktilitätsverhältnis beim Primärkriechen wiederum ausgehend vom Wert 1, mit abnehmenden $T_R/\dot{T}_R$ und $(\sigma_R)_{\dot{T}_R}$ ab. Beim allgemeinen Kriechverlaufstyp sind beide Abhängigkeitsformen möglich. Dies demonstriert, daß der experimentelle Nachweis des Modells Gl. 1 bis 3a neben der LSR insbesondere in der Überprüfung im Wert $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R}$ sowie im Gang der Abhängigkeiten $\hat{\varepsilon}_R$, $\hat{\varepsilon}_R/(\varepsilon_R)_{\sigma_R,T_R} = f(T_R, \sigma_R, \dot{T}_R)$ z. T. ohne zusätzlicher Kenntnis der isothermen Kriechverlaufsform erfolgen kann. Gleichermaßen ergibt sich damit eine Differenzierungsmöglichkeit zur

DSR (7.2). Eine Gegenüberstellung des Modells Gl. 1 bis 3a und der DSR mit experimentellen Beobachtungen an austenitischen Stählen ist in Vorbereitung /32/.

Danksagung

Dieser Bericht wurde bezugnehmend auf die Mol 7C - Experimente (Projekt Schneller Brüter) zur Simulation von SNR - Kühlunfällen erstellt. Diesbezüglich sei den Herren H. Knuth, W. Kramer und Dr. Schleisiek für wertvolle Hinweise gedankt.

Appendix

In /8/ wird zur Herleitung der LSR für den linearen Temperaturanstieg (σ = konst) vom t_R (T) - Ansatz über den Larson Miller Parameter /18/

$$P_L = T\,(C_L + \mathrm{Ln}\; t_R) \qquad \text{(A1)}$$

C_L Konstante

ausgegangen. Danach ergibt sich gegenüber Gl. 5

$$\frac{T_R\,T_o}{T_R - T_o} \quad \mathrm{Ln} \quad \frac{(t_R)_{T_o}}{(t_R)_{T_R}} \quad = P_L\,(T_o) \qquad \text{(A2)}$$

unter der Voraussetzung $P_L\,(T_o) = P_L\,(T_R)$ bzw. nicht zu großer Abweichung zwischen T_o und T_R. Einsetzen von Gl. A2 in Gl. 3a ergibt

$$\int_{T_o}^{T_R} e^{P_L\left(\frac{1}{T_o} - \frac{1}{T_R}\right)}\, dT = C \cdot (t_R)_{T_o} \qquad \text{(A3)}$$

mit der Lösung

$$\left[\frac{T_R}{T_o}\right]^2 e^{P_L(1 - T_o/T_R)} = 1 + \frac{P_L \cdot (t_R)_{T_o} \cdot C}{T_o^2} \qquad \text{(A4)}$$

Literaturhinweise

1. D. Ludwig; Elemente der Technologischen Mechanik, Springer - Berlin (1909)
2. C. Zener, J. H. Hollomon; J. Appl. Phys. 17, 69 (1946)
3. E. L. Robinson; Trans. ASME 60, 253 (1938)
4. M. A. Miner, J. Appl. Mech. 12 (1) A159 (1945)
5. C. C. Davenport, J. Appl. Mech. 60, A56 (1938)
6. F. C. Monkman, N. J. Grant, Proc. ASTM 56, 593 (1956)
7. F. Garofalo, R. W. Whitmore, W. F. Amis, F. von Gemmingen, Trans. TMS - AIME 221, 310 (1961)
8. M. Boček, J. Nucl. Mater. 82, 329 (1979)
9. M. Boček, J. Nucl. Mater. 82, 339 (1979)
10. R. J. Arsenault, Acta Met. 14, 831 (1966)
11. O. D. Sherby, T. A. Trozera, J. E. Dorn, Proc. ASTM 56, 789 (1956)
12. J. H. Dorn, The mechanical Behaviour of materials at elevated Temperature, Mc. Graw - Hill, New York, (1961)
13. K. D. Closs, KfK - Report 2115, (1975)
14. A. A. Leckie, D. R. Hayhurst, Acta Met. 25, 1059 (1977)
15. J. Hult, Ark. Fys. 19 (26) 379 (1961)
16. F. K. G. Odqvist, Mathematical Theory of creep and creep rupture, Clarendon Press, Oxford (1974),
17. B. Ilschner, "Hochtemperaturplastizität", Springer, Berlin - Heidelberg - New York, (1973)
18. F. R. Larson, J. Miller, Trans. ASME 74, 765 (1952)
19. F. T. Furillo, S. Purushothman, J. K. Tien, Scripta Met. 11, 493 (1977)
20. P. W. Davies, R. Dutton, Acta Met. 15, 1365 (1967)
21. S. Taira, 1st. IUTAM Symposium on creep in structures, Springer Berlin (1962)
22. F. Dobes, K. Milička, Met. Sci. 10, 382 (1976)
23. B. Ilschner, In Gefüge und Bruch, Materialkundlich Techn. Reihe Bd. 3, (1977) Berlin - Stuttgart
24. B. Ilschner, Z. f. Werkstofftechn. 2, 123 (1977)

25. P. L. Threadgill, B. L. Mordike, Z. Metallkde 68, 267 (1977)
26. G. A. Webster, A. P. D. Cox, J. E. Dorn, Met. Sci. J. 3, 221 (1969)
27. P. Garofalo, Fundamentals of creep and creep rupture in metals, Macmillan ., New - York, (1965)
28. R. Lagneborg, Inst. Met. Rev. 17, 130 (1972)
29. K. E. Amin, A. K. Mukherjee, J. E. Dorn, J. Mechan. Phys. Solids 18, 413 (1970)
30. P. G. Mc. Vetty, Mech. Eng. 56, 149 (1934)
31. E. N. Andrade, Proc. Roy. Soc. London A84, 1 (1914)
32. D. Preininger, wird veröffentlicht
33. R. Raj, M. F. Ashby, Acta Met. 23, 653 (1975)
34. J. A. Williams, Acta Met. 15, 1559 (1967)
35. R. P. Skelton, Phil. Mag. 15, 405 (1967)
36. H. Böhm, H. Hauck, J. Nucl. Mat. 21, 112 (1967)
37. D. R. Harries, AERE Report R 9179, July (1978)

Nomenklatur

1) isotherme Verformungsbedingungen

t_R	Standzeit
t_o	Strukturkonstante
R	Gaskonstante
m	Spannungsempfindlichkeit der Standzeit
ε_R	Duktilität
Q_R	Aktivierungsenergie der Standzeit
$\dot{\varepsilon}_s$	stationäre Kriechgeschwindigkeit
Q_v	Aktivierungsenergie der Verformung
B	Strukturkonstante des Kriechens
$(\dot{\varepsilon}_s)_{T_R,\sigma_R}$	$\dot{\varepsilon}_s$ bei der Versagensbelastung σ_R, T_R
A, A_R, α	Parameter des Tertiärkriechens (beim Versagen A_R)
$\dot{\varepsilon}\ (t)_{T,\sigma}$	isothermer Kriechverlauf bei σ, T
$\dot{\varepsilon}_{min}$	minimale Kriechgeschwindigkeit
K_1, K_2	Materialkonstante
P, β	Parameter des Primärkriechens
$\dot{\varepsilon}_o$	Verformungsgeschwindigkeit bei $t = o$ (Primärkriechen)
t_{min}	Kriechzeit bei $\dot{\varepsilon}_{min}$
ε_o	Belastungsdehnung
ε_t, m	Parameter des Primärkriechverlaufes
$(\dot{\varepsilon}_o)_{\sigma_R,T_R}$	Kriechgeschwindigkeit bei σ_R, T_R und $t = o$ (Primärkriechen)
$\eta = Q_R\ /\ Q_v$	
n, d, u, ε_{R_o}	Parameter zur Beschreibung der isothermen Duktilität $\varepsilon_R(\sigma,T)$

2) instationäre Beanspruchungsbedingungen

$\hat{t}_R$	Standzeit
T_R	Versagenstemperatur
$\hat{\varepsilon}_R$	Duktilität
T_o	Rampenausgangstemperatur
$\dot{T}$	Temperaturanstiegsgeschwindigkeit
c, n	Zeitkonstante - bzw. Zeitexponent des Temperaturanstieges T (t)
$\dot{T}_R$	Temperaturanstiegsgeschwindigkeit beim Versagen (σ_R, T_R)
T_s	Schmelztemperatur
γ, σ_o	Parameter der Spannungsrampe σ (T)
δ, σ_s	Parameter der Spannungsrampe σ (t)