

Kriechmodellierung und Lebensdauerermittlung bei Hochtemperaturlegierungen

Albrecht Bertram

1. Einleitung

Die Verwendung von ein- und polykristallinen Superlegierungen in Gasturbinen hat sich im letzten Jahrzehnt weitgehend durchgesetzt. Bei Dauerbelastung oder laufend wiederholter zyklischer Belastung sind elastische Materialmodelle insbesondere für Hochtemperaturbeanspruchungen nicht mehr hinreichend. Man ist deshalb daran interessiert, für standardisierte Belastungsarten das Materialverhalten zu ermitteln, um es schließlich in Form von Materialmodellen einer dreidimensionalen Berechnung zugänglich zu machen. Der elementarste Belastungstyp ist der monotone Kriechtest (unter konstanter Last), der zugleich auch im Experiment am leichtesten zu realisieren ist.

In den Abbildungen weiter unten sind typische Ergebnisse von derartigen Versuchen gezeigt, wie sie für praxisrelevante Temperaturen und Lasthorizonte in der BAM ermittelt wurden. Die übliche Einteilung in primäres oder Anfangskriechen, sekundäres oder stationäres Kriechen und tertiäres oder überlineares Kriechen läßt sich auch hier anwenden, wobei der sekundäre Bereich vergleichsweise kurz ist und mehr in einem approximativem Sinne verstanden werden muß.

Ziel dieser Arbeit war zweierlei. Einmal ist man an Materialgleichungen interessiert, mit denen man das Verhalten auch unter den speziellen Bedingungen monotonen Kriechens beschreiben kann. Zum anderen gilt das Interesse Formeln, die der einfachen Ermittlung der Kriechdauer bis zum vollständigen Versagen dienen.

Da derartige Kriechexperimente einer starken Streuung unterliegen, wäre es unsinnig, bei der Modellierung eine größere Genauig-

keit anzustreben. Man ist vielmehr bemüht, mit einfachen Ansätzen, die möglichst wenig Materialkonstanten enthalten, brauchbare Modellierungen zu erzeugen. Die Konstanten sollten eine klare physikalische Interpretation besitzen, was den Identifikationsprozeß erleichtern soll. Letzterer kann hier aus Platzmangel nicht mehr beschrieben werden. Ein detaillierter Forschungsbericht der BAM ist jedoch in Vorbereitung und wird sich auch eingehend mit diesem Thema beschäftigen.

2. Modellierung des primären und sekundären Kriechverhaltens

Es wurde bereits an anderer Stelle (/1/-/3/) gezeigt, daß sich das monotone Kriechverhalten genannter Materialklasse im Hochtemperaturbereich bei einem festen Lasthorizont mittels eines 4-Parameter-Modells mit zwei Steifigkeiten (C, K) und zwei Zähigkeiten (D, L) hinreichend genau beschreiben läßt. Die Differentialgleichung des Systems ist

$$\dot{\sigma} + \left(\frac{C}{D} + \frac{C}{L} + \frac{K}{L} \right) \dot{\sigma} + \frac{CK}{DL} \sigma = (C+K) \dot{\epsilon} + \frac{CK}{D} \epsilon \quad (1)$$

Im primären und sekundären Kriechbereich sind die Dehnungen so klein, daß nicht zwischen den verschiedenen Spannungsmaßen unterschieden werden muß.

Eine dreidimensionale kubisch-anisotrope Verallgemeinerung dieses Modells wurde in /1/ und /2/ angegeben, eine allgemeine Methode für derartige anisotrope Verallgemeinerungen in /4/ beschrieben.

Für numerische Integration benutzt man nach Einführung einer inneren Variablen der Dimension Spannung gemäß

$$\tau := K \int_0^t \left(\dot{\epsilon}(s) - \frac{\sigma(s)}{L} \right) ds \quad (2)$$

eine zu (1) äquivalente Form zweier Differentialgleichungen erster Ordnung

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{1}{C+K} \left[\dot{\sigma}(t) + \left(\frac{C}{D} + \frac{C}{L} + \frac{K}{L} \right) \sigma(t) - \frac{C}{D} \tau(t) \right] \quad (3)$$

und

$$\dot{\tau}(t) = \frac{K}{C+K} \left[\dot{\sigma}(t) + \frac{C}{D} \left(\sigma(t) - \tau(t) \right) \right] . \quad (4)$$

Die beiden linearen Entwicklungsgleichungen können mittels Runge-Kutta-Verfahren für gegebene Anfangsbedingungen und Last- oder Dehnungspfade aufintegriert werden.

Für den hier betrachteten Fall konstanter Spannung bei schlagartiger Lastaufbringung gelingt dies analytisch. Man erhält die Lösung

$$\epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{L} t + \frac{D(C+K)}{CK} \left[\exp\left(-\frac{CK}{(C+K)D} t\right) - 1 \right] \left[\frac{\sigma_0}{L} - \dot{\epsilon}_0 \right] + \epsilon_0$$

mit

$$\epsilon_0 = \frac{\sigma_0}{C+K}$$

und

$$\dot{\epsilon}_0 = \left[\frac{1}{L} + \left(\frac{C}{C+K} \right)^2 \frac{1}{D} \right] \sigma_0 . \quad (5)$$

Sie strebt bei fortschreitender Zeit t gegen die Asymptote linearen Kriechens (durch L bestimmt).

3. Schädigungsansatz

Versuche zeigen aber, daß der Bereich stationären Kriechens schon bald in einen überlinearen Bereich übergeht, der als "tertiär" bezeichnet wird und nicht mit einer linearen Differentialgleichung modelliert werden kann.

Die physikalischen Ursachen für das tertiäre Kriechverhalten sind nicht durch einen einzigen Werkstoff-Mechanismus allein wie beispielsweise Poren- oder Rißwachstum auf der Mikroebene zu erklären. Es ist vielmehr eine Vielzahl unterschiedlicher und in kom-

plizierter Weise interagierender Phänomene vorhanden, die gemeinsam das bewirken, was wir im weiteren pauschal unter dem Begriff "Schädigung" zusammenfassen wollen. In /5/ werden allein acht solcher Mechanismen aufgezählt, mit der ausdrücklichen Betonung, daß die Liste noch unvollständig ist (s. auch /6/).

Trotz dieser Vielfalt der Schädigungsmechanismen gelingt es, mit einfachen Ansätzen das tertiäre Kriechen bis unmittelbar vor dem vollständigen Versagens-Zeitpunkt erstaunlich genau zu beschreiben. Wir benutzen dabei die nun schon klassische Vorstellung von Kachanov/Rabotnov /7/, /8/, nach der nicht mehr der gesamte aktuelle Querschnitt F_A der Probe die Last aufnimmt, sondern nur noch ein Teil dessen, der als effektiver Querschnitt F_E bezeichnet wird. Der Zusammenhang wird durch einen skalaren Schädigungsparameter δ gegeben

$$\frac{F_E}{F_A} = 1 - \delta, \quad 0 \leq \delta < 1 \quad (6)$$

In Analogie zu den obigen Entwicklungsgleichungen (3) und (4) setzen wir an

$$\dot{\delta} = C_1 \sigma + C_2 \dot{\sigma} + C_3 \tau + C_4 \delta, \quad (7)$$

wobei noch beachtet werden muß, daß im Tertiärbereich die Dehnungen so groß werden können, daß zwischen der Nominalspannung

$$\sigma_0 = P/F_0, \quad (8)$$

der Eulerschen Spannung

$$\sigma_A = P/F_A \quad (9)$$

und der effektiven Spannung

$$\sigma_E = P/F_E \quad (10)$$

unterschieden werden muß, wobei P die resultierende Kraft ist. Anpassungen an die experimentellen Ergebnisse unseres Beispielmaterials, der Nickel-Basis-Legierung SRR99, haben ergeben, daß bei 760 °C der reduzierte Ansatz

$$\dot{\delta} = C_1 \sigma_E \quad (11)$$

ausreichend ist, während bei höheren Temperaturen bis 1000 °C der Ansatz

$$\dot{\delta} = C_1 \sigma_0 + C_2 \delta \quad (12)$$

befriedigende Ergebnisse liefert.

Üblicherweise wird angenommen, daß die inelastischen Dehnungen isochor erfolgen, und die elastischen Volumenänderungen vernachlässigt werden können. Dies führt auf den Zusammenhang

$$d\varepsilon = - (1+\varepsilon)dF_A/F_A \quad (13)$$

Die differentiellen Zuwächse der effektiven Spannungen ergeben sich damit und in Verbindung mit (6) und (8-10) gemäß

$$d\sigma_E = \frac{1+\varepsilon}{1-\delta} d\sigma_0 + \sigma_0 \left[\frac{d\varepsilon}{1-\delta} + \frac{1+\varepsilon}{(1-\delta)^2} d\delta \right] \quad (14)$$

aus drei Quellen:

- 1.) aus einer Lasterhöhung $d\sigma_0$, die allerdings bei monotonem Kriechen nur am Anfang auftritt;
- 2.) aus einer Reduktion des aktuellen Querschnitts F_A infolge (isochorer) Längsdehnung; und
- 3.) aus der Reduktion des effektiven Querschnitts infolge Schädigungszuwachs $d\delta$.

Im Falle einer geometrischen Linearisierung wird nicht zwischen F_0 und F_A unterschieden, womit der Anteil aus 2.) vernachlässigt wird.

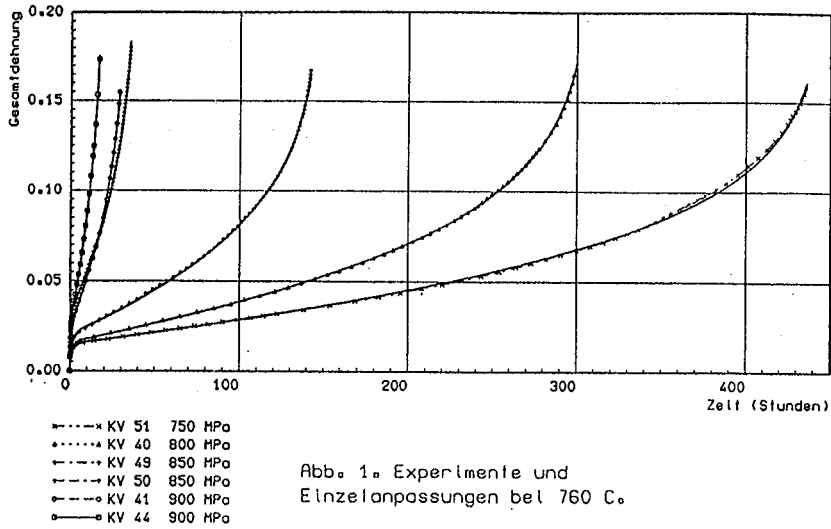


Abb. 1. Experimente und Einzelanpassungen bei 760 C.

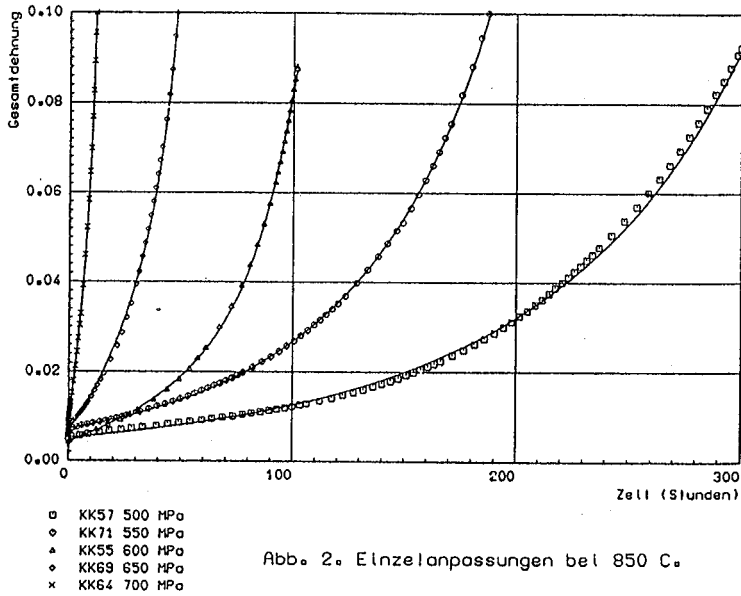


Abb. 2. Einzelanpassungen bei 850 C.

Die Einzelanpassungen in Abb. 1,2 zeigen, daß die obigen Ansätze in beiden Temperaturbereichen in der Lage sind, für einen breiten Lastbereich die experimentellen (Symbole) und gerechneten Werte (Kurven) in Übereinstimmung zu bringen.

4. Zeittransformation

Bei Einzelanpassungen wird jede Kurve mit einem individuellen Parametersatz beschrieben. Man ist nun aber bestrebt, alle Lasthorizonte mit einer einzigen Stoffgleichung zu beschreiben, was infolge der stark nicht-linearen Lastabhängigkeit mit obigen Ansätzen allein nicht gelingt. Die Anpassungen haben jedoch zweierlei ergeben:

- 1) die verschiedenen Kriechkurven lassen sich mittels einer (lastabhängigen) linearen Zeittransformation

$$t = f(\sigma_0) t' \quad (15)$$

in eine einzige Meister-Kurve projizieren; und

- 2) die Lastabhängigkeit dieses Zeitfaktors erweist sich in dem untersuchten Lastintervall als besonders einfach:

$$f(\sigma_0) = K_1 \sigma_0 + K_2 \quad (16)$$

Die auftretenden Konstanten K_1 sind als Materialkonstanten zu betrachten. Man beachte dabei, daß f während eines monotonen Kriechversuches konstant ist. Bei anderen Belastungsarten muß man f nach jedem Lastwechsel aktualisieren.

Mittels der Kettenregel läßt sich zeigen, daß sich die Zeittransformation äquivalent ersetzen läßt durch variable Viskositäten D und L , die wie f linear von der Nominalspannung abhängen.

Die Gesamtanpassungen in Abb. 3 und 4 wurden mit den Parametersätzen durchgeführt, die in den folgenden Tabellen zusammengestellt sind.

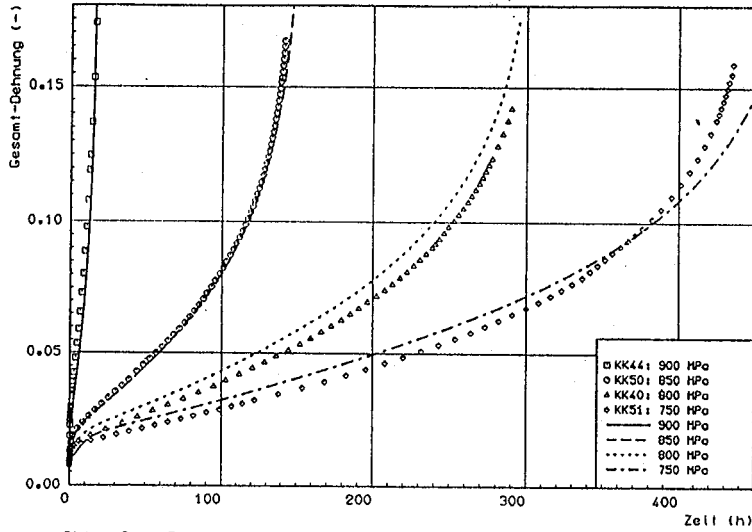


Abb. 3. Gesamtanpassung von Kriechversuchen bei 760 °C.

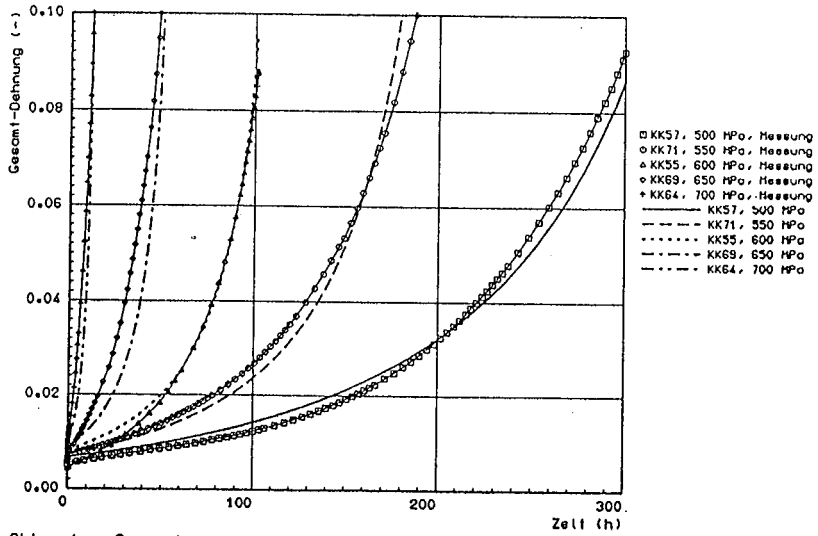


Abb. 4. Gesamtanpassung von Kriechversuchen bei 850 °C.

Tabelle 1: Materialkonstanten der Gesamtanpassung des SRR99 bei 760 °C

C	K	D	L	C ₁	K ₁	K ₂
GPa	GPa	GPa·h	GPa·h	1/(GPa·h)	1/GPa	-
50.52	49.64	57.69	6775.	0.001448	-6.366	5.775

Tabelle 2: Materialkonstanten der Gesamtanpassung des SRR99 bei 850 °C.

C	K	D	L	C ₁	C ₂	K ₁	K ₂
GPa	GPa	GPa·h	GPa·h	1/(GPa·h)	1/h	1/GPa	-
21.25	70.49	34.78	216700.	0.02052	-.008994	-8.353	5.974

5. Lebensdauerberechnungen

Neben dem Verlauf der Kriechkurven interessieren sich die Ausleger von Hochtemperatur-Strukturelementen aber auch für diejenige Zeitdauer, nach der die Probe unter konstanter Last voraussichtlich zu Bruch geht. Es sollen deshalb im folgenden Formeln für die Kriechlebensdauer abgeleitet werden, die ihre schnelle und unkomplizierte Ermittlung ermöglichen.

Die prinzipielle Vorgehensweise ist dabei folgende:
Man integriert die wesentlichen Anteile der Differentialgleichungen analytisch auf und bestimmt diejenige Zeit t_* , für die die Kriechdehnung bzw. deren Rate über alle Grenzen wächst. Da die Entwicklungsgleichungen in den beiden betrachteten Temperaturbereichen unterschiedlich sind, muß die Integration für beide Bereiche separat durchgeführt werden. In beiden Fällen vereinfachen wir die Gleichung (1) auf

$$\sigma_g = L \dot{\epsilon} \quad , \quad (17)$$

weil lediglich dieser sekundäre Kriechterm wesentlichen Einfluß auf die Kriechlebensdauer hat, wie gezeigt wird.

Integration der Kriechkurve bei 760 °C

In diesem Falle gilt anstelle von Gleichung (7) nunmehr Gleichung (11) zusammen mit (14), (17) und den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} \sigma_E(0) &= \sigma_0 \\ \text{und} \quad \delta(0) &= 0 \end{aligned} \quad (18)$$

Wir werden dann noch den Anfangswert von $\dot{\delta}$ benötigen, der sich aus den angesprochenen Gleichungen zusammen mit den Anfangsbedingungen zu

$$\dot{\delta}(0) = C_1 \dot{\sigma}(0) = C_1 \sigma_0^2 \left[\frac{1}{L} + C_1(1+\epsilon_0) \right]$$

ergibt.

Eliminiert man zunächst mit Gleichung (17) $\dot{\sigma}$ in Gleichung (14), so erhält man

$$\frac{\dot{\delta}(1-\delta)^2}{\dot{\delta}} = \sigma_0 C_1 \left[\frac{1-\delta}{C_1 L} + (1+\epsilon) \right]$$

Nochmalige Differentiation nach der Zeit und Elimination von $\dot{\epsilon}$ mittels (11) und (17) führt auf

$$\left[\frac{\dot{\delta}(1-\delta)^2}{\dot{\delta}} \right]' = 0$$

und damit auf

$$\dot{\delta}(1-\delta)^2 - K_1 \dot{\delta} = 0$$

mit der Integrationskonstanten K_1 , die sich aus den Anfangsbedingungen als

$$K_1 = \frac{\dot{\delta}(0)}{C_1 \sigma_0} = \sigma_0 \left[\frac{1}{L} + C_1 (1 + \varepsilon_0) \right]$$

entpuppt. Substituiert man

$$\alpha := 1 - \delta$$

in der Differentialgleichung, so verbleibt

$$\ddot{\alpha} = K_1 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha^2} = \left(-\frac{K_1}{\alpha} + K_2 \right)$$

oder

$$\dot{\alpha} = \frac{K_2 \alpha - K_1}{\alpha}$$

Aus den Anfangsbedingungen folgt für die zweite Integrationskonstante

$$K_2 = \dot{\alpha}(0) + \frac{K_1}{\alpha(0)} = -\dot{\delta}(0) + K_1 = \sigma_0 \left(C_1 \varepsilon_0 + \frac{1}{L} \right)$$

Man trennt die Variablen zu

$$dt = \frac{\alpha}{-K_1 + K_2 \alpha} d\alpha$$

und erhält nach Integration

$$t = \frac{\alpha}{K_2} + \frac{K_1}{K_2^2} \ln(-K_1 + K_2 \alpha) - K_3$$

woraus wir unter Benutzung der Anfangsbedingungen

$$K_3 = \frac{1}{K_2} + \frac{K_1}{K_2^2} \ln(-K_1 + K_2)$$

folgern, und somit

$$\begin{aligned} t &= \frac{-\delta}{K_2} + \frac{K_1}{K_2^2} \ln \left[\frac{K_2(1-\delta) - K_1}{K_2 - K_1} \right] \\ &= \frac{1}{\sigma_0 C_1 K_4} \left[-\delta + \left(1 + \frac{1}{K_4} \right) \ln(1 + \delta K_4) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

mit

$$K_4 = \varepsilon_0 + \frac{1}{C_1 L}$$

Als Grenzwert für $\delta \rightarrow 1$ erhalten wir die Singularität der Gleichung (14) an der Stelle

$$t_{n+1} = \frac{1}{\sigma_0 C_1 K_4} \left[\left(1 + \frac{1}{K_4} \right) \ln (1 + K_4) - 1 \right] \quad (20)$$

Entwickelt man die Logarithmus-Funktion in eine Potenzreihe, so ergibt sich

$$\begin{aligned} t_{n+1} &= \frac{1}{\sigma_0 C_1 K_4} \left(\frac{K_4}{2} - \frac{1}{6} K_4^2 + \dots \right) \\ &= \frac{1}{2\sigma_0 C_1} - \frac{1}{6\sigma_0 C_1} \left(\frac{1}{C_1 L} + \varepsilon_0 \right) + \dots \end{aligned}$$

Man kann zeigen, daß das erste Glied der Reihe mit dem Ergebnis der geometrisch linearen Theorie übereinstimmt:

$$t_{n+1} = \frac{1}{2\sigma_0 C_1} \quad (21)$$

Integration der Kriechkurve bei 850 °C

Im Gegensatz zum vorherigen Fall müssen wir nun die Gleichung (12) benutzen. Anpassungen haben ergeben, daß $C_1 > 0$ und $C_2 < 0$ sind. Eliminiert man mittels der Gleichung (6) und (11) nun δ und ε für den geometrisch linearen Fall in

$$\sigma_z = \frac{\sigma_0}{1-\delta}$$

so erhält man die Differentialgleichung

$$\dot{\sigma}_z = A\sigma_z^2 + B\sigma_z \quad (22)$$

mit

$$A := C_1 + C_2/\sigma_0 > 0$$

und

$$B := -C_2 > 0$$

Mittels Trennung der Variablen integriert man sie zu

$$t = \frac{1}{B} \ln \frac{A\sigma_z}{A\sigma_z+B} \Bigg|_{\sigma_0}^{\sigma} = \frac{1}{B} \ln \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_0} \frac{A\sigma_0+B}{A\sigma_z+B} \right)$$

woraus folgt

$$e^{Bt} = \frac{A\sigma_z+B\sigma_z/\sigma_0}{A\sigma_z+B}$$

und weiter

$$\sigma_z = B e^{Bt} (A + B/\sigma_0 - Ae^{Bt})^{-1} = L\dot{\epsilon}$$

Nochmalige Integration führt auf

$$\begin{aligned} \epsilon - \epsilon_0 &= -\frac{1}{LA} \ln (A + B/\sigma_0 - Ae^{Bt}) \Bigg|_{t=0}^t \\ &= -\frac{1}{L(C_1+C_2/\sigma_0)} \ln \left[1 + (\sigma_0 C_1/B - 1)(1-e^{Bt}) \right] \quad (23) \end{aligned}$$

Die Dehnung wächst über alle Grenzen, wenn das Logarithmus-Argument Null wird. Dies geschieht zum Zeitpunkt

$$t_{-1} = \frac{1}{C_2} \ln \left(1 + \frac{C_2}{\sigma_0 C_1} \right) \quad (24)$$

Berücksichtigt man nun noch die vorgeschlagene Zeittransformation (15), so sind die Lebensdauern gem. (20), (21) und (24) als Eigenzeiten zu interpretieren, die nun noch mit dem Zeittransformationfaktor f gem. (16) auf die Realzeit zu transformieren sind.

In den folgenden Tabellen wurden mit obigen Materialkonstanten die Kriechlebensdauern für 760 °C und 850 °C berechnet und dem letzten Meß-Zeitpunkt (LMP) gegenübergestellt. Die Abschätzungen können in Anbetracht der Streuungen von Kriechversuchen als ausreichend genau gelten. Der Unterschied zwischen der linearen (t_{-1}) und nicht-linearen Theorie (t_{-n1}) bei 760 °C liegen unter 4 %, was beide Formeln als gleichermaßen anwendbar erweist.

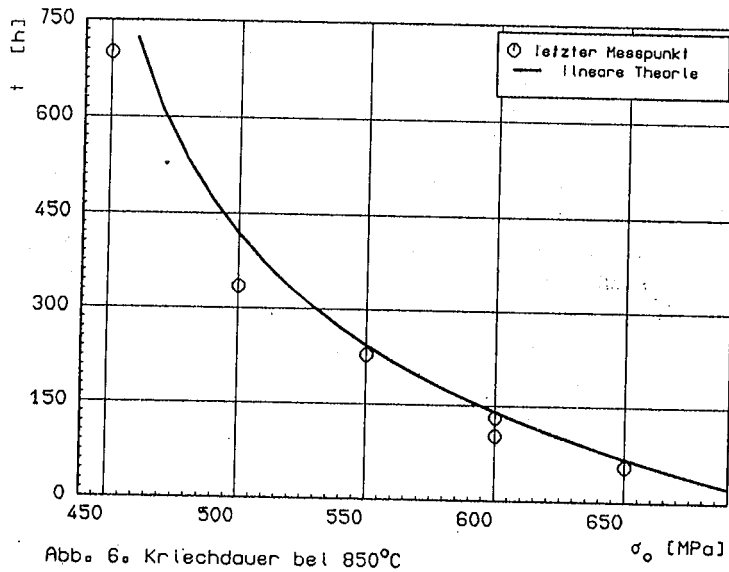
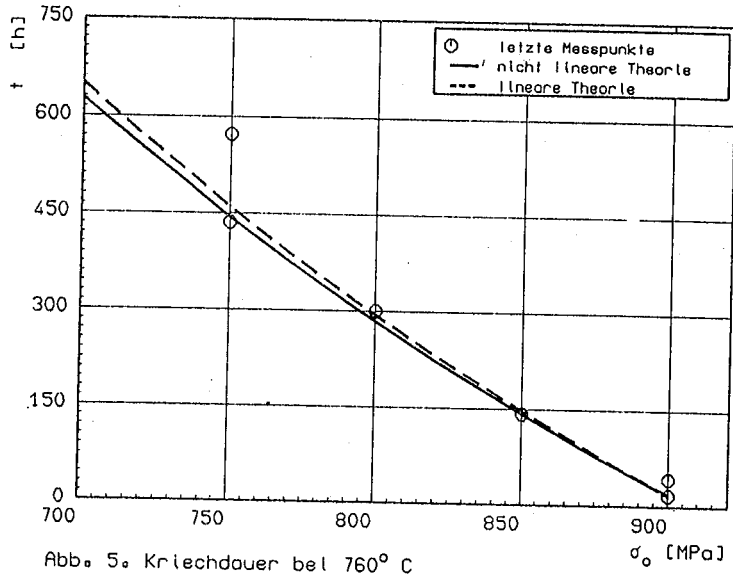


Tabelle 3: Lebensdauer-Abschätzung bei 760 °C

Versuch	KK 51	KK 40	KK 50	KK 44
σ_0 [MPa]	750.	800.	850.	900.
LMP [h]	435.0	299.5	141.8	16.34
t_{-1} [h]	460.6	294.5	147.8	17.50
t_{-n1} [h]	445.7	284.9	143.0	16.93

Tabelle 4: Lebensdauer-Abschätzung bei 850 °C

Versuch	KK 53	KK 71	KK 55	KK 69
σ_0 [MPa]	500.	550.	600.	650.
LMP [h]	312.4	229.0	101.4	54.8
t_{-1} [h]	456.4	252.4	137.9	60.4

6. Zusammenfassung

Das obige Beispiel hat gezeigt, daß die abgeleiteten Formeln mindestens für das betrachtete Material und die speziellen Versuchsbedingungen befriedigende Ergebnisse liefern.

Für die Integration wurde die Annahme gemacht, den Einfluß von C, K, und D gegenüber demjenigen von L zu vernachlässigen, was der Typ der Differentialgleichung erheblich vereinfacht. Numerische Untersuchungen haben ergeben, daß ihr Einfluß auf die Kriechdehnungskurve nicht zu vernachlässigen ist, weil er von derselben Größenordnung ist wie derjenige von L. Allein für die Ermittlung der Dehnungssingularität ist diese Vernachlässigung voll gerecht-

fertigt, wie sich gezeigt hat. Der Unterschied zwischen der geometrisch linearen und nicht-linearen Untersuchung liegt dabei unter 4 % und damit im Streubereich der Versuche. Das rechtfertigt die Verwendung der Formeln (21) und (24), was den Vorteil hat, daß man die Materialkonstanten C, K, D, und L nicht ermitteln muß.

Anmerkung

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Forschungsprojektes der BAM, das vom Bundesminister für Forschung und Technologie unter Nr. O3.M 3005 C4 gefördert wurde.

Der Autor bedankt sich bei den Kolleginnen und Kollegen vom Referat 1.01 der BAM, die durch vielfältige Hilfen beim Entstehen dieser Arbeit mitgewirkt haben. Die experimentellen Untersuchungen wurden von den Kollegen des Labors BAM-1.21 durchgeführt, denen für die Zusammenarbeit ebenfalls gedankt werden soll.

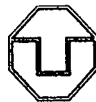
Literatur

- /1/ Bertram, A., J. Olschewski, M. Zelewski: Constitutive Modelling of Primary and Secondary Creep of Single Crystals at High Temperatures, in: Advanced Materials and Processes. H. E. Exner, V. Schumacher (Edts.) Vol. 1. 493 - 498. Oberursel, DGM-Informationsgesellschaft Verlag (1990)
- /2/ Bertram, A., J. Olschewski, R. Sievert, M. Zelewski: Constitutive Modeling of the Creep Behaviour of Single Crystals with Applications to Notched Specimens, in: Constitutive Laws for Engineering Materials (Hrg.: Desai, C.S. et al) 237 - 240, New York, ASME Press (1991)
- /3/ Bertram, A., J. Olschewski, M. Zelewski, R. Sievert: Anisotropic Creep Modeling for F.C.C. Single Crystals, in: IUTAM Symp. 'Creep in Structures' IV (Hrg.: Zyczkowski et al.) Springer-Verlag (1991) (im Druck)
- /4/ Bertram, A., J. Olschewski: Formulation of Anisotropic Linear Viscoelastic Constitutive Laws by a Projection Method, in: High Temperature Constitutive Modeling: Theory and Application (Hrg.: Freed, A., Walker) (1991) (im Druck)

- /5/ Ashby, M. F.; Dyson, B. F.: Creep damage mechanics and micromechanisms. Proc. of ICF 6, New Delhi, (Hrg.: Valluri, S. R. et al.), Vol. 1, Oxford, Pergamon, 3 - 30, (1984)
- /6/ Stevens, R. A., P. E. J. Flewitt: A theoretical consideration of the microstructural origins of friction stress in a cast γ' -strengthened superalloy, in: Creep and fracture of engineering materials and structures, (Hrg.: Wilshire, B., Owen) Swansea, Pineridge Press, 187 - 200, (1981)
- /7/ Kachanov, L. M.: On the time to failure under creep conditions, Izv. Akad. Nauk. SSR, Otd. Tekhn. N.8, 26 - 31 (1958)
- /8/ Rabotnov, Yu. N.: Creep Rupture, Proc. XII Int. Congr. Appl. Mech. (Stanford 1968), Berlin, Springer (1969)

FAKULTÄT FÜR MASCHINENWESEN

Weiterbildungszentrum
Festkörpermechanik, Konstruktion und
rationeller Werkstoffeinsatz



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Vorträge zum Problemseminar
Plastizitätstheorie IV

Heft 1/91

Leiter des Weiterbildungszentrums:
Prof.Dr.-Ing.habil. H. Bergander

Verantwortlicher des Problemseminars:
Prof.Dr.-Ing.habil. H. Bergander

Inhalts- und Autorenverzeichnis am Ende des Heftes