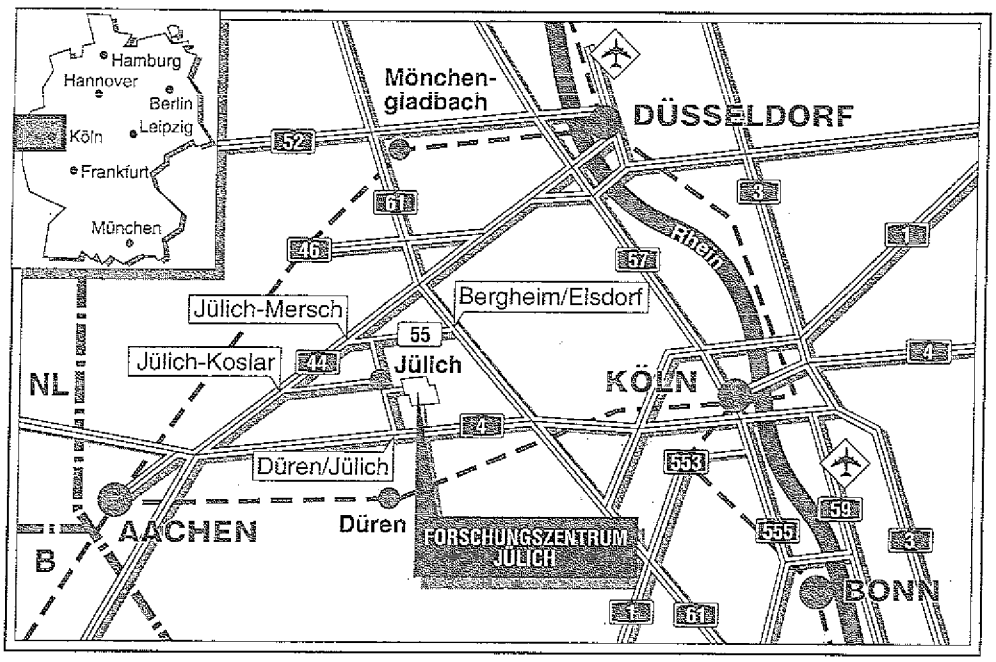
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH KFA

Institut für Reaktorwerkstoffe

Ermittlung von Sicherheitsabständen bei Kriechbelastung von Primärkreiskomponenten durch Simulation von Druckentlastungsstörfällen einer HTR-Anlage (SR 383)

Abschlußbericht

G. Breitbach, K. Ahmed, H. Over,
F. Schubert, H. Nickel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2537
ISSN 0366-0885
Institut für Reaktorwerkstoffe Jül-2537

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Ermittlung von Sicherheitsabständen bei Kriechbelastung von Primärkreis-komponenten durch Simulation von Druckentlastungsstörfällen einer HTR-Anlage (SR 383)

Abschlußbericht

G. Breitbach, K. Ahmed, H. Over,
F. Schubert, H. Nickel

Verantwortlicher: Prof. Dr. H. Nickel

DANKSAGUNG

Das Vorhaben wurde durch die qualifizierte Mitarbeit und Unterstützung verschiedener Damen und Herren erfolgreich zum Abschluß gebracht, wofür die Autoren herzlich danken.

Die Herren Esser, Hannen, Klomfaß und Werner waren an Arbeiten zum Versuchsaufbau und zur Versuchsdurchführung maßgeblich beteiligt. Für die Durchführung von FE-Rechnungen sorgte Frau Wolf. Für die Durchführung der Metallographie sei stellvertretend den Herren Gutzeit und Schmidt-Plutka gedankt.

Besonderer Dank gebührt Fr. Beginn für die gewissenhafte und mit viel Geduld ausgeführte Abfassung des Manuskriptes.

"Determination of safty margins for creep loaded primary circuit components in case of loss of pressure accidents of a HTR plant"

by

G. Breitbach
K. Ahmed
H. Over
F. Schubert
H. Nickel

ABSTRACT

The wallthickness of tubes in High Temperature Plants must be limited in such a way that pressure differences can not procedure unadmissible deformations. For HTR (PNP-Plant) the postulated loss of secondary pressure is one of the considered accidents. In that case the tubes of the heat exchangers are loaded by the outer pressure of the primary coolant. So the risk of a creep collapse is given.

The report is related to experimental and theoretical work for the creep collapse phenomena. HTR relevant tube geometries of the high temperature alloys NiCr22Co12Mo and X10NiCrAlTi 32 20 were tested at temperatures of 900 and 950°C and outer pressure loads in the range 40 bars. The experimental results are compared with theoretically computed values and discussed. The problem of safety margin is treated. Further, simplified procedures are developed for the estimation of the collapse time.

"Ermittlung von Sicherheitsabständen bei Kriechbelastung von Primärkreiskomponenten durch Simulation von Druckentlastungsstörfällen einer HTR-Anlage"

von

G. Breitbach
K. Ahmed
H. Over
F. Schubert
H. Nickel

KURZFASSUNG

Die Wandstärke von medienführenden Rohren in Hochtemperaturanlagen ist so zu bemessen, daß auftretende Druckdifferenzen ohne unzulässige bleibende Verformungen abgetragen werden können. Beim HTR (PNP-Anlage) ist die postulierte sekundärseitige Druckentlastung einer der zu betrachtenden Störfälle. Die Rohre der Wärmetauscher werden hierbei auf Außendruck beansprucht, so daß die Gefahr eines Kriechkollaps besteht.

Der vorliegende Bericht bezieht sich auf experimentelle und theoretische Arbeiten zum Phänomen des Kriechkollaps. HTR-relevante Rohrgeometrien aus den Werkstoffen NiCr22Co12Mo und X10NiCrAlTi 32 20 wurden bei Temperaturen von 900 und 950°C und Außendrücken im Bereich 40 bar getestet. Die experimentell erzielten Ergebnisse werden mit theoretisch ermittelten Werten verglichen und diskutiert. Es wird auf die Frage von Sicherheitsabständen eingegangen. Weiterhin werden vereinfachte Prozeduren entwickelt, die eine Abschätzung der Kollapszeit ermöglichen.

Teil I:

- Untersuchungen an Rohren aus NiCr22Co12Mo

- Kriterien für die Auslegung gegen Kriechbeulen

1. PROBLEMSTELLUNG UND ZIELSETZUNG

In Hochtemperaturanlagen werden medienführende Rohre und Schalen in ihrer Wandstärke so bemessen, daß sie die auftretenden Druckdifferenzen ohne unzulässige bleibende Verformungen abtragen können. Der Bemessung werden nach geltenden technischen Regeln (z.B. TRD) die Druckdifferenzen aller Betriebszustände zugrunde gelegt. Dennoch können bei plötzlichen starken, störfallbedingten Belastungsänderungen, z.B. Druckverlust auf der einen Seite eines Rohres, geometrische Instabilitäten wie Knicken oder Beulen zum Funktionsverlust der Komponente führen. Für Primärkühlmittel führende Komponenten in nuklearen Anlagen ist somit zu prüfen, ob derartige Störfälle für die Bemessung der Wanddicke zugrunde gelegt werden müssen, beziehungsweise welche Sicherheitsreserven bei vorgegebener Wanddicke und Geometrie vorliegen. Diese Prüfungen sind notwendig, um den beiden wesentlichen Grundsätzen des Sicherheitskonzeptes zukünftiger Hochtemperaturreaktoranlagen (HTR-Anlagen), den beiden Sicherheitsprinzipien "Störfallverhinderung" und "Störfallbeherrschung", gerecht zu werden. Somit sind vor allem für Störfälle Nachweise zur strukturellen Integrität und Funktionsfähigkeit von Komponenten zu führen. HTR-Anlagen sollen sowohl zur Stromerzeugung (Primärkühlmitteltemperaturen bis 750°C) als auch zur Produktion von Prozeßwärme bei hohen Temperaturen bis zu 1000°C eingesetzt werden. Prozesse wie Kohlevergasung, Methanreformierung oder Methanolsynthese /1/ erfordern Temperaturen im Bereich 700-1000°C. Zur Auskoppelung der nuklear erzeugten Wärme sind wärmetauschende Komponenten erforderlich, die unter solchen Bedingungen verwendet werden können. Wegen des Einsatzes in kerntechnischen Anlagen sind hierbei besondere Anforderungen aus sicherheitstechnischer Sicht zu stellen. Von daher und auch aus Gründen der Verfügbarkeit kommen als Konstruktionswerkstoffe nur Hochtemperaturlegierungen in Frage, die für eine nukleare Anwendung ertüchtigt sind. Im Rahmen des deutschen HTR-Materialprogramms wurden verschiedene Werkstoffe für den Hochtemperatureinsatz qualifiziert. Für die höchsten Temperaturen erwies sich die Nickelbasislegierung NiCr22Co12o als der am besten geeignete Werkstoff.

Daneben kommt auch die Eisenbasislegierung X10NiCrAlTi 32 20 (Alloy 800) für Hochtemperaturanwendungen in Frage. Untersuchungen in Zusammenhang mit dieser Legierung werden in Teil II behandelt. Anwendung finden die Werkstoffe in wärmetauschenden Apparaturen, wobei für Reformer und He-He-Wärmetauscher der Einsatz der Nickelbasislegierung geplant ist /2-5/. Auf diese genannten Komponenten mit maximalen Arbeitstemperaturen bis 975 °C sind die Untersuchungen ausgerichtet. Unter Normalbetriebsbedingungen wird in ihnen der Druck des sekundärseitig innerhalb der Rohre strömenden Gases um 2-3 bar höher eingeregelt als der des Primärkreisheliums. Wegen der geringen Druckdifferenz sind die lastkontrollierten Spannungen in den Rohrwandungen klein /6/. Somit ist es möglich, bei den hohen Temperaturen einen zuverlässigen Betrieb über 100000 h zu gewährleisten.

Bezüglich Störfälle ist die postulierte sekundärseitige Druckentlastung eine der gravierenden Belastungsbedingungen für die wärmetauschenden Komponenten einer Hochtemperaturanlage. Um sie gegen eine derartige Störfallbelastung abzusichern, ist nachzuweisen, daß kriechbeulbeanspruchte Rohre beispielsweise einer PNP-Anlage während der Belastungszeit nicht kollabieren.

Bei einem sekundärseitigen Druckentlastungsstörfall wirkt ein äußerer Überdruck p_a auf die Rohre bzw. zylindrischen Komponenten wie den heißen Sammler, der in Abhängigkeit von der Ausgangsovalität α_o (durch Herstellungstoleranzen bedingte maximale Abweichung des Rohres von der Kreisform) aufgrund des Kriechens im Hochtemperaturbereich das Rohr verbeult und nach einer kritischen Zeit t_{cr} zum Versagen der Komponente (Kollaps) führt.

Ziel der Arbeit ist es, für die Rohrgeometrien der oben genannten Komponenten das Kriechbeulverhalten experimentell zu überprüfen und mit Rechenmodellen zu vergleichen, um für die Auslegung einer im Hochtemperaturbereich beanspruchten Rohrkomponente Aussagen sowohl hinsichtlich Sicherheitsabstände gegen die kritische Beulzeit bzw. Beullast als auch hinsichtlich der zulässigen Ausgangsovalitäten zu gewinnen. Besonderes Augenmerk ist auf den Einfluß der das Beulen bestimmenden Parameter zu richten.

2. GRUNDLAGEN FÜR DIE BEURTEILUNG HOCHTEMPERATUR-BEANSPRUCHTER BAUTEILE

2.1 Wesentliche Gesichtspunkte für die Auslegung und auszuschließende Versagensarten

Bei hohen Temperaturen verformt sich ein metallischer Werkstoff unter Belastung stetig. Der Vorgang der zeitlich anwachsenden Verformung wird Kriechen genannt. Das Kriechen tritt mit zunehmender Temperatur schon bei Nennspannungen deutlich unter der Streckgrenze des Werkstoffes auf. Die Begrenzung des Kriechens ist das wesentliche Anliegen bei der Auslegung eines Bauteils für hohe Arbeitstemperaturen. Es sind somit besonders kriechbeständige Werkstoffe erforderlich. Der für wärmetauschende Apparate einer nuklearen Prozeßwärmeanlage ausgewählte Werkstoff NiCr 22 Co 12 Mo zeigt eine ausreichende Kriechbeständigkeit.
Zu Beginn der Auslegung muß geklärt werden, welcher Natur die Belastungen sind, u.a. Arbeitsdruck, Eigengewicht und Lastabtragung aus den Nachbarbereichen in der Komponente. Die daraus resultierenden Kräfte und Momente führen zu den im Bauteil wirkenden primären Spannungen. Diese Beanspruchungen sind zu begrenzen.
Die durch Kriechvorgänge bestimmten Versagensarten sind Verformungen oder Kriechschädigungen. Hierunter sind echte Werkstofftrennungen im Gefüge des Werkstoffes (Kriechporen) oder Oberflächenanrisse (Ermüdungsrisse) zu verstehen. Für die Auslegung für hohe Arbeitstemperaturen spielen die folgenden Versagensarten:

- Kriechbruch
- Kriechermüdungsversagen
- Kriechbeulen
- Kriechratcheting

eine entscheidende Rolle. Die Auslegung hat zum Ziel, diese Versagensarten auszuschließen. Das hier behandelte Forschungsvorhaben beschäftigt sich ausschließlich mit dem

Problem des Kriechbeulens.
Für die hohen Temperaturen und neuen, konstruktiven Lösungen muß, da es keine Erfahrung gibt, der Weg vorausschauender Analysen der zu erwartenden und zu unterstellenden Belastungsabfolgen beschritten werden und deren Auswirkungen auf die bleibende Verformung oder Schädigung des Bauteils untersucht werden. Für diese Analysen werden Werkstoffparameter verwendet, die üblicherweise aus Untersuchungen an Normproben abgeleitet sind. Eine solche Auslegung bietet jedoch noch keine ausreichende Sicherheit, weil die Übertragbarkeit der aus Werkstoffuntersuchungen an Normproben unter einachsiger Belastung abgeleiteten Kenngrößen, Sicherheitsbeiwerten und Gesetzmäßigkeiten auf betrieblich mehrachsig belastete Bauteile zunächst als nicht selbstverständlich angesehen werden muß. Dies gilt insbesondere dann, wenn keinerlei Betriebserfahrungen über das Bauteilverhalten existieren. Deshalb dienen werkstoffmechanische Versuche an bauteilähnlichen Proben oder Bauteilen zur Überprüfung der berechneten Verformung und des Versagensverhaltens. Dabei werden so gut wie möglich die komplexen Belastungen simuliert. Der Vergleich von Experiment und Rechnung hilft, das Bauteilverhalten richtig einzuschätzen und führt zur Festlegung der Sicherheitsfaktoren und neuen konstruktiven Maßnahmen.
Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens soll durch experimentelle und theoretische Arbeiten ein Beitrag zur Beurteilung des Kriechbeulens geleistet werden.

2.2 Beschreibung des Kriechverhaltens von Hochtemperaturlegierungen durch einfache Stoffgesetze

Für rechnerische Analysen im Kriechbereich sind Stoffgesetze erforderlich, die einerseits ingenieurmäßig handhabbar sind und anderseits das Werkstoffverhalten brauchbar beschreiben.
In /49/ ist ein anschauliches Spannungs-Temperatur-Diagramm enthalten, das das Kriechverhalten in drei mit A,B,C bezeichneten Bereichen abgrenzt (siehe Abb. 2.1).

Im Bereich A der Darstellung, dem Niedertemperaturgebiet, tritt kein Kriechen auf. Das Materialverhalten ist zeitunabhängig, inelastische Verformungen beschränken sich auf plastische. Im Bereich B ist Kriechen durch Verfestigungseffekte bestimmt. In stromerzeugenden Kraftwerksanlagen werden beispielsweise die Heißdampfleitungen in diesem Bereich betrieben (Spannungen ~ 100 MPa, Temperaturen ~ 530 °C). Die Beschreibung des Werkstoffverhaltens ist hier ziemlich kompliziert, weil Kriechen und plastische Effekte von gleichrangiger Bedeutung sind. Im Bereich C verliert die Fließgrenze, an der bei tiefen Temperaturen in markanter Weise plastische Verformungen einsetzen, ihre Bedeutung. Verfestigungseffekte treten praktisch nicht mehr auf. Die Erzeugung inelastischer Effekte kann durch nichtlineare viskose Fließgesetze beschrieben werden (Norton'sches Potenzgesetz). Der im Rahmen dieser Arbeit interessierende Bereich ist an der Grenze B, C angesiedelt.

In allen Bereichen A, B, C sind die Verformungen nicht nur durch Plastizität und Kriechen charakterisiert. Die Gesamtverformungen enthalten stets auch elastische Anteile. Eine übersichtliche Stoffgleichung, die im Bereich C das Gesamtverformungsverhalten beschreibt, ist die folgende Beziehung, die Elastizität und Kriechen verknüpft.

(2.1) $$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_c$$

Für strukturmechanische Analysen wird im allgemeinen eine dreiachsige Version von Gl. (2.1) benötigt. Die einfachste Erweiterung der einachsigen Gleichung (2.1) hat die folgende Form:

(2.2) $$\varepsilon_c = f(\sigma, t, T)$$

Im einzelnen bezeichnen hier E den Elastizitätsmodul, ν die

Poissonszahl, S_{ij} den Spannungsdeviator, δ_{ij} das Kroneckersymbol, s die mittlere Hauptspannung, σ_V die von Mises-Spannung. k,n sind die Parameter des Norton'schen Gesetzes.
Bei vielen überwiegend lastkontrollierten Zuständen können die Verzerrungsbeiträge infolge elastischer Effekte vernachlässigt werden. Die Stoffgleichung (2.2) vereinfacht sich dann zu

(2.3) $\varepsilon_c = f_1(\sigma) f_2(t) f_3(T)$

Die Gleichung (2.3) charakterisiert ein inkompressibles Material mit nichtlinearen viskosen Eigenschaften. Im Rahmen von Streuungen und Unsicherheiten ist (2.3) ein brauchbarer Ansatz zur Beschreibung des Kriechverhaltens metallischer Werkstoffe bei sehr hohen Temperaturen. Im Rahmen der theoretischen Analysen in der vorliegenden Arbeit wird hauptsächlich von dieser Beziehung Gebrauch gemacht. Zur Vornahme von Abgrenzungen wird an gegebener Stelle auch auf die etwas kompliziertere Gleichung (2.2) zurückgegriffen.

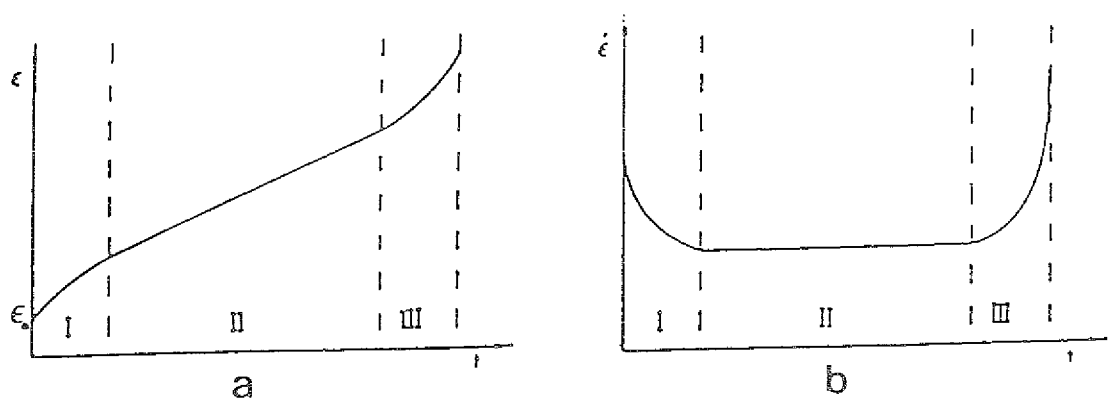


Abb. 2.1: Bereiche A,B,C im σ, T-Diagramm:

A: kein Kriechen vorhanden
B: Kriechen und Plastizität durch Verfestigung bestimmt
C: Klassische Plastizität von geringer Bedeutung Verformungen durch nichtlineares viskoses Fließen bestimmt

3. BEUL- UND INSTABILITÄTSPHÄNOMENE

Die Tatsache, daß in metallischen Werkstoffen bei hohen Temperaturen unter Belastung Kriechverformungen erzeugt werden, ist ein Aspekt des Kriechbeulphänomens. Der andere Aspekt ist im Verhalten der Gesamtstruktur zu sehen; er zielt in Richtung Stabilität von mechanischen Systemen, die sich im Kräftegleichgewicht befinden.
Obwohl Säulen schon vor etwa 7000 Jahren in Ägypten gebaut wurden, wurde die erste veröffentlichte Rechnung zu ihrer Tragfähigkeit und zu ihrem Stabilitätsverhalten erst vor etwa 250 Jahren von Leonhard Euler durchgeführt /23/. Die klassische Theorie, die mit diesem Beitrag begründet wurde, ist auch heute noch vom Prinzip her die Grundlage von Stabilitätsanalysen.

In der Technik ist die Stabilität einer Struktur von großer Bedeutung. Befindet sich eine Struktur im Zustand stabilen Gleichgewichtes, so ist nicht zu befürchten, daß es infolge kleiner Schwingungen oder kleiner Änderungen der äußeren Lasten zu einem Kollaps bzw. Beul- oder Knickvorgang kommt /24, 25/.

3.1 Elasto-plastisches Beulen (zeitunabhängiges Beulen)

Die Art und Weise, wie sich ein Beulvorgang abspielt, hängt nicht nur von der Belastungsituation sondern auch von den Geometrie- und Stoffeigenschaften der betrachteten Struktur ab.
Beulvorgänge lassen sich in zwei Typen einteilen:

(1) Beulvorgänge infolge eines Stabilitätsverlustes durch große Verformungen

(2) Bifurkationsbeulvorgänge

Im Fall (1) nimmt die Steifigkeit einer Struktur mit wachsender Verformung (infolge anwachsender Belastung) mehr

und mehr ab. Bei der Kollapslast hat die Last-Verformungskurve eine horizontale Tangente, so daß eine noch so kleine Steigerung der Belastung eine schlagartige, dramatische Änderung der geometrischen Konfiguration bewirkt. Diese Art des Instabilitätsversagens wird auch als " SNAP THROUGH" (Durchschlagen) bezeichnet /24/.
Leicht gekrümmte Balkenelemente und Schalen schlagen nach Überschreiten der kritischen Last durch, wobei sie in einen Zustand mit umgekehrten Krümmungsverhältnissen übergeführt werden.
Nach erfolgtem Durchschlag weist die Struktur die gleichen Symmetrieelemente (z. B. Spiegelebenen, Rotationsachsen) auf, die auch im Ausgangszustand aufgrund von Geometrie und Belastungssituation vorhanden war.
Eine Behandlung dieses Phänomens erfordert den Einsatz von Berechnungsmethoden, die geometrische und materialbezogene Nichtlinearitäten berücksichtigen (siehe Abb. 3.1 (a)).

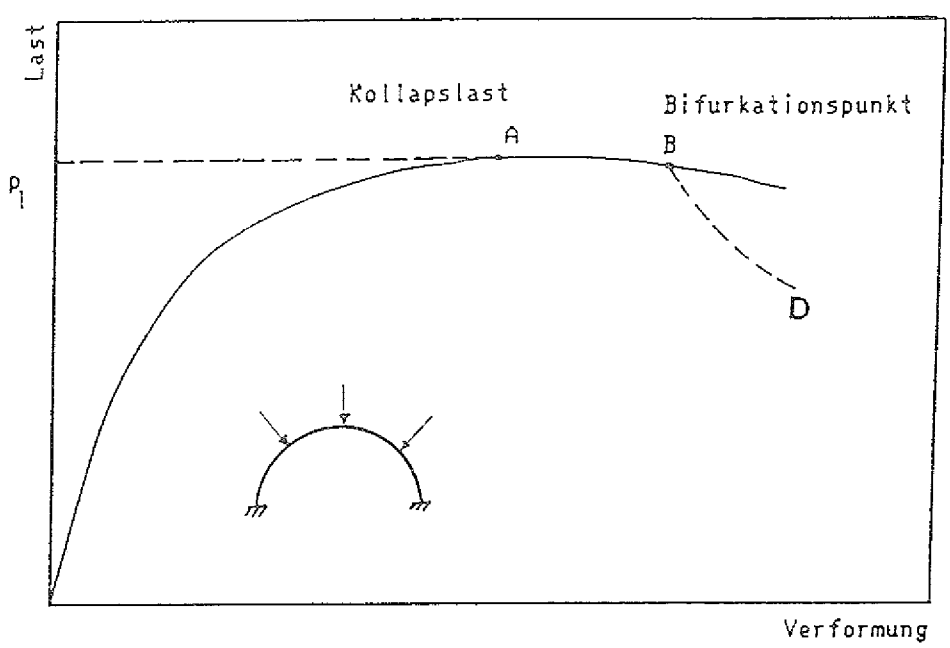


Abb 3.1 a: Last-Verschiebungskurve mit den zwei Versagenstypen: Im Punkt A tritt Durchschlagen auf, der Punkt B bezeichnet eine Bifurkationsinstabilität auf der Gleichgewichtskurve

Das Phänomen des "Bifurkationsbeulens" (Fall (2)) bezieht sich auf eine andere Art der Instabilität, die mathematisch als ein Eigenwertproblem aufgefaßt werden kann. Bis hin zur kritischen Last bleiben Verformungen hier im allgemein klein. Bei Erreichen der

entsprechenden Last beginnt die Verformung plötzlich anzuwachsen, wobei das Verformungsmuster der vorkritischen Belastungsphase sich vollkommen von dem nach Eintritt des Beulens unterscheidet. Im Gegensatz zur Beulfigur bei Durchlagsinstabilität weist das Beulmuster im Fall (2) nicht mehr die Symmetrieeigenschaften der Ausgangskonfiguration auf: Symmetrieen werden zerstört.
Ein Übergang in ein anderes Verformungsmuster ist immer dann möglich, wenn die Last-Verformungskurve, die sich im Bifurkationspunkt /25/ anschließt eine negative Steigung hat (siehe Abb. 3.1 (b)). Abhängig von der Belastungssituation und den geometrischen Abmessungen können gekrümmte Balken und Schalenelemente vor Erreichen des Durchschlagspunktes Bifurkationsinstabilitäten aufweisen. Es ist aber auch möglich, daß jenseits des Durchschlagpunktes solche Instabilitäten auftreten (Abb. 3.1 (a)). In einem solchen Fall ist natürlich in erster Linie der Durchschlag von Interesse, weil er auslegungsbestimmend ist.
Im Falle von realen Strukturen, die stets fertigungsbedingt Abweichungen von der idealen Form aufweisen, sind die kritischen Lasten P_S im allgemeinen niedriger als für die perfekte Geometrie (siehe Abb. 3.1 (b)).

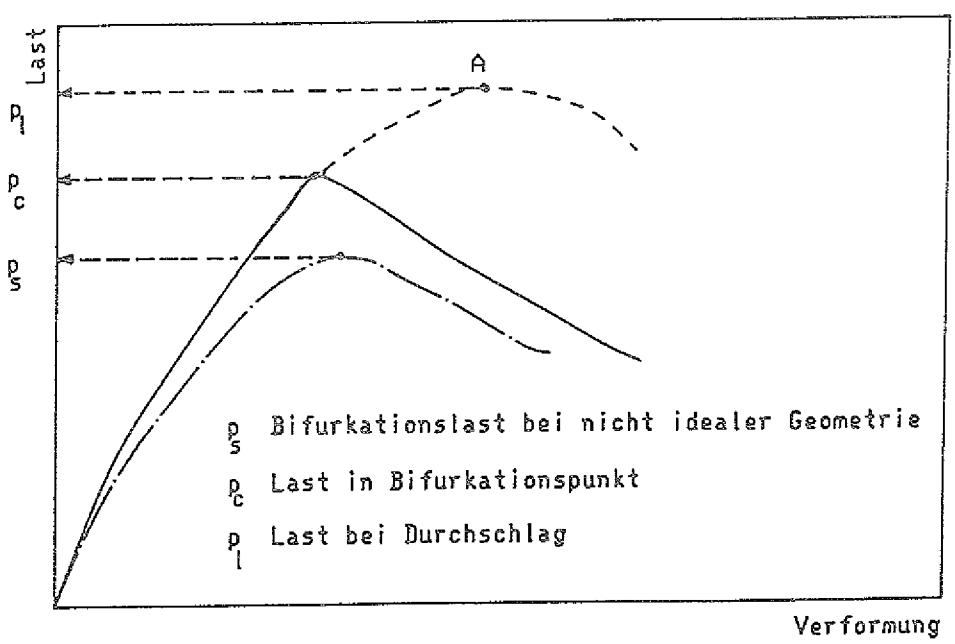


Abb. 3.1b: Last-Verschiebungskurve; Bifurkationsinstabilität vor dem Durchschlagpunkt; bei Abweichung von idealer Geometrie ist die kritische Last reduziert (gestrichelte Kurve)

Abhängig von der Belastungssituation und den geometrischen Abmessungen können gekrümmte Balken und Schalenelemente vor Erreichen des Durchschlagpunktes Bifurkationsinstabilitäten aufweisen. Es ist aber auch möglich, daß jenseits des Durchschlagpunktes solche Instabilitäten auftreten (Abb. 3.1 ((a). In einem solchen Fall ist natürlich in erster Linie der Durchschlag von Interesse, weil er auslegungsbestimmend ist. Im Falle von realen Strukturen, die stets fertigungsbedingt Abweichungen von der idealen Form aufweisen, sind die kritischen Lasten Ps im allgemeinen niedriger als für die perfekte Geometrie (siehe Abb. 3.1 (b)).

3.2 Kriechinstabilitäten (zeitabhängige Vorgänge)

Bei sehr hohen Temperaturen werden unter konstanter Last, so klein sie auch sein mag, zeitabhängige Kriechverformungen erzeugt, die beständig anwachsen /28/. Von daher können im zeitabhängigen Bereich Strukturen nicht beliebig lange Beanspruchungen ertragen: sie werden nach endlichen Zeiten durch übermäßige Verformung, Instabilität oder Bruch versagen. Im Falle großer Verformungen sind mit den Kriechprozessen große Änderungen der geometrischen Gestalt verbunden. Im allgemeinen erhöhen sich dadurch die wirkenden Spannungen und die entsprechenden Kriechdehnraten, wobei in einer endlichen kritischen Zeit die Verformung selbst oder die Verformungsrate rechnerisch gegen Unendlich strebt.
Wenn zum Beispiel ein geometrisch perfekter Balken einer zentrischen Last kleiner als der Eulerlast ausgesetzt wird, so wird im elastischen Bereich eine kleine Störung, die mit einer kleinen seitlichen Auslenkung verbunden ist, keinen Stabilitätsverlust bewirken. Im Kriechbereich jedoch wird es auch unterhalb dieser Grenzlast zu einem seitlichen Ausknicken kommen, wenn man nur die Störung lange genug einwirken läßt. Es gibt hier im Prinzip keine kritische Belastung.
Wenn eine Anfangsimperfektion existiert, so wird nach erfolgter Belastung zuerst eine seitliche elastisch bedingte Auslenkung auftreten, die durch Kriechen mehr und mehr verstärkt wird (siehe Abb. 3.2).

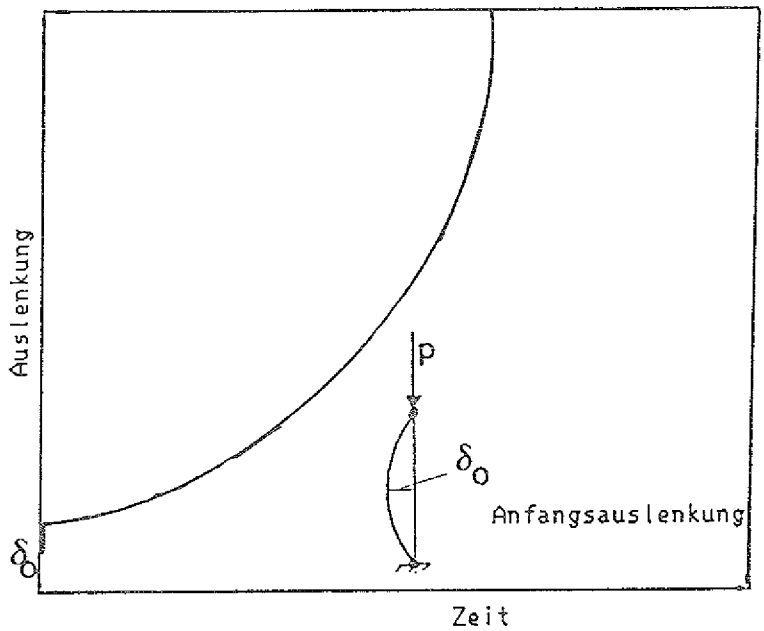


Abb 3.2: Kriechinstabilität (Schema); zeitliche Entwicklung der Auslenkung

Wenn das Kriechverhalten durch ein nichtlineares viskoelastisches Materialgesetz (Norton'sches Kriechgesetz) /9/ beschrieben werden kann, so wird die Auslenkrate proportional zu δ^n sein, wobei n größer eins ist. Somit wird sich δ (t) progressiv entwickeln, so daß der Balken nur eine endliche Lebensdauer hat. Der Wert der kritischen Zeit hängt somit von der Belastung, der Anfangsimperfektion und von den Kriecheigenschaften des Materials ab.

Während beim zeitunabhängigen Beulen die kritischen Lasten den zentralen Begriff darstellen, sind es beim Kriechbeulen kritische Zeiten. Im Prinzip gibt es keine kritischen Lasten, jede Last führt nach einer gewissen Zeit zum Kollaps. Ein entscheidende Rolle spielen hierbei Imperfektionen. Sie werden durch die Kriechvorgänge mehr und mehr in Richtung Kollaps verstärkt.

4. LITERATURÜBERSICHT

Im folgenden wird eine Übersicht über die Literatur gegeben, die sich mit dem Problem des Kriechbeulens von dünnen Schalen unter äußerem Überdruck bei hohen Temperaturen beschäftigt. Es wird besonders auf die Beiträge eingegangen, die einen direkten Bezug zum Kriechkollaps von Rohren haben.

Hoff /29/ publizierte Ende der fünfziger Jahre eine Differentialgleichung, die die Änderung des Querschnittes eines dünnwandigen Rohres unter Außendruck unter den folgenden Bedingungen beschreibt:

- Die Rohrwand ist zweischalig aufgebaut, wobei innere und äußere Schale durch einen starren Steg verbunden sind.

- Das Werkstoffverhalten der beiden Schalen wird durch ein Norton'sches Kriechgesetz beschrieben.

- Der Rohrquerschnitt hat eine leichte Abweichung von der ideal runden Form, die als annähernd elliptisch angesehen werden kann. Diese Anfangsabweichung wächst durch Kriechverformungen mit steigenden Raten an, bis es zum Kollaps kommt.

Die Hoff'sche Analyse wird bestimmt durch das Gleichsetzen zweier verschiedener Ausdrücke für die Zeitableitung der die Rohrkrümmung charakterisierenden Rohrwandmittellinie. Einer der Ausdrücke wird aus differentialgeometrischen Betrachtungen entwickelt, während der andere aus der Differenz zwischen den Dehnraten von äußerer und innerer Schale resultiert.
Dieses theoretische Modell wurde durch verschiedene Autoren in Versuchen überprüft, wobei eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Resultaten festgestellt wurde.

Bargmann /30/ erweiterte das Hoff'sche Modell zur Beschreibung elastischer Effekte. Er führte einen Faktor P_{cr} ein, der einen kritischen Druck im Sinne einer elastisch sich auswirkenden Eulerlast darstellt:

$$P_c = \frac{E}{4\,(1-\nu^2)}\left(\frac{h}{\bar{R}}\right)^3 \tag{4.1}$$

wobei E den Elastizitätsmodul und ν die Querkontraktionszahl bezeichnen. h und $\bar{R}$ sind Wandstärke und der mittlere Rohrradius.
Bargmann berücksichtigte ebenfalls die Zeitabhängigkeit des Außendruckes /31/ und deren Auswirkungen auf die Beulzeit. Er bemerkte, daß ein periodisch sich ändernder Außendruck nicht zu einer entsprechenden ebenfalls periodischen Variation der Ovalität führt.

Bargmann berichtete über Experimente an dünnwandigen Rohren aus NIMONIC 75 mit einem mittleren Radius von 24,5 cm und einer Wandstärke von 0,6 cm. Die Anfangsovalitäten reichten von 0,1% bis 1,0 %. Die Experimente wurden durchgeführt unter einem Außendruck von 10 bar bei Temperaturen von 900 °C bis 1040 °C.
Die experimentellen Resultate für die Beulzeiten stimmten recht gut mit den berechneten Zeiten überein.
Aus den experimentellen Resultaten folgerte Bargmann, daß man im allgemeinen elastische Effekte bei Kriechbeulproblemen nicht vernachlässigen darf.

Zeitlich sich ändernde Temperaturen und Druckverhältnisse können in erheblichen Maße die kritische Beulzeit beeinflußen. Der Kollapszeitpunkt liegt bei zyklisch sich änderenden Temperaturen und Drücken deutlich früher als unter der Wirkung der entsprechenden Mittelwerte.

K. Nagato und N. Takikawa /32/ führten experimentelle

Arbeiten zum Kriechkollaps von dünnwandigen zylindrischen Schalen bei äußeren Drücken und hohen Temperaturen aus. Die Versuche wurden unter Außendruck in einer Heizvorrichtung durchgeführt, welche drei Heizbereiche enthielt, die eine temperaturkonstante Zone mit einem Temperaturfehler von ±3 °C gewährleisteten. Die Versuchstemperaturen lagen im Bereich 800-900 °C, die eingestellten Außendrücke zwischen 7,5 und 19 bar. Die Rohre waren aus HASTELLOY X gefertigt, sie hatten 60 mm Außendurchmesser, 2mm Wandstärke und 400 mm Länge. Die Anfangsabweichungen von der runden Form reichten von 0,39 bis 0,49mm. Die Parameter des Kriechgesetzes (Norton'scher Ansatz) wurden an Zugproben ermittelt, die aus Rohrmaterial gefertigt worden waren.
Die Autoren entwickelten ein Computerprogramm, um die Kriechbeulzeit der Rohre zu bestimmen. Im Rahmen der theoretischen Arbeiten wurden die das Kräftegleichgewicht, das Materialgesetz und die Kinematik beschreibenden Gleichungen mit der Methode der finiten Differenzen behandelt. Die Berechnung des zeitlichen Verlaufes erfolgte Schritt für Schritt unter Verwendung hinreichend kleiner Zeitinkremente, innerhalb derer die Änderung der Spannungen vernachlässigbar klein blieb.

Zwischen den experimentellen und den theoretisch abgeleiteten Werten wurde ein Vergleich durchgeführt, ebenso wurden auf Basis des Hoff'schen Modells Rechnungen angestellt. Das Ergebnis war eine brauchbare Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Wah und Gregory /33,34/ führten etwa 30 Versuche an dünnen Aluminiumrohren durch (mittlerer Radius R = 75,7mm; mittlerer Radius/Wandstärke-Verhältnis von 70 bis 75). Die Temperaturen lagen bei 165 bis 260 °C. Was die theoretische Behandlung anbelangt, so nahmen sie an, daß man die Rohre unter der Bedingung eines ebenen Spannungszustand analysieren kann. Die Modellierung der Rohrwand wurde in gleicher Weise wie bei

Hoff vorgenommen. Als Kriechgesetz wurde ein Sinus-Hyperbolicus-Ansatz gewählt. Bei der Gesamtdehnrate fand auch der elastische Anteil Berücksichtigung:

(4.2) $$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + C \sinh\left(\frac{\sigma}{\sigma_o}\right)$$

C und σ_o bezeichnen temperaturabhängige Werkstoffparameter. Durch das Einbeziehen elastischer Effekte fanden die Autoren ähnlich wie Bargmann einen kritischen Druck im Sinne einer Euler'schen Instabilitätslast. Der kritische Druck findet sich in einem Faktor $(1-P/P_c)^{-1}$ wieder.

Die Rechenergebnisse lagen in der gleichen Größenordnung wie die experimentellen Werte.

Kaupa /35, 36/ führte Analysen zum Kriechbeulen aus, wobei er sich an die Vorgehensweise von Hoff /29/ und Bargmann /30/ anlehnte. Das Einbeziehen der elastischen Effekte ist jedoch nicht in der strikten Art und Weise wie bei Bargmann berücksichtigt.
Kaupa setzte seine theoretischen Gleichungen in einen Computercode um und verglich die erhaltenen Resultate mit experimentellen Ergebnissen, die an Rohren aus HASTELLOY X, INCOLOY 800, lösungsgeglühtem INCONEL 718 und ungeglühtem INCONEL 625 gewonnen wurden. Es handelte sich bei den Rohren um Brennelementhüllen für den gasgekühlten Schnellen Brutreaktor. Sie hatten einen Außendurchmesser von 7mm und eine Wandstärke von 0,4mm.
Der Temperaturbereich der Untersuchungen lag zwischen 650 und 750 °C, die Außendrücke betrugen 70 bis 200 bar. Die Abweichungen von der Kreisform waren 0,004 bis 0,015 mm. Die experimentell ermittelten Ovalitätsverläufe lagen für die beiden Materialien INCONEL 718 und INCONEL 625 unter den errechneten Kurven. Vor allem bei langen Laufzeiten waren die Abweichungen besonders groß. Dieser Befund wurde darauf zurückgeführt, daß sich während der Versuchsdauer die

Gute Übereinstimmung ergab sich für die Brennelementhüllen aus HASTELLOY X, INCOLOY 800 und lösungsgeglühtem INCONEL 718.
Kaupa zeigte, daß die Kriechkollapszeiten für Rohrgeometrien unter Außendruck näherungsweise durch die folgende Formel beschrieben werden können:

$$t_{cr} \sim \frac{1}{P^n \left(\frac{\bar{R}}{h}\right)^{n+2}} \tag{4.3}$$

Gleichung (4.3) zeigt, daß bei Erhöhung des Druckes um 10% die kritische Zeit t_{cr} um $1/(1,1)^n$ ansteigt. Zum Beispiel ergibt sich für n=5 eine Reduktion von t_{cr} um 38%.

Pan /37/ behandelte in einer rein theoretischen Arbeit das Kriechbeulproblem von Rohren unter der zusätzlichen Berücksichtigung eines in Radial- und Umfangsrichtung veränderlichen Temperaturfeldes.
Er benutzte Methoden der klassischen Elastizitätstheorie, wobei thermische und Kriechdehnungen als Anfangsdehnungen berücksichtigt wurden. Wegen der Zeitabhängigkeit der Kriechdehnungen bestand die Notwendigkeit eines inkrementellen Vorgehens in der Zeit, welches zur Erzielung höherer Genauigkeit durch iterative Methoden während jedes Zeitschrittes unterstützt wurde. Die Kriechdehnrate wurde in der üblichen Form eines Norton'schen Gesetzes gewählt, wobei die Temperaturabhängigkeit des Kriechens Berücksichtigung fand:

$$\dot{\varepsilon} = A_1 \exp\left(\frac{-A_2}{T}\right) \sigma^n \tag{4.4}$$

A_1, A_2, und n bezeichnen Werkstoffparameter, die Pan für HASTELLOY X, dem im Rahmen seiner Arbeit untersuchten Werkstoff, zu $A_1 = 4{,}827 \cdot 10^{-4}$, $A_2 = 90250$, $n = 4$ spezifizierte (Spannungen in lb/sq in., Temperatur in Rankine, Zeit in Stunden).

Der mittlere Radius des in der Rechnung betrachteten Rohres betrug 0,275 inch bei einer Wandstärke von 0,01 inch. Die Anfangsabweichung von der runden Form war zu 0,0005 inch angenommen. Die Form des Temperaturfeldes in der Wandung ist aus Gl. (4.5) zu ersehen:

$$T = T_m + A' \cos 6\theta + A''(1 - \cos 6\theta)\left(\frac{1}{2} + \frac{r}{h}\right) \qquad (4.5)$$

Wobei A' und A'' 50 °F und 5 °F sind.
Der Umfangswinkel ist θ, die radiale Koordinate r benannt. T_m ist die mittlere Temperatur der äußeren Rohroberfläche. Die Pan'sche Arbeit beinhaltet ebenfalls einen Vergleich der eigenen Resultate zu denjenigen, die auf Basis des Hoff'schen Modells ermittelt wurden.

Kalnins et al. /38/ entwickelten eine Methode, um Kriechprobleme in dünnwandigen Schalenstrukturen zu behandeln. Im Rahmen ihres Modells nehmen sie an, daß Verformungen nur durch Kriechen zustandekommen (sie vernachlässigen elastische und plastische Effekte in ihrem Einfluß auf die Verformung). Wegen der Zeitabhängigkeit des Kriechens nutzen auch sie iterative und inkrementelle Rechenprozeduren. Nach jedem Zeitschritt wird die neu erzeugte geometrische Konfiguration einer Stabilitätsuntersuchung mit dem klassischen Eulerverfahren (Bestimmung der kritischen Last durch eine Eigenwertanalyse) unterzogen.

Diese Methode wurde in einem konkreten Falle angewendet auf die Berechnung von Turbinenübergangsliner, die während des Betriebes nach relativ kurzen Zeiten durch Beulen versagt hatten. Die Versagenszeiten lagen zwischen 25 und 2500 Stunden. Der auf den Liner wirkende Außendruck betrug 10 Psi bei einer Temperatur von etwa 860 °C. Der Liner bestand aus HASTELLOY X. Abhängig von den verwendeten Kriechdaten (ORNL-Daten oder Daten des Werkstofflieferanten) und Annahmen über

die wirkenden Temperaturen wurden Kollapszeiten zwischen 58 und 2580 Stunden errechnet, die die Befunde zu erklären vermochten. Nach durchgeführter Analyse wurde dem Betreiber empfohlen als Linerwerkstoff eine Kobaltbasislegierung einzusetzen, die eine erheblich höhere Kriechfestigkeit besitzt. Seitdem traten keine Beulvorgänge mehr auf.

5. DURCHFÜHRUNG DER VERSUCHE

5.1 Charakterisierung des Werkstoffs NiCr 22 Co 12 Mo

Bei dem Rohrwerkstoff für die Kriechbeuluntersuchungen handelt es sich um die Nickelbasislegierung NiCr 22 Co 12 Mo. Sie ist unter den Handelsbezeichnungen NICROFER 5520 oder INCONEL 617 bekannt. Die Rohre wurden von den Vereinigten Deutschen Metallwerken (VDM) geliefert (entsprechend PNP-Spezifikation).
Verschiedene Rohr- und Probengeometrien bestehen aus Halbzeugen der gleichen Mutterschmelze:

- Probenidentifizierung AZU-X, einachsige Kriechzugprobe, Länge 50 mm, Durchmesser 10 mm

- Probenidentifikation AZP-X, RSM-Rohre, Außendurchmesser 40 mm, Wandstärke 3,3 mm, Länge 600 mm

- Probenidentifikation AZS-X, IHX-Rohre, Außendurchmesser 22 mm, Wandstärke 2,2 mm, Länge 1200 mm

Die Proben erfuhren folgende Wärmebehandlung nach der Herstellung gemäß 1175 °C/65 Minuten/Wasser. Die chemische Zusammensetzung in Mass.% der Mutterschmelze ist aus der Tabelle 5.1 zu ersehen.

C	Cr	Ni	Ti	S	Mo	Si	Cu
0,06	22,05	Rest	0,43	0,005	8,93	0,14	0,01
Mn	Fe	P	B	N_2	Al	Co	
0,04	0,08	0,003	0,003	0,03	0,83	12,35	

Tabelle 5.1: Chemische Zusammensetzung des verwendeten Werkstoffes NiCr 22 Co 12 Mo

Metallographische Aufnahmen des Rohrmaterials imAnlieferungszustand sind in den Abb. 5.1 - 5.2 zu sehen.

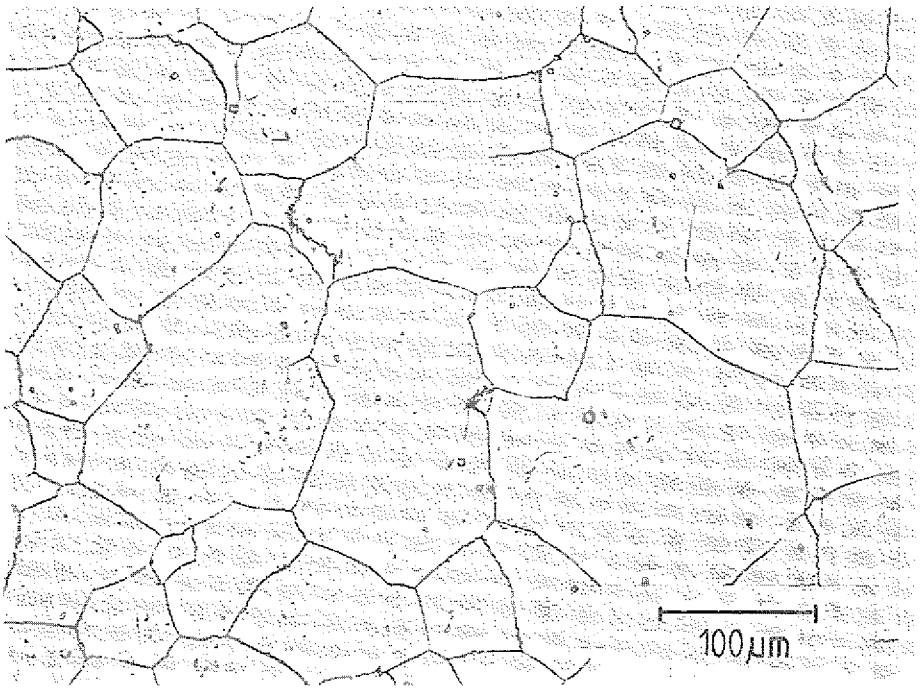


Abb. 5.1: Metallographische Schliffe des Reformermodellrohre (Versuchswerkstoff AZP)

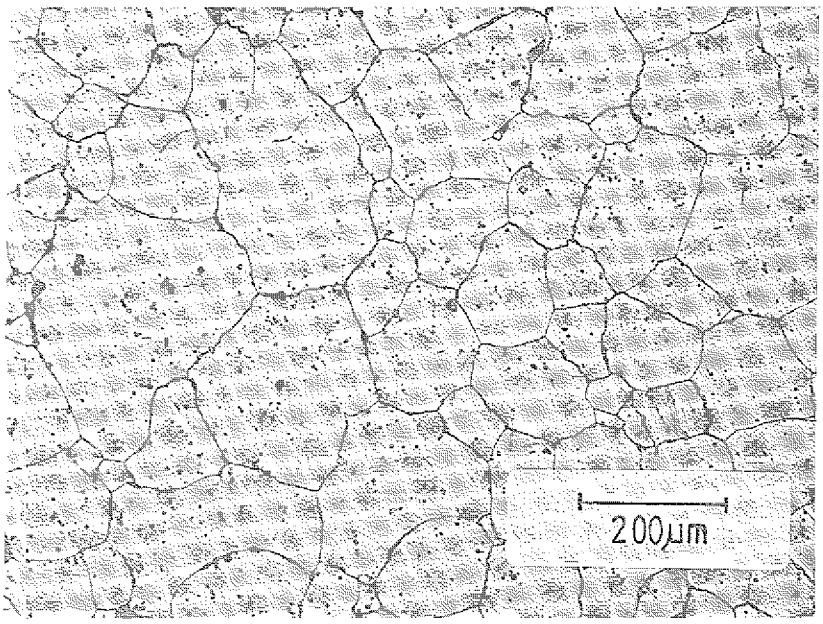


Abb. 5.2: Metallographische Schliffe des Wt-Rohres (Versuchswerkstoff AZS)

Die Korngröße des Werkstoffes lag zwischen 90 und 180 µm, was ASTM-Nr. 2 bis 4 entspricht. Die rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen (REM) zeigten nur wenige Primärcarbide MC (TiC) innerhalb der Körner.
Die mechanischen Eigenschaften des Werkstoffes bei Raumtemperatur sind in der Tabelle 5.2 aufgeführt

Eigenschaft	AZP	AZU	AZS
$R_{0.2}$	426 N/mm²	360	380
R_m	808 N/mm²	800	786
A_5	51%	60%	61%
ASTM	3,5±0,5	2±1	3±1

Tab. 5.2: Mechanische Abnahmewerte des Werkstoffes (Angaben des des Herstellers), sowie ASTM-Bezeichnung der Korngröße

5.2 Bestimmung der Kriechparameter aus einachsigen Zugversuchen

Der Auswertung der Kriechkurven wurde ein Norton'scher Potenzansatz zugrundegelegt. Das Norton'sche Gesetz hat eine recht einfache Form und charakterisiert unter Berücksichtung der Streuungen das Kriechverhalten in brauchbarer Weise.
Das Kriechverhalten hängt stark von der Wärmebehandlung und den Kaltverformungsvorgängen ab. Daher ist es wichtig, die Kriechparameter des Norton'schen Potenzgesetzes an Proben zu bestimmen, die nicht nur die gleiche chemische Zusammensetzung, sondern auch die gleiche Wärmebehandlung und Verformungsgeschichte aufweisen. Eine Reihe von einachsigen Kriechversuchen wurde sowohl an üblichen Zugproben (Abb. 5.3) als auch an IHX-Rohrproben (22x2,2x1200mm, Abb. 5.4) bei 950°C und Spannungen bis 45 MPa durchgeführt.

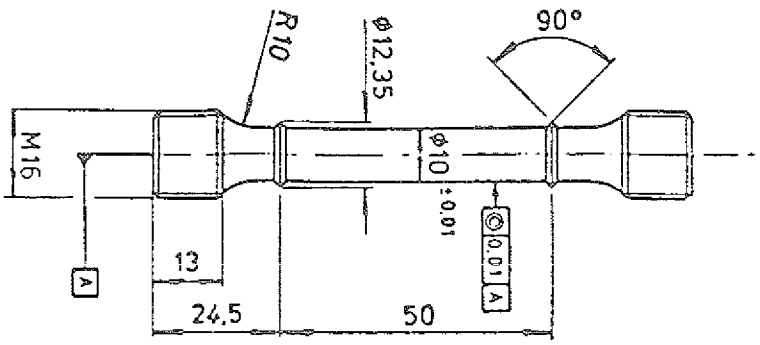


Abb. 5.3: Abmessungen der Standardzugprobe .mm.

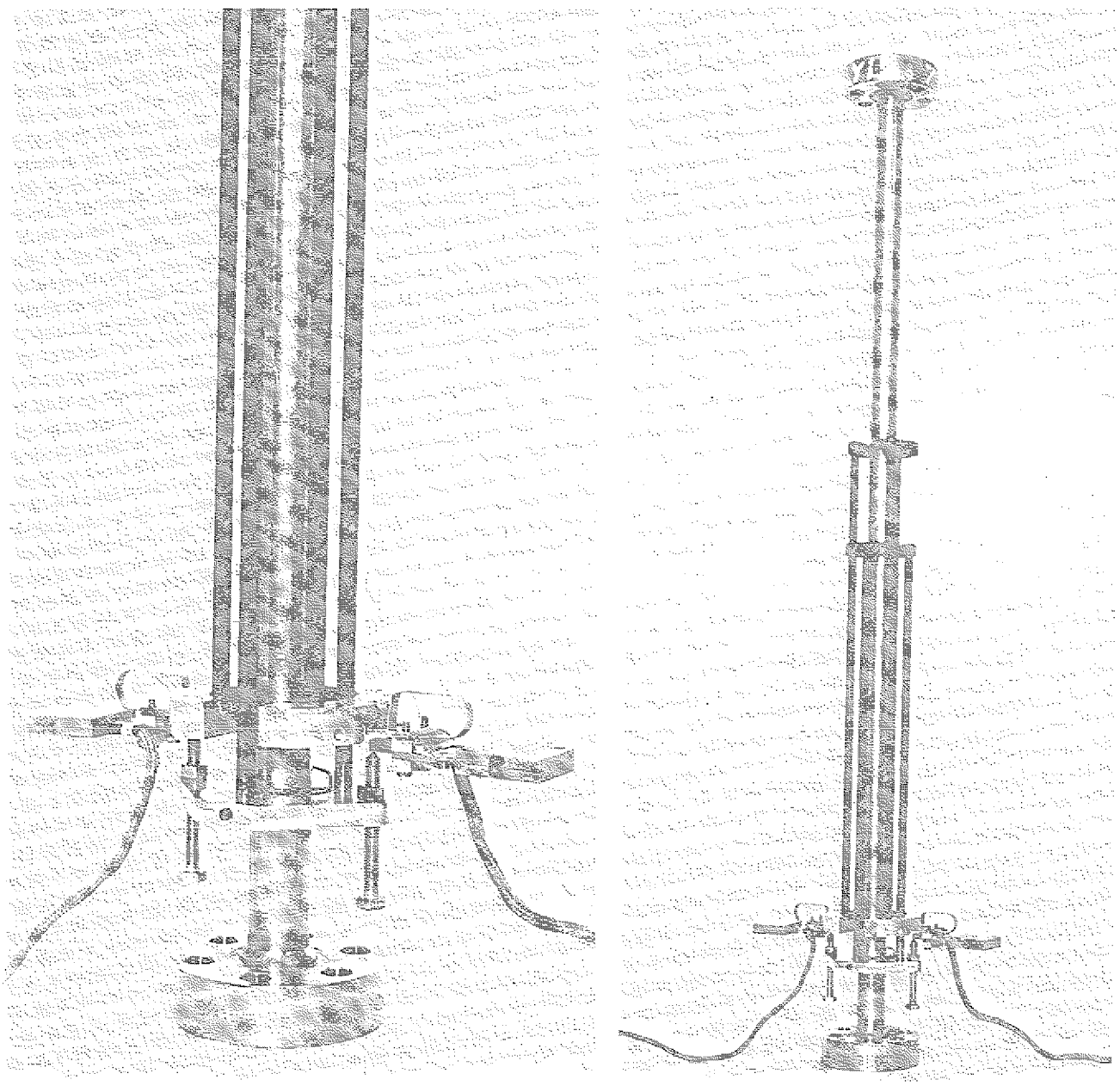


Abb. 5.4: Bauteilrelevente Rohrprobe mit Axialextensometer.

Die Ergebnisse aus Versuchen an Standardzugproben und IHX-Rohren sind in Abb. 5.5 als Zeit-Dehnungs-Kurven und in Abb. 5.6 und Abb. 5.7 als Dehnraten-Dehnungs-Kurven dargestellt.

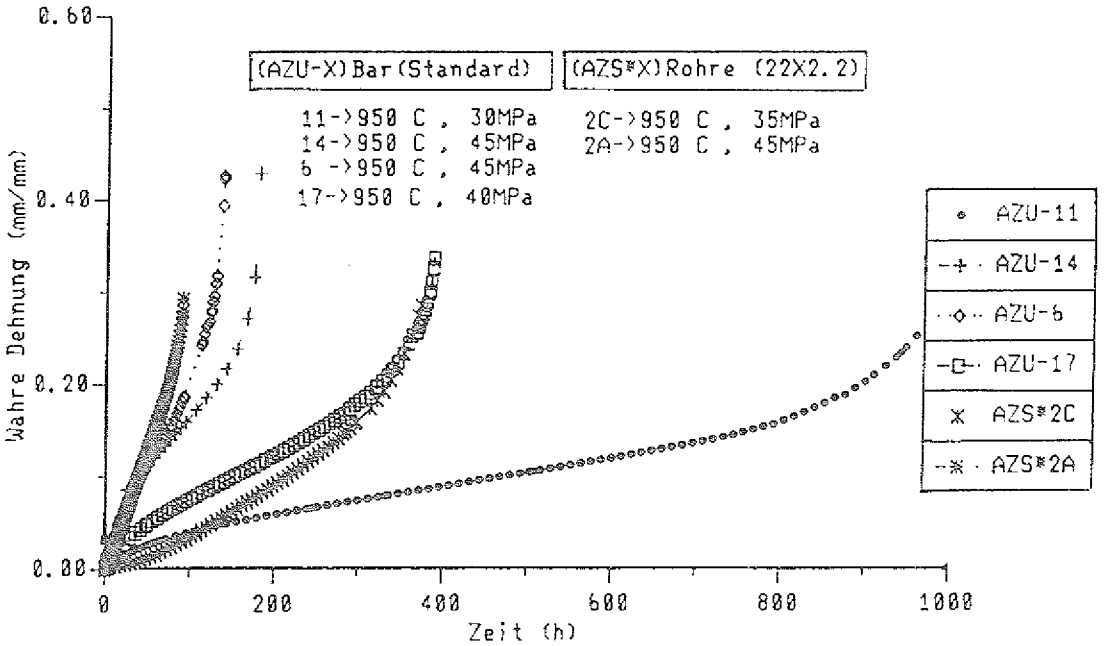


Abb.5.5: Zeit-Dehnungs-Kurven von Standardzugproben und IHX-Rohren aus NiCr 22 Co 12 Mo.

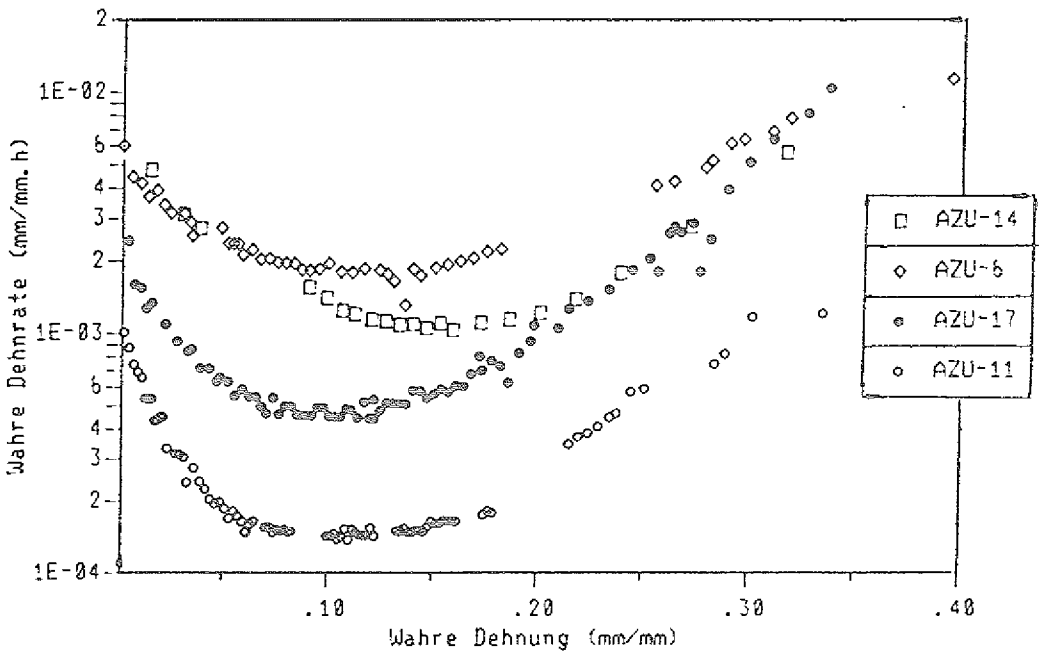


Abb.5.6: Dehnraten-Dehnungs-Kurven von Standardzugproben aus NiCr 22 Co 12 Mo.

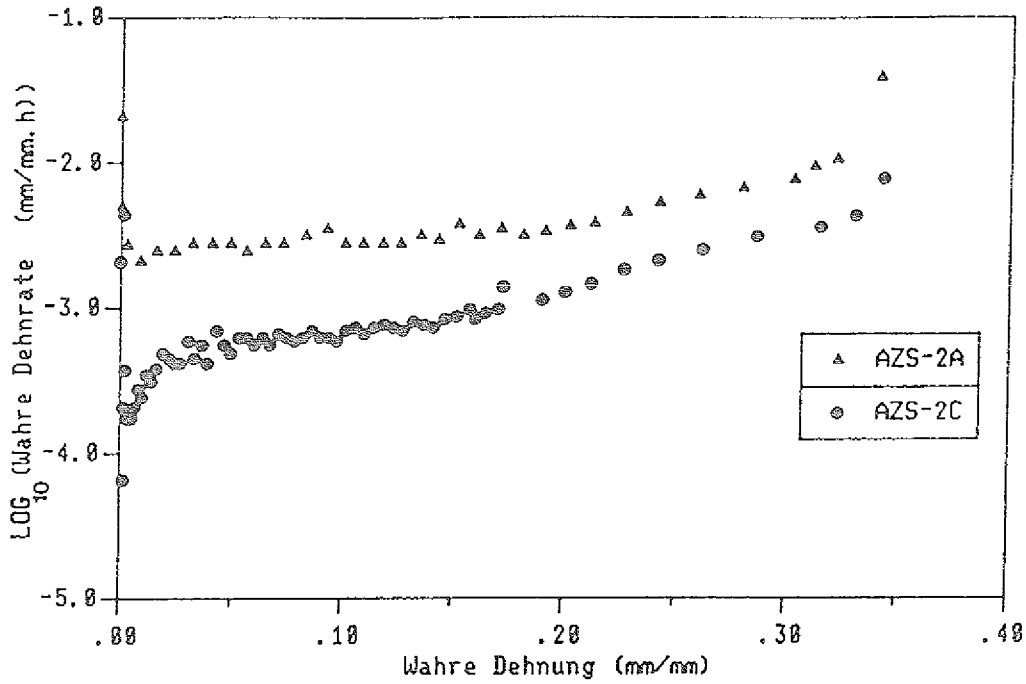


Abb.5.7: Dehnraten-Dehnungs-Kurven von IHX-Rohren aus NiCr 22 Co 12 Mo.

Der stationäre Bereich der letzteren Kurven wurde benutzt, um die Parameter des Norton'schen Gesetzes zu ermitteln.
Das Kriechgesetz hat die folgende Gestalt:

(5.1) $$\dot{\varepsilon} = k\ \sigma^n$$

$\dot{\epsilon}$ und σ bezeichnen Dehnrate und Spannung, k und n sind Materialparameter.Die wahre Dehnung hat die Form

(5.2) $$\epsilon_t = \log_e (l/l_o)$$

oder

$$l/l_o = \exp (\epsilon_t)$$

wobei l_o und l die ursprüngliche und die momentane Länge der Probe bezeichnen.Unter der Annahme, daß das Probenvolumen konstant bleibt, folgt

(5.3) $$A_o l_o = A l$$

oder

$$A = A_o l_o / l = A_o \exp(\epsilon_t)$$

Eine Division beider Seiten durch die Last p führt auf

(5.4) $$\sigma = \sigma_o \exp(\epsilon_t)$$

mit σ_o als der zu Beginn des Tests zur Zeit $t = 0$ herrschenden Spannung. Somit folgt:

(5.5) $$\dot{\varepsilon}_t = k\,\sigma^n\,e^{n\varepsilon_t}$$

oder

$$\log_e \dot{\varepsilon}_t = \log_e(k\,\sigma_o^n) + n\,\varepsilon_t$$

Eine Auftragung von $\log \epsilon_t$ auf der Y-Achse und ϵ_t auf der X-Achse ergibt eine Gerade für den stationären Kriechbereich. Der Schnittpunkt mit der Y-Achse hat den Wert $\log(k \cdot \sigma_o^n)$.
Die Abb. 5.8 verdeutlicht die Anwendung des Verfahrens auf die Zeitstandversuche mit den Proben AZU-17 und AZS-2C. Während der stationäre Bereich für die IHX-Rohrprobe gut ausgeprägt ist, zeigt die zu AZU-17 gehörige Kurve einen gekrümmten Verlauf. Diese über einen weiten Dehnungsbereich sich erstreckende Krümmung erschwert das Identifizieren des stationären Kriechzustandes.

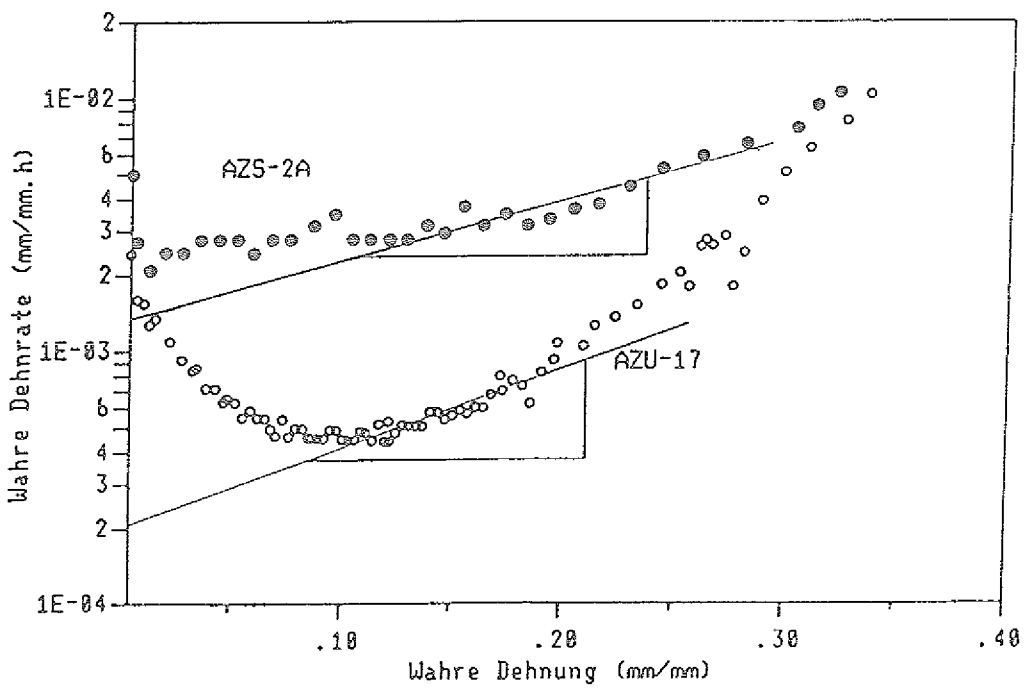


Abb. 5.8: Bestimmung der Kriechparameter k und n aus den Zugversuchen der Proben AZU-17 (Standardprobe) und AZS-2C (IHX-Rohrprobe)

Die Ergebnisse sämtlicher Kriechversuche sind in der Tabelle 5.3 zu finden.

Bezeichnung		Spannung (MPa)	Temperatur (°C)	k ($MPa^{-n}h^{-1}$)	n (-)
AZU-11	(1)	30	950	$1{,}392.10^{-14}$	6,587
AZU-14	(2)	45	950	$5{,}168.10^{-14}$	6,67
AZU-17	(3)	40	950	$7{,}05\ .10^{-14}$	5,93
AZU-6	(-)	45	950	$1{,}06\ .10^{-15}$	6,9
Lit./39/	(4)	-[1]	950	$3{,}28\ .10^{-14}$	7,44
Lit./60/	(5)	-[2]	950	$5{,}22\ .10^{-12}$	4,69
AZS-2C	(6)	35	950	$1{,}60\ .10^{-12}$	5,40
AZS-2A	(7)	45	950	$2{,}47\ .10^{-12}$	5,313

Tab. 5.3: Parameter des Norton'schen Gesetzes aus verschiedenen Versuchen an einachsigen Zugproben und IHX-Rohren des Werkstoffes NiCr 22 Co 12 Mo (nichtausgelagertes Material)

[1] Streubandanalyse Stand 1983 /39/; 14 Chargen mit relativ kurzen Laufzeiten: Maximum um 10000 h

[2] Streubandanalyse Stand 1988 /60/; über 40 Chargen mit längeren Laufzeiten: Maximum um 60000 h

Die Dehnraten-Dehnungskurve für AZU-6 zeigt im Vergleich mit den anderen Versuchen eine zu hohe Dehnrate. Dies konnte teilweise durch Schwierigkeiten mit der Extensometerhalterung während des Zugversuches erklärt werden. Bei den weiteren Erörterungen wird auf diese Werte nicht mehr zurückgegriffen.

An einigen Kriechproben wurden metallographische Untersuchungen nach verschiedenen Laufzeiten durchgeführt /40-45/. Es ergab sich, daß die Mikrostruktur des Materials bei 950 °C sich bis etwa 1000 h leicht änderte und nach 1000 h bis 16000 h stabil blieb.
In Abbildung 5.9 ist die Mikrostruktur einer ausgelagerten Probe (950 °C/1000 h) zu sehen, die eine Anhäufung feiner Carbide auf den Korngrenzen zeigt.

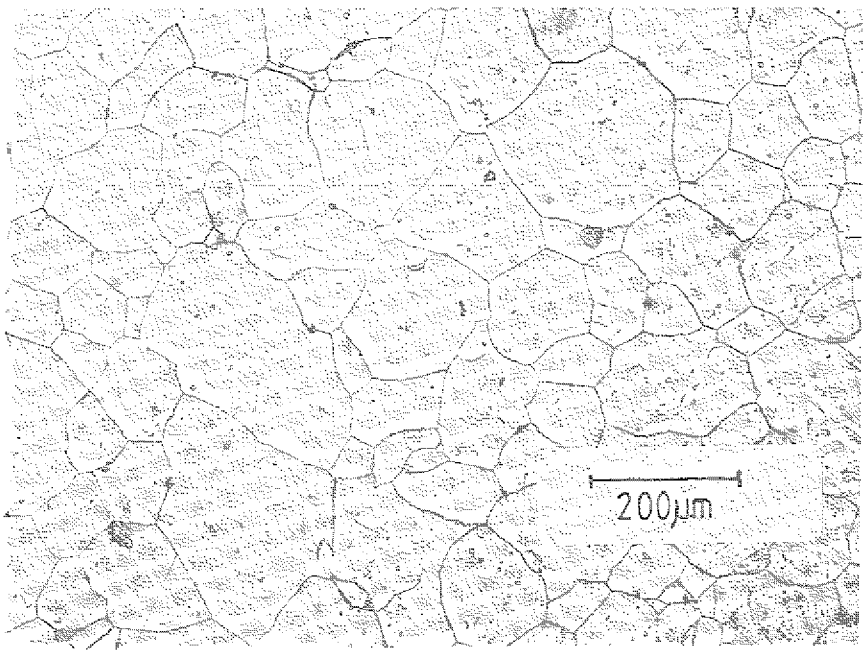


Abb.5.9: Metallographische Schliffe einer ausgelagerten Probe (950 °C /1000 h - Versuchwerkstoff BAS)

Für die Beurteilung des Beulverhaltens ist es zusätzlich notwendig zu prüfen, welche Verformungsvorgänge an einem bereits betriebsbeanspruchten Bauteil stattfinden. Um hier zu entsprechenden Aussagen zu kommen, wurden Zugversuche an thermisch überaltertem Probenmaterial bzw. Rohren durchgeführt.

Das Probenmaterial wurde für 1000 h bei 950 °C in Luft ausgelagert, womit das Gefüge in einen nahezu stabilen d.h. überalterten Zustand gebracht wurde.

Die Kriechkurven sind in Abb. 5.10 wiedergegeben. Eine Auftragung nach dem eben beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der k und n-Werte zeigt jedoch an, daß die Dauer der Versuche nicht ausgereicht hat, einen stationären Kriechzustand zu erreichen. Nur für die Probe BAT-6 konnte in der Darstellung ein solcher Zustand vermutet werden. Hierfür sind die k und n-Werte in der Tabelle 5.4 gegeben.

Bezeichnung	Spannung (MPa)	Temperatur (°C)	k ($MPa^{-n}h^{-1}$)	n (-)
BAT-6 (8)	35	950	$6{,}94.10^{-14}$	5,79

Tab. 5.4: Parameter des Norton'schen Gesetzes für die ausgelagerte Probe BAT-6 aus NiCr 22 Co 12 Mo

Das Wertepaar von Tab. 5.4 fällt in den Streubereich der nicht vorgealterten Proben.
Abbildung 5.10a zeigt die Ergebnisse der gealterten Proben in einem wahre Dehnrate-wahre Dehnungs-Diagramm.

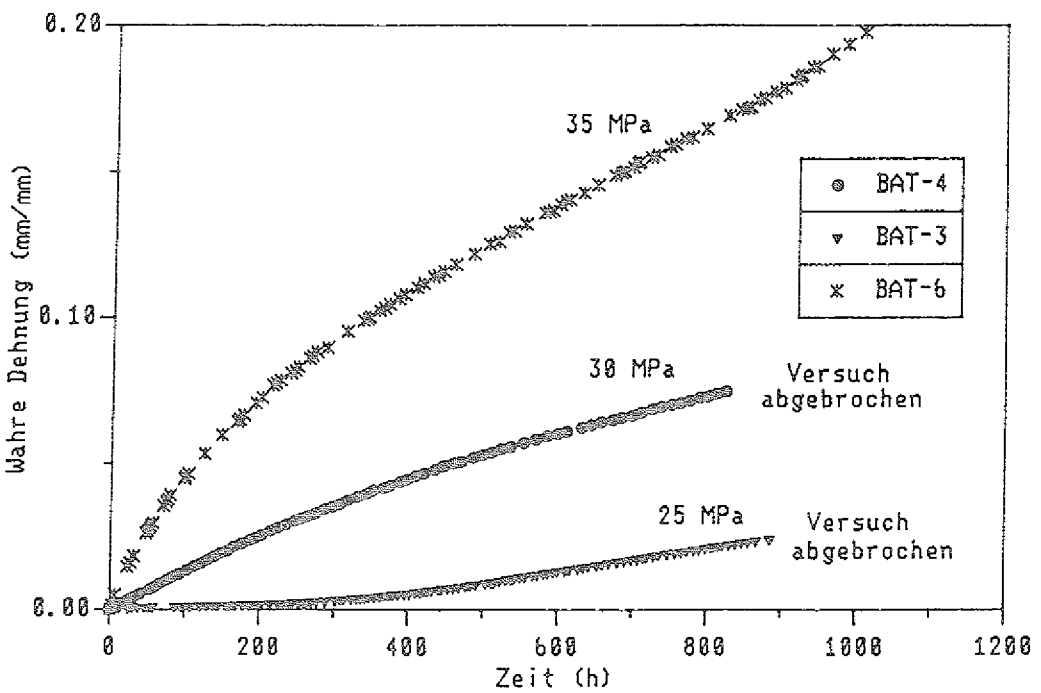


Abb.5.10: Dehnungs-Zeit-Kurven von ausgelagerten Proben aus NiCr 22 Co 12 Mo.

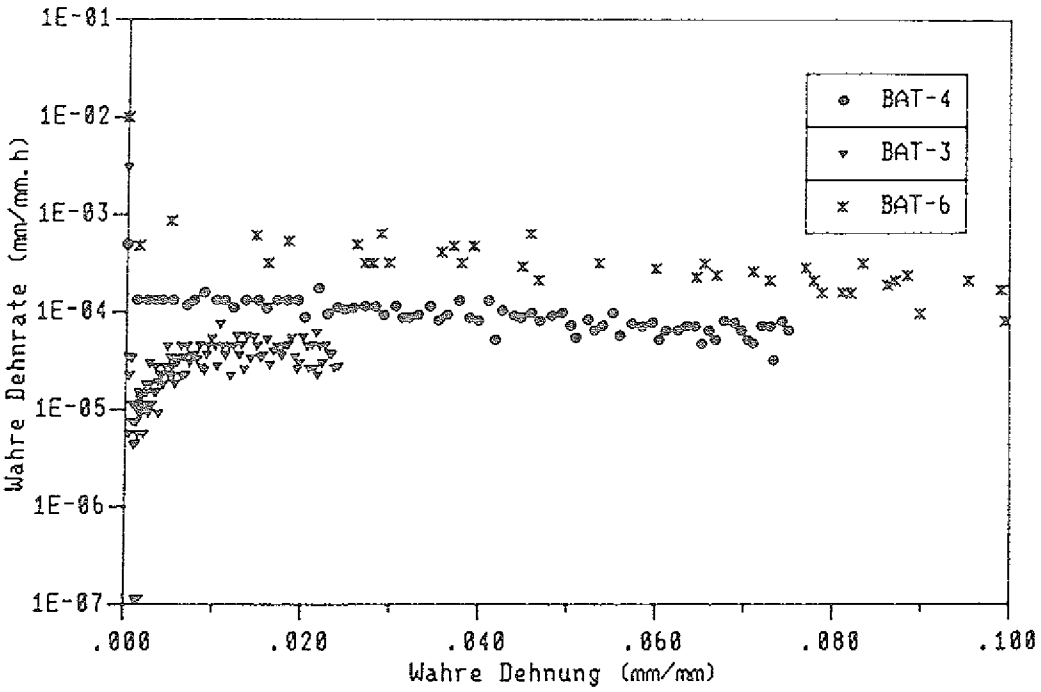


Abb.5.10a: Dehnrate-Dehnungs-Kurven von ausgelagerten Proben aus NiCr 22 Co 12 Mo.

Sämtliche angegebenen tabellierten Ergebnisse sollen zeigen, daß Kriechdaten stets ein gewisses Streuband aufweisen. Dies hängt zum Teil damit zusammen, daß es oft Schwierigkeiten bereitet, besonders bei hohen Spannungen den stationären Kriechbereich eindeutig zu identifizieren.
Es wird sich zeigen, daß die Streuungen im Kriechgesetz bei den theoretischen Analysen zum Kriechbeulen einen großen Einfluß ausüben.

5.3 Experimenteller Aufbau.

Zur Durchführung der Versuche wurde ein Autoklav eingesetzt, der bis zu Drücken von 200 bar verwendet werden kann. Abb. 5.11 zeigt einen Schnitt der Versuchsanlage. In dem Autoklaven werden die Rohre einem äußeren Überdruck bei hohen Temperaturen ausgesetzt, um ihr Kriechbeulverhalten zu untersuchen. Eine Fotografie des Versuchsstandes mit Autoklav ist in Abb. 5.12 gezeigt.

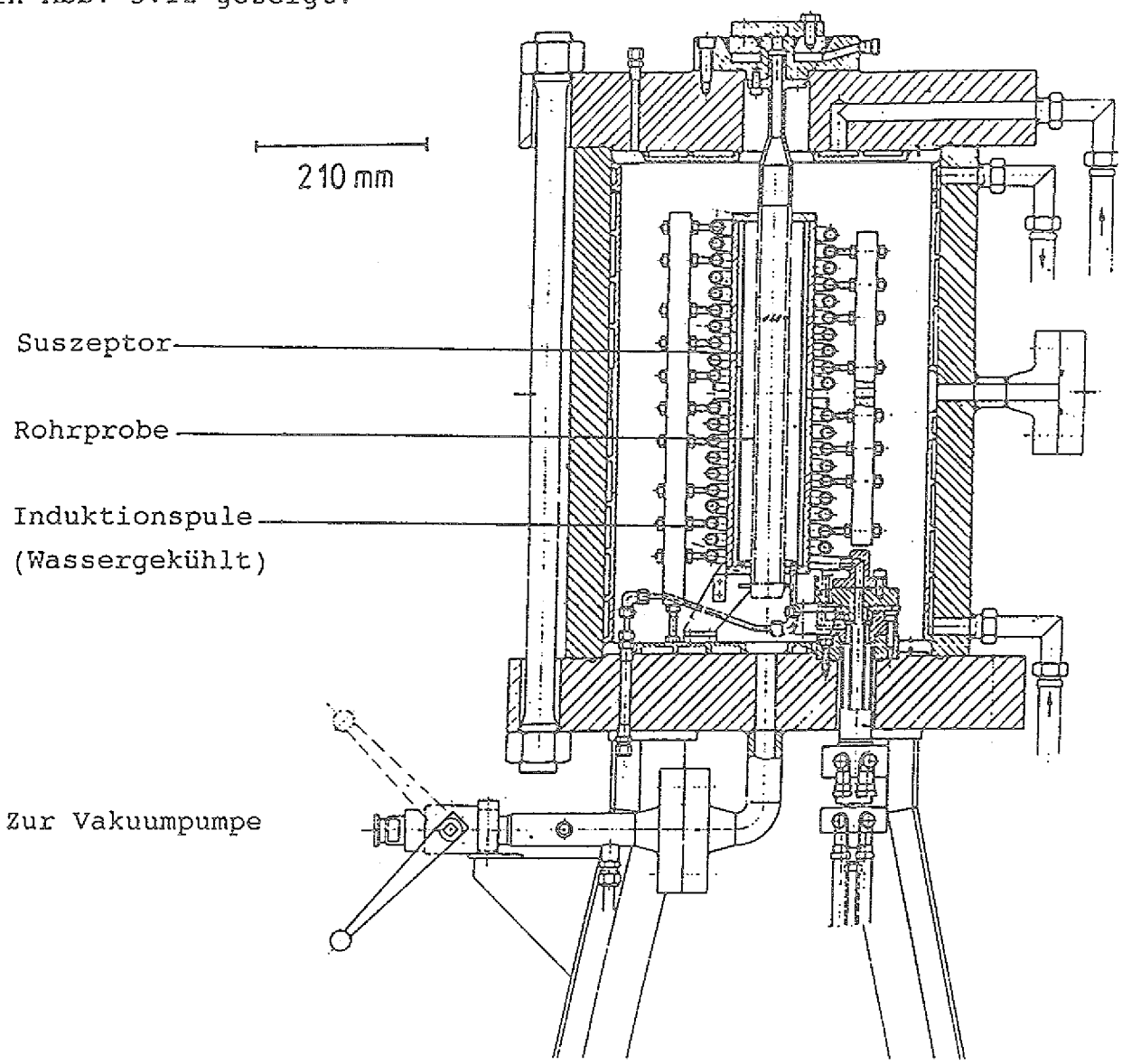


Abb.5.11: Längsschnitt durch den Autoklaven.

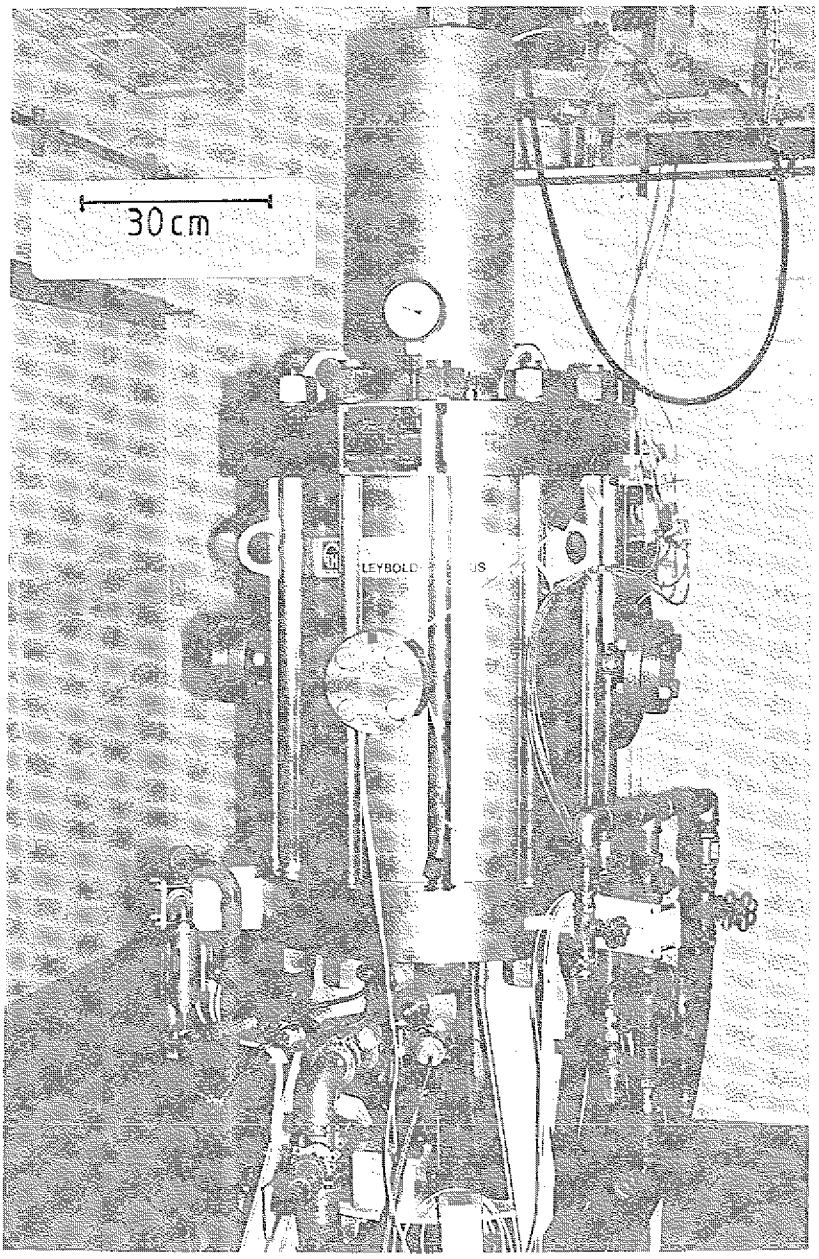


Abb.5.12: Versuchstand für Kriechbeulen

Der Autoklav besteht aus einem massiven Doppelstahlzylinder mit innerer Kühlung, der im mittleren Bereich vier Durchführungen in zwei zueinander senkrecht stehenden Richtungen aufweist. Durch diese Öffnungen werden vier induktive Differentialwegaufnehmer mit linearer Spannungs-

Weg-Charakteristik (LVDT) durchgeführt. Die konstruktive Gestaltung der Durchführung ist aus der Abb. 5.13 zu ersehen.

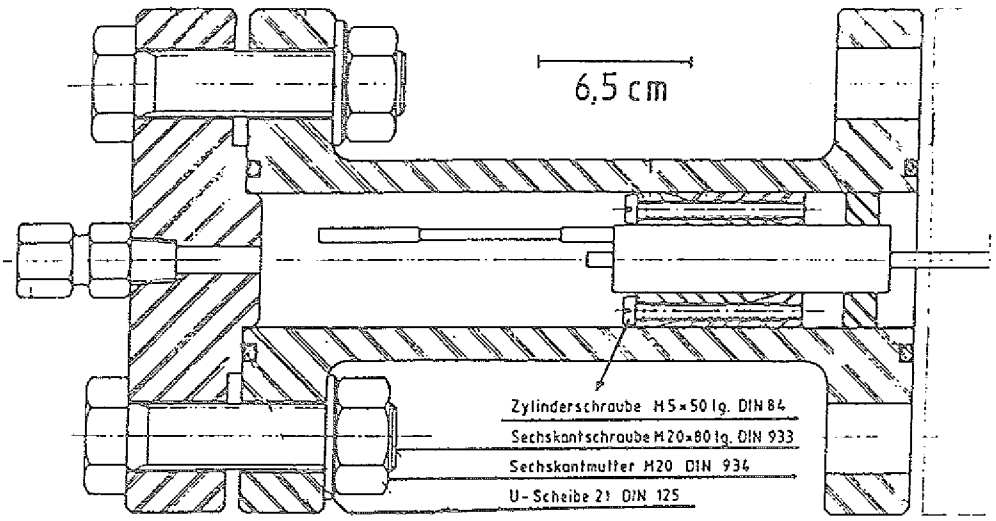


Abb.5.13: Konstruktive Gestaltung der Durchführung für LVDT.

Die Änderung der Abweichung von der Kreisform des Rohrquerschnittes wird über LVDT's kontinuierlich gemessen. Ihr Ausgangssignal wird gleichzeitig von einem Schreiber und einem Mikrocomputer, der im Eingang einen geeigneten Analog-Digital-Konverter (ADC) aufweist, registriert.

Die zentrale Komponente des Heizsystems für die Rohre besteht aus einer wassergekühlten Induktionsspule, die aus Kupferrohr gewickelt ist. In die Spule wird über eine Mittelfrequenzanlage (Frequenzen 1 - 3 kHz) ein Wechelstrom eingekoppelt, der in einem zur Spule hin thermisch isolierten, zylindrischen Edelstahlsuszeptor über Induktion Joule'sche Wärme produziert. Die erreichbaren Suszeptor-Temperaturen liegen bis zu 1000 °C. Über Wärmestrahlung wird die vom Suszeptor umgebene Rohrprobe aufgeheizt und auf Temperatur gehalten. Das mit einem Flansch versehene Rohr ist mit einem Ende am oberen Autoklavendeckel angeschraubt, während das andere Ende sich nach unten frei infolge Temperaturein wirkung dehnen kann. Der Innenraum des Rohres ist mit der

Umgebung verbunden, so daß der dort herrschende Druck stets etwa 1 bar beträgt.
Im mittleren Bereich des Rohres ist eine etwa 150 mm lange temperaturkonstante Zone vorhanden. Die Verwendung von nur einer Induktionsspule brachte im Zusammenhang mit Erreichen homogener Temperaturverhältnisse Schwierigkeiten mit sich. Durch aufwendige Vorversuche zur Anordnung der Wärmeisolationsmatten und Wärmestausegmente konnte schließlich bei einem Temperaturniveau von 950 °C eine temperaturkonstante Zone von ± 5 °C über die Meßlänge erreicht werden.
Die Temperaturmessung erfolgt mit einem System von NiCr-Ni und PtRh-Pt Thermoelementen entlang der von außen zugänglichen, inneren Oberfläche des Rohres.

Der äußere Druck wird über Heliumgas aufgebracht, das über ein elektronisch kontrolliertes Druckregelventil aus einer Flaschenbatterie in den Autoklaven überströmen konnte. Der Fehler des gewünschten einzustellenden Druckes lag bei ±0,1 bar.

5.4 Vorbereitung der Rohrproben

Da die angelieferten Rohrproben Ovalitäten im Rahmen der Liefertoleranzen aufwiesen, wurde versucht, diesen wichtigen Parameter gezielt einzustellen. 500 mm lange Rohrstücke wurden im Institut für Bildsame Formgebung der RWTH Aachen durch einen Rollprozeß ovalisiert, wobei Ovalitäten zwischen 1% - 3% angestrebt waren. Nach dem Verformungsvorgang war für die Rohrstücke eine Wärmebehandlung vorgesehen, um die durch Kaltverformung erzeugten Eigenspannungen abzubauen.
Um über die Wärmebehandlungsparameter zu entscheiden, wurden Messungen von Eigenspannungszuständen an verschiedenen Rohrabschnitten vor und nach einer Wärmebehandlung (1100 °C / 1h /Vakuum) durchgeführt. Die Messungen erfolgten im Auftrag an der MPA Stuttgart /46/ . Die axialen und Umfangs-Eigenspannungen (σ_z und σ_θ) wurden an zwei verschiedenen Positionen I und II des Umfanges (siehe Abb. 5.14) bestimmt.

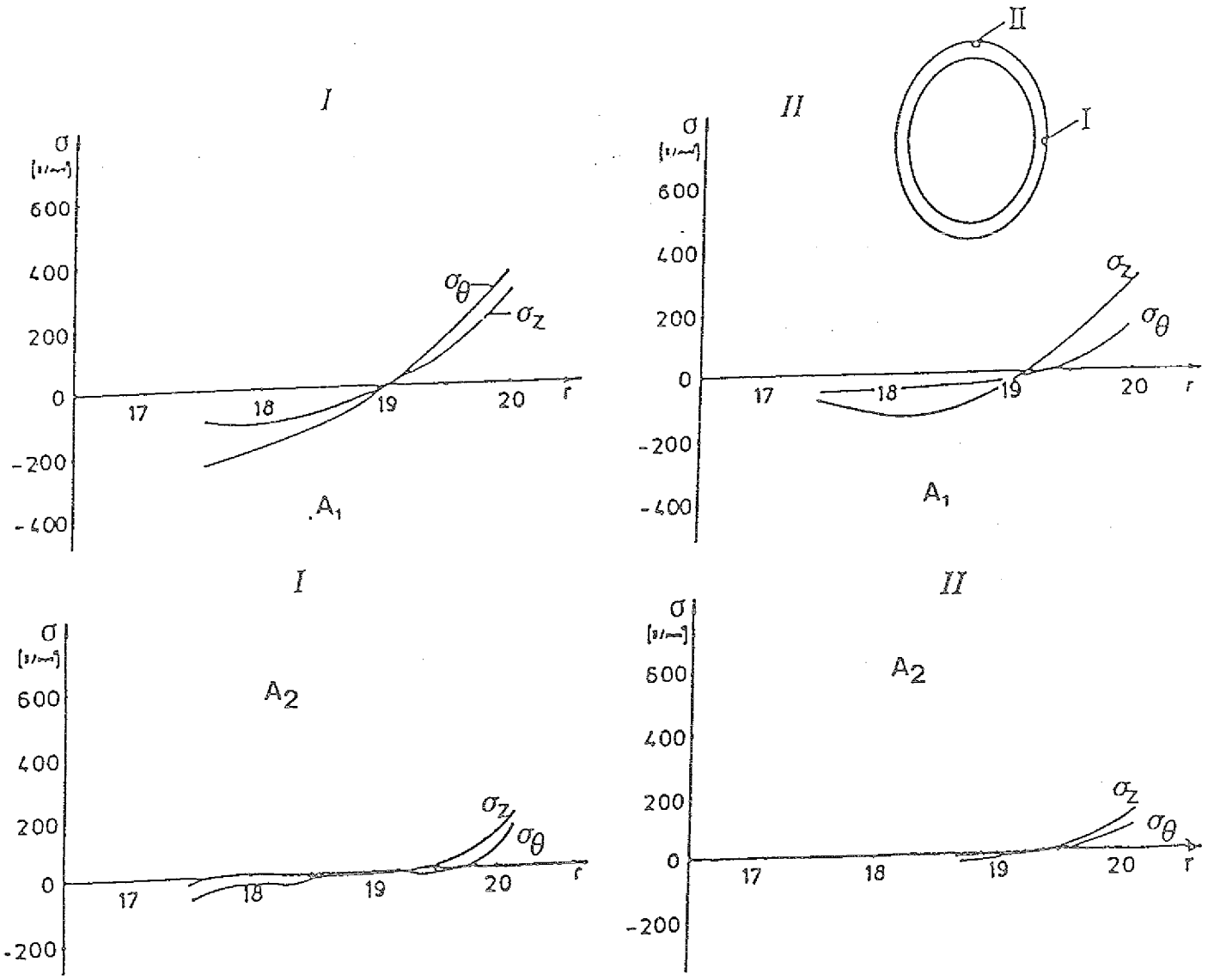


Abb.5.14: Eigenspannungsverlauf nach dem Abdrehverfahren eines RSM-Rohres vor dem Glühen (A_1) und nach dem Glühen (A_2).

Die mit A_1 bezeichneten Kurven zeigen die an einem Rohrstück vor der Wärmebehandlung (1100 °C / 1h / Vakuum) gemessenen Spannungen, die Kurven A_2, stellen die entsprechenden Spannungsverläufe danach dar. Es zeigt sich deutlich, daß die Eigenspannungen durch den Glühprozess reduziert wurden. Um für die zu Kriechbeulmessungen herangezogenen Rohrproben noch günstigere Ausgangsbedingungen bezüglich Eigenspannungen zu haben, erfolgte die Behandlung der Proben für die Experimente mit einer auf drei Stunden ausgedehnten Wärmebehandlung (1100 °C / 3h / Vakuum).

Die Mikrostruktur des Materials nach dieser Wärmebehandlung wurde mittels des Rasterelektronenmikroskops (REM) untersucht. Diese Ergebnisse im Vergleich mit den vor dem Rollprozeß durchgeführten Untersuchungen zeigten, daß sich sehr feine Sekundärcarbide (Cr + Mo) an den Korngrenzen ausgeschieden hatten, die mehr Mo als Cr enthielten (44 % Mo, 21 % Cr). Es gab keine Anzeichen für eine Vergrößerung von Körnern und Carbidausscheidungen.

Zur Untersuchung der geometrischen Anfangsimperfektionen wurde die Wandstärke mittels eines Ultraschallverfahrens an 7 axialen Positionen über den Umfang bestimmt (Abb. 5.15). Die Vermessung des äußeren Durchmessers war auf einer Drehbank mit einen Extensometer an 5 axialen Positionen des Rohres mit jeweils 100 mm Abstand und in Umfangsschritten von 30° erfolgt. Ebenfalls wurden überprüfende Messungen mit Hilfe einer digitalen Schieblehre vorgenommen, die etwa zu gleichen Resultaten führte. In Abb. 5.16 sind die Ergebnisse aufgeführt.

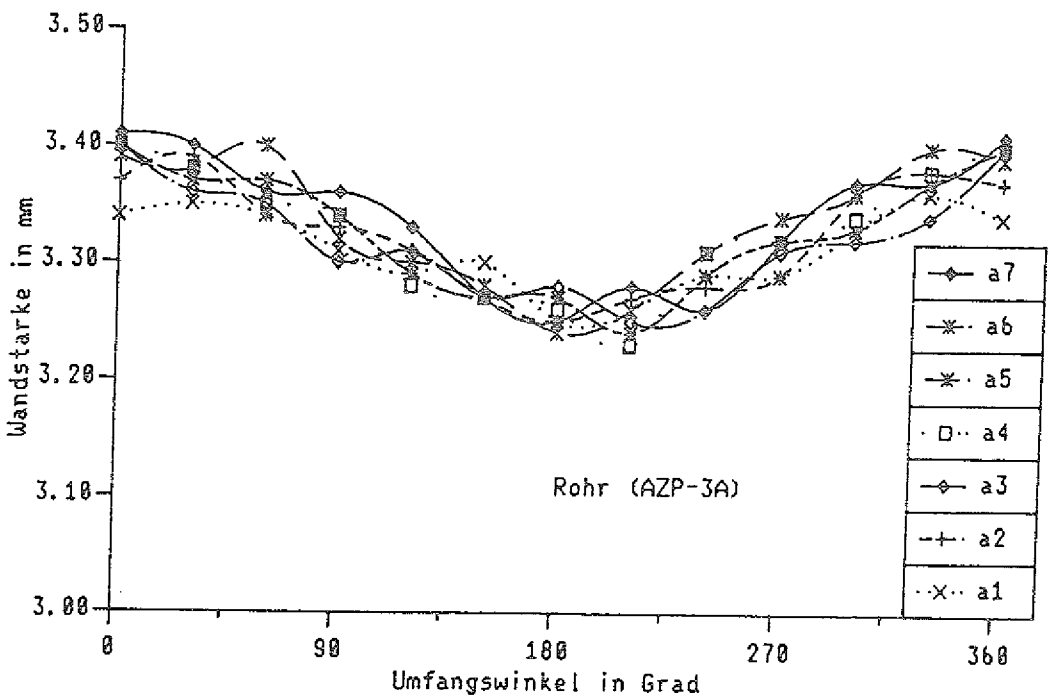


Abb. 5.15: Darstellung der Wandstärkeschwankungen eines RSM-Rohres.

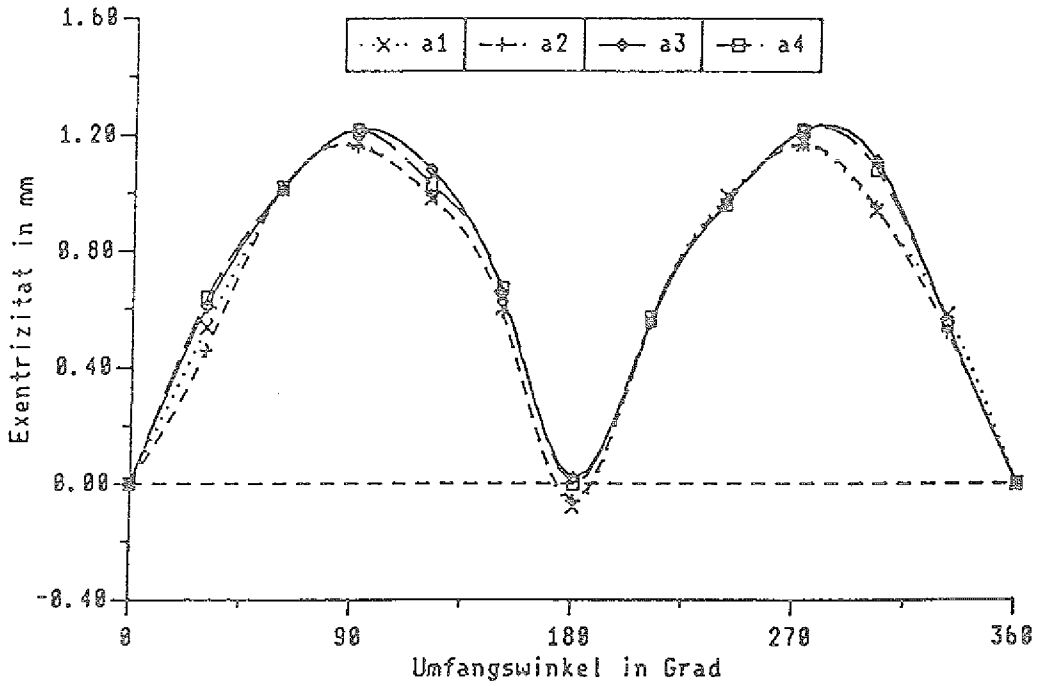


Abb. 5.16: Abweichungen des äußeren Durchmessers von der Kreisform

Ein speziell angefertigter Flansch wurde an ein Ende des Rohres angeschweißt. Er gestattete die Befestigung des Rohres am Autoklavendeckel mit 4 Schrauben. Beim Anschweißen mußte die Orientierung des ovalisierten Rohres beachtet werden. Maximaler und minimaler Durchmesser mußten in der richtigen Lage bezüglich der LVDT's positioniert sein. Das freie Ende der Rohre wurde mit einem Stopfen verschlossen und dichtgeschweißt.

Fünf NiCr-Ni Thermoelemente wurden an der innere Rohroberfläche durch Punktschweißen angebracht. Im mittleren Bereich der Rohrproben, dem für die Messungen entscheidenden Bereich, erfolgte die Temperaturmessung durch drei PtRh-Pt Thermoelemente, die jeweils um 60° in Umfangsrichtung versetzt angeschweißt waren.

5.5 Versuchsführung und Ergebnisse der Experimente

Eine Reihe von Kriechbeulexperimenten wurde mit 1:3-Modellen von Reformerrohren (AZP-X) und IHX-Rohren (AZS-X) bei 950 °C unter verschiedenen Heliumaußendrücken bis zu 45 bar durchgeführt. Nachdem das zu untersuchende Rohr in den Autoklaven montiert worden war, wurden die induktiven Wegaufnehmer (LVDT) in Position auf der äußeren Rohroberfläche gebracht und kalibriert. Die Temperatur wurde sodann drucklos auf den gewünschten Wert hochgefahren und anschließend der Druck stufenweise auf den für das Experiment spezifizierten Wert geregelt. Die Änderung des Rohrquerschnittes über die Versuchszeit wurde kontinuierlich verfolgt bis zum Zeitpunkt des Kollapses.
Die Tabelle 5.5 zeigt die experimentell ermittelten Kollapszeiten für RSM-Rohre und IHX-Rohre.

Bezeichnung	Druck (bar)	Temperatur (°C)	Ovalität (%)	t_{cr} (h)
AZP-3D	25-35	950	2-2,6	1076
AZP-2	35	950	2,53	250
AZP-3	35	950	2,07	458
AZP-2	35	950	1,6	930
AZP-2B	40	950	1,14	790
AZP-1C	40	950	1,39	196
AZP-3C	40	950	1,14	197
AZP-3A	45	950	1,0	64
AZS-4D	35	950	2,07	550
AZS-7D	35	950	2,02	590
AZS-8D	35	950	2,68	418
AZS-6B	40	950	1,5	900

Tab. 5.5: Experimentell ermittelte Kollapszeiten für verschiedene Rohre mit unterschiedlichen Anfangsovalitäten aus NiCr 22 Co 12 Mo.

In Tabelle 5.6 sind entsprechend die Kollapszeiten für ausgelagerte RSM-Rohre aufgeführt.

Bezeichnung	Druck (bar)	Temperatur (°C)	Ovalität (%)	t_{cr} (h)
BAS-1	40	950	2,07	441
BAS-2	45	950	2,02	90

Tab. 5.6 Experimentell ermittelte Kollapszeiten für ausgelagerte RSM-Rohre

Die Abb. 5.17 zeigt den zeitlichen Verlauf der Ovalität für die Versuche an RSM-Rohren.in Abb.5.18 ist der zeitliche Verlauf der Ovalität für die Versuche an IHX- Rohren dargestellt.

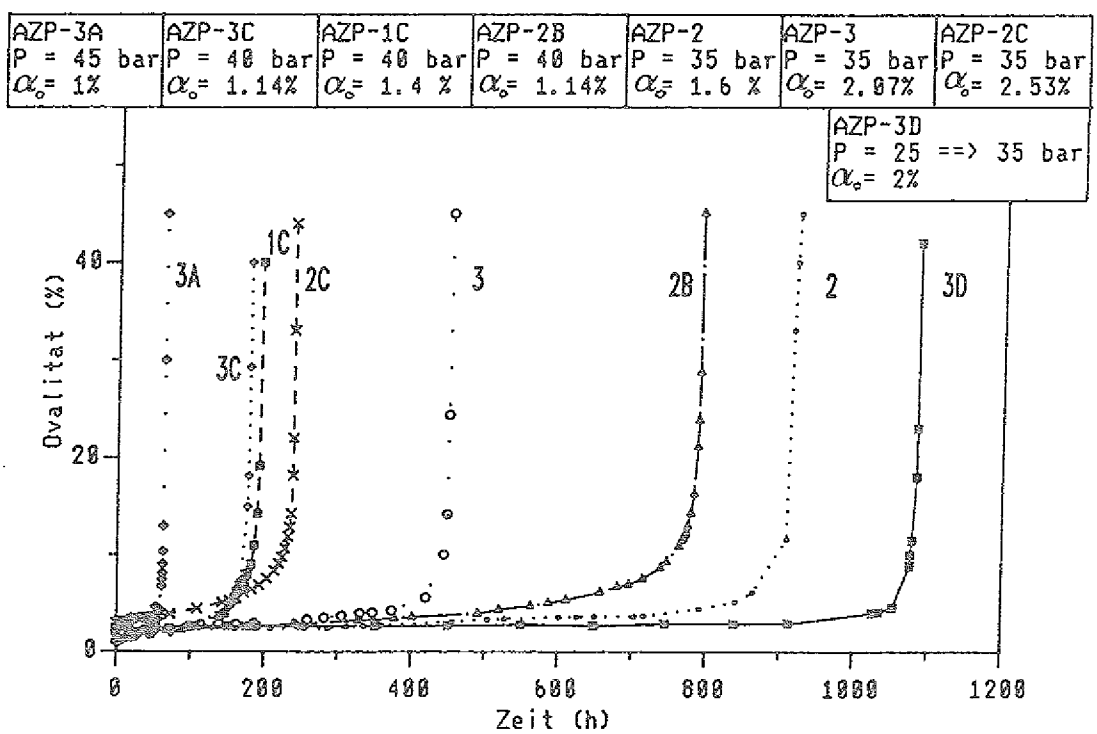


Abb.5.17: Zeit-Ovalitäts-Kurven für RSM-Rohre aus NiCr 22 Co 12 Mo.

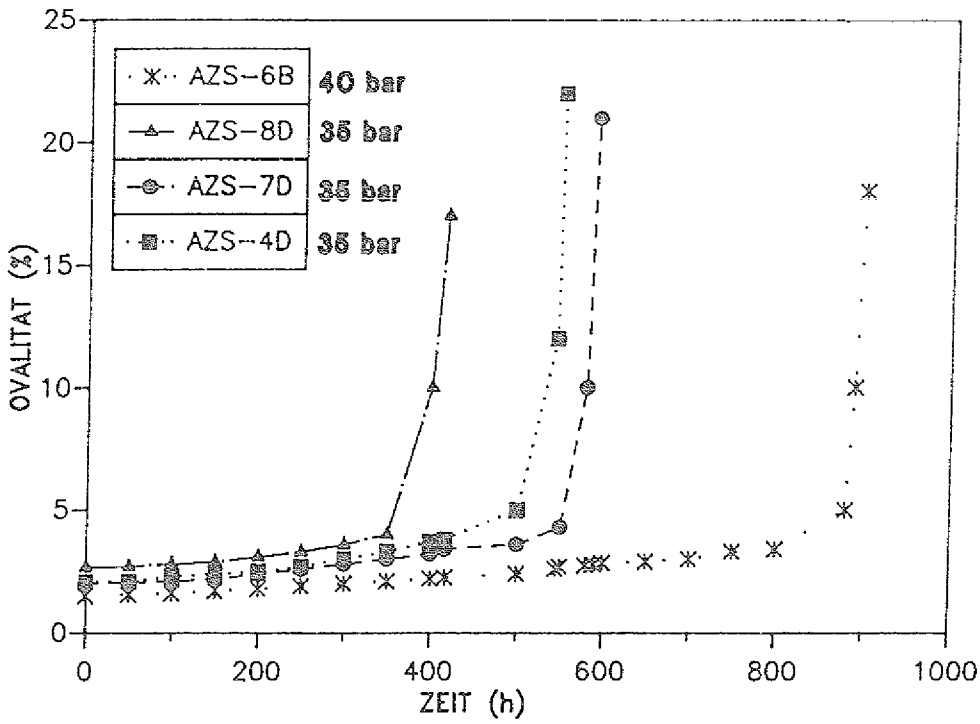


Abb.5.18: Zeit-Ovalitäts-Kurven für IHX-Rohre aus NiCr 22 Co 12 Mo.

Die Ovalität α_o wird hierbei folgendermaßen berechnet

(5.6) $$\alpha_o = \delta R/\bar{R}$$

Die Abb. 5.19 gibt für eines der Experimente die zeitliche Änderung des minimalen und maximalen Rohrquerschnittdurchmessers wieder. Man erkennt deutlich, daß es im Bereich des minimalen Durchmessers zu einem "Durchschlagen" kam, wobei der Rohrquerschnitt im kollabierten Zustand die Gestalt einer "8" annahm. Aus den Kurven folgt, daß die Änderungen der minimalen und maximalen radialen Rohrabmessungen über mehr als 90% der Versuchszeit äußerst langsam erfolgten, ihre Änderungsraten waren in diesem Zeitbereich bis auf das Vorzeichen praktisch konstant.

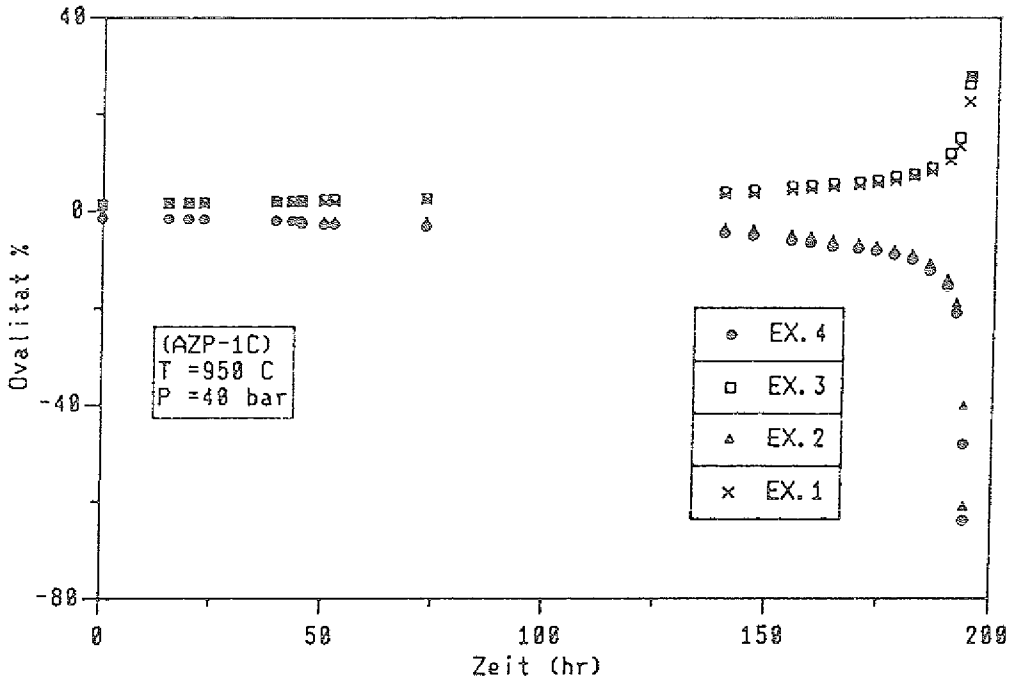


Abb.5.19: Die zeitliche Änderung des minimalen und maximalen Querschnittdurchmessers eines Rohres.

Unmittelbar vor dem Kollaps ändert sich die minimale Abmessung jedoch deutlich schneller, was man sehr gut an dem LVDT-Output der Abb. 5.20 erkennt. Dies ist ein klarer Hinweis auf das eben erwähnte Durchschlagphänomen.

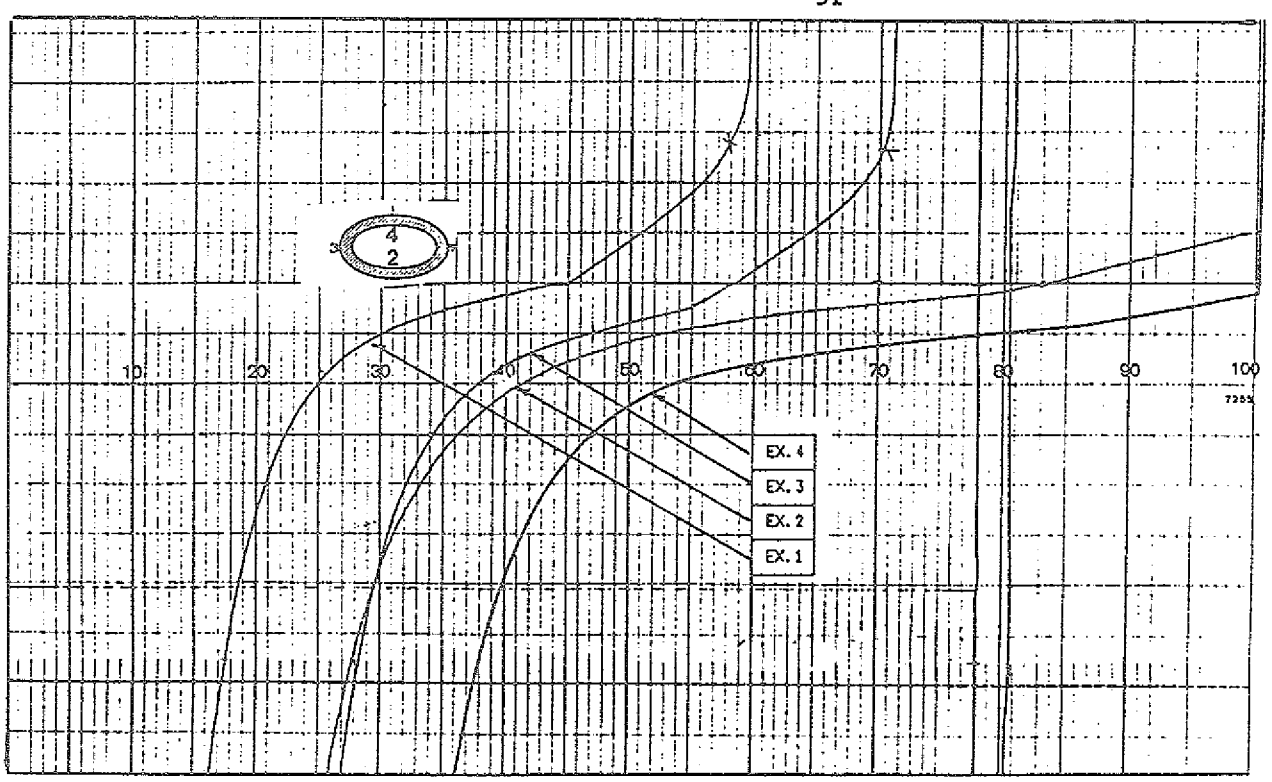


Abb.5.20 : LVDT - output für eine RSM-Rohre.

Die Geometrie eines typischen gebeulten Rohres ist in der Abb. 5.21 zu sehen.

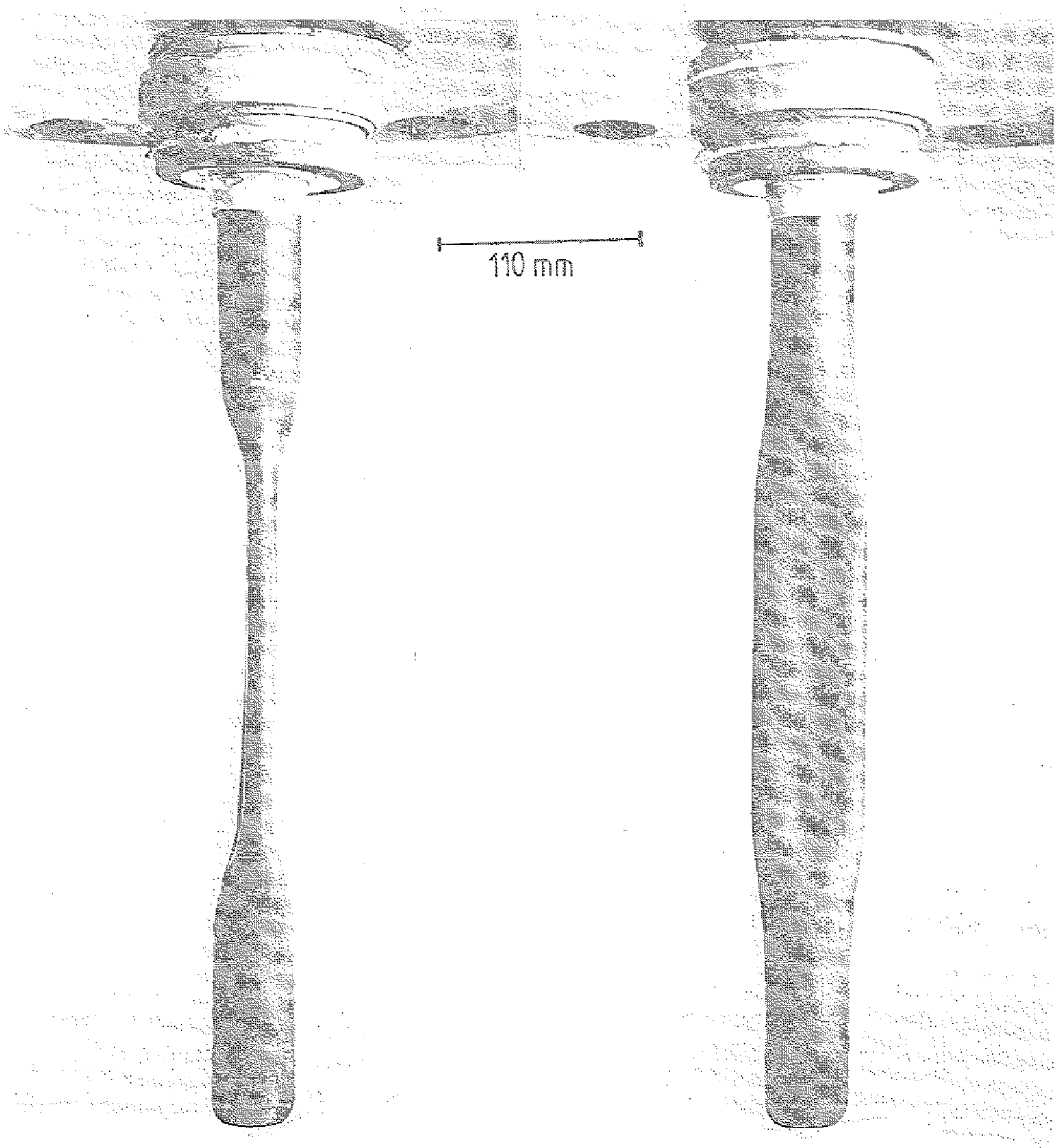


Abb.5.21 :Die Geometrie eines gebeulten RSM-Rohres.

Die Abb. 5.22 zeigt die Anfangsovalität als eine Funktion der Kollapszeit für verschiedene Außendrücke.

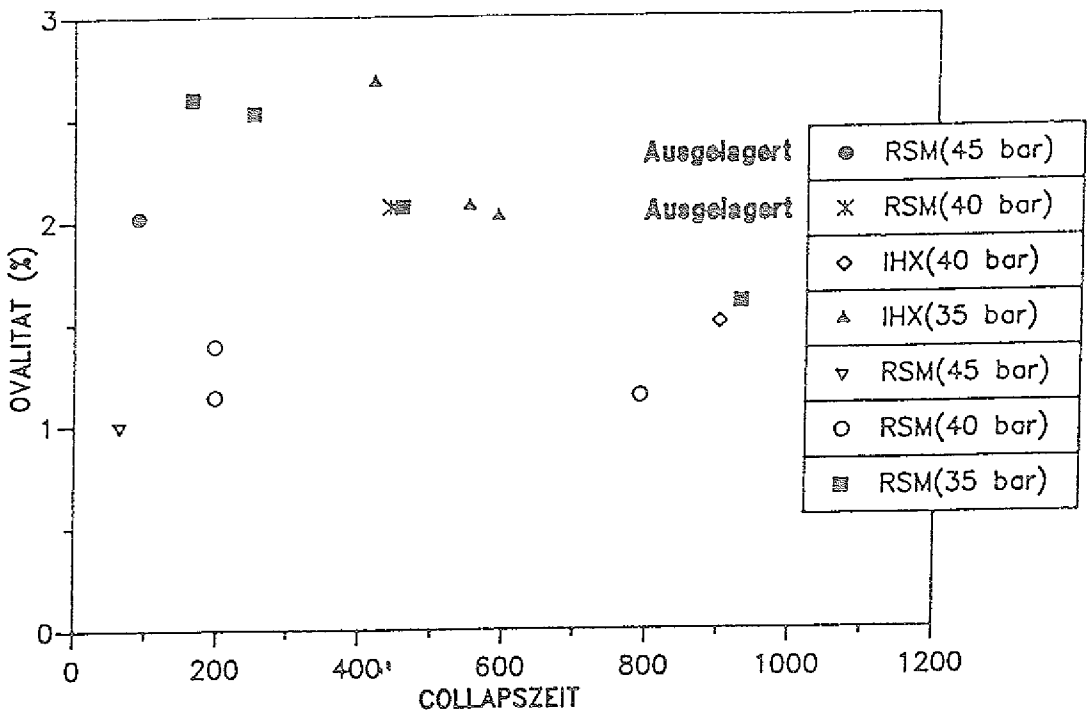


Abb.5.22: Die Anfangsovalität-Kollapszeits Diagrammen.

Beim ersten Experiment war stufenweise der Außendruck verändert worden. Mit diesem Experiment sollten Aussagen über die Ovalitätsakkumulation bei sprunghaft sich ändernden Lastbedingungen gewonnen werden. Insbesondere ging es darum zu klären, ob die erreichte Endovalität von der Reihenfolge der Belastungsstufen abhängt.

Wegen der Unsicherheiten im Kriechverhalten wurden jedoch derartige Experimente nicht weiter verfolgt. In Abschnitt 8.2 werden aus theoretischer Sicht hierzu einige Ausführungen gemacht.

6. THEORETISCHE BEHANDLUNG DES KRIECHKOLLAPSES

6.1 Das Hoff'sche Modell

In Kapitel 4 "Literaturübersicht" wurde die Bedeutung der Hoff'schen Vorgehensweise zur Beschreibung des Kriechbeulphänomens bei Rohren deutlich. Hoff, Jahsman und Nachbar entwickelten eine Differentialgleichung für das zeitliche Verhalten der Ovalität eines Rohres unter Außendruck bei hohen Temperaturen /28/. Um zu einer Lösung des im Prinzip statisch unbestimmten Problems zu kommen, waren vereinfachte Annahmen bezüglich Gleichgewichtsbedingung, Materialgesetz und kinematischer Bedingungen zu treffen.
Im folgenden wird die Hoff'sche Vorgehensweise ausführlich dargestellt und kritisch beleuchtet. Über Hoff hinausgehend wird gezeigt, daß für technisch bedeutsamen Werte des Norton'schen Exponenten eine explizite analytische Lösung für die Kollapszeit gefunden werden kann.

6.1.1 Gleichgewichtsbedingung

Die im folgenden angegebenen Gleichungen charakterisieren den Zustand mechanischen Gleichgewichts an einem Schalenelement des ovalisierten Rohres, wobei Hoff sich auf solche Querschnittsformen beschränkt, die die Betrachtung eines Viertelsegmentes gestatten. Aus der Abb. 6.1 sind Kräfte und Momente zu entnehmen. Bezeichnet man mit P den Außendruck sowie mit $r(\theta, t)$ die Polarkoordinatendarstellung der Schalenmittellinie zu einem Zeitpunkt t, so gelten für die Kraftkomponenten T, N, die in einem Punkte A der Schale in tangentialer und normaler Richtung wirken

(6.1) $$T = P\ r(\theta, t) \cos \beta$$

(6.2) $$N = -P\ r(\theta, t) \sin \beta$$

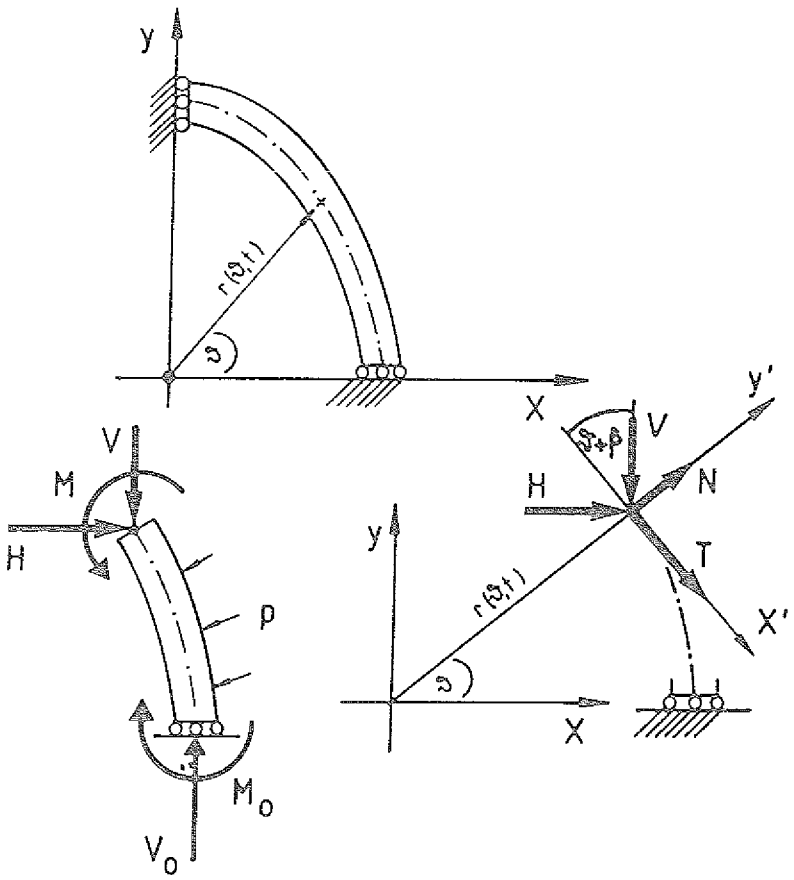


Abb.6.1: Kräfte und Momente an einem unter Druckbelastung stehenden Schalenelement.

Für die am Schalenelement wirkenden Momente gilt

(6.3) $$M = M_o + \frac{P}{2}\,(r^2(\theta, t) - r^2(0, t))$$

In diesen drei Gleichungen treten insgesamt vier unbekannte Größen auf: N, T, M, M_o. Damit ist das Problem statisch unbestimmt. Um auf dem Weg zur Lösung weiterzukommen ist es notwendig, das den Werkstoff charakterisierende Materialgesetz zu spezifizieren, weiterhin müssen kinematische Randbedingungen herangezogen werden.

6.1.2 Materialgesetz

Bei hohen Temperaturen treten unter Lasten in Metallen Kriechverformungen auf. Für die hier betrachteten Werkstoffe liefert das Norton'sche Kriechgesetz, das Dehnraten und Spannungen in einem Potenzansatz verknüpft, eine brauchbare Beschreibung des stationären Kriechverhaltens /47,48/. In mehrachsiger Formulierung hat es die folgende in Kapitel 2 bereits angegebene Gestalt,

(6.4) $$\dot{\varepsilon}_{ij}^{c} = \frac{3}{2}\, k\, \sigma_v^{n-1}\, S_{ij}$$

mit

(6.5a) $$S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\, \delta_{ij} \sum_{k=1}^{3} \sigma_{kk}$$ (Spannungsdeviator)

(6.5b) $$\sigma_v^2 = \frac{3}{2} \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=1}^{3} S_{ij}\, S_{ij}$$ (Von Mises Spannung)

Im folgenden wird die Kriechdehnrate $\dot{\varepsilon}_{ij}$ im Rahmen der modellmäßigen Behandlung als Gesamtdehnrate aufgefaßt.
Elastische Reaktionen, die bei den hier vorliegenden Werkstoffen ebenfalls zur Gesamtdehnrate beitragen, werden vernachlässigt.
Der Werkstoffe wird als ein "nichtlineares viskoses" Fluid aufgefaßt. In der Rohrwandung ist vor allem die Umfangskomponente der Kriechdehnung von Bedeutung. Unter der Annahme eines ebenen Verzerrungszustandes ergibt sich aus Gleichung (6.4) die folgende Formel für die Umfangsverzerrungsrate:

(6.6a) $$\dot{\varepsilon}_\theta = k\, \left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{n+1}{2}}\, \sigma_\theta^n = K\, \sigma^n$$

mit

$$K = k\, \left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{n+1}{2}}$$

Für allgemeine Potenzen n ist die Formel (6.6a) im übrigen nur für positive Werte von σ definiert. Soll die Formel auch auf Spannungen mit negativem Vorzeichen angewendet werden, so

ist korrekterweise (6.6a) in der folgenden Form zu schreiben:

(6.6b) $$\dot{\varepsilon} = k\,|\sigma|^{n-1}\,\sigma$$

Hoff vermeidet diesen Konflikt bei der Behandlung des unter Druckspannungen stehenden Rohres dadurch, daß er eine unübliche Definition des Vorzeichens von Spannungen wählt. Druckspannungen haben bei ihm positives Vorzeichen, während Zugspannungen negativ genommen werden. Entsprechend sind auch die Vorzeichen der Verzerrungsraten vertauscht. Da nun die Spannungen in der Rohrwand im Mittel fast über den gesamten Zeitbereich des Beulvorganges Druckspannungen sind, braucht er somit nicht auf die etwas umständlichere Beziehung (6.6b) zurückzugreifen.

6.1.3 Kinematische und geometrische Modellierung

Um analytisch rechnen zu können, sind zusätzliche vereinfachende Modellannahmen notwendig. Die kompakte Rohrschale wird in zwei durch einen Steg fest verbundene Teilschalen aufgespalten, in denen jeweils über den Querschnitt homogene Spannungen herrschen (Abb. 6.2).

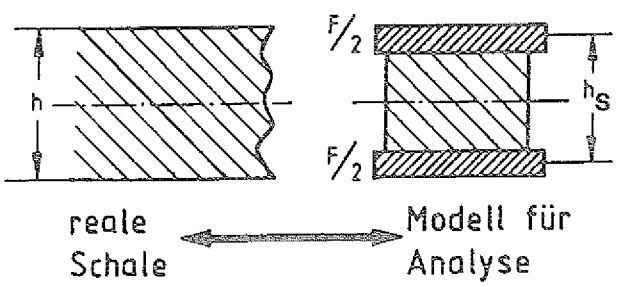


Abb.6.2: Zweischalenmodell für rechnerische Analysen

Die beiden Teilschalen haben je eine Querschnittsfläche F/2 (pro Längeneinheit) und einen Abstand h_s. Unter der vereinfachten Annahme, daß die Spannungsverteilung über die Schalendicke linear variiert, läßt sich h_s mit Hilfe eines

Vergleichs der Querschnittsflächen von Modell und realer Schale und ihren Trägheitsmomenten berechnen:

(6.7 a) $$h_s = \frac{h}{\sqrt{3}}$$

Rabotnov /49/ rückte zur Berechnung der effektiven Dicke h_s von der Voraussetzung eines linearen Spannungsfeldes ab. Unter Berücksichtung der durch Kriechen stattfindenden Umlagerung der Spannungen kommt er zu der folgenden Formel für h_s

(6.7 b) $$h_s = h\left(\frac{n}{2n+1}\right)^{\frac{n}{n+1}}$$

Wie im Rahmen der Theorie dünner biegesteifer Schalen oft praktiziert wird, ist auch hier angenommen, daß die durch Normalkräfte hervorgerufenen Scherspannungen vernachlässigbare Verzerrungen erzeugen.

6.1.4 Ableitung der Entwicklungsgleichung für die Mittellinie der Rohrwandung r(θ ,t)

Unter der Wirkung einer Tangentialkraft T und eines Momentes M stellen sich in der zweilagigen Modellschale die folgenden Spannungen ein.

(6.8) $$\sigma_1 = \frac{1}{F}\left(T - \frac{M}{h_s/2}\right)$$

(6.9) $$\sigma_2 = \frac{1}{F}\left(T + \frac{M}{h_s/2}\right)$$

σ_1 und σ_2 bezeichnen hier die Spannungen in der inneren und äußeren Schale der Modellstruktur.
Der Vorteil des Zweischalenmodells tritt klar hervor; anstatt mit einer komplexen Spannungsverteilung über der Schalendicke zu operieren, werden die Schnittgrößen durch die beiden

Spannungswerte (6.8), (6.9) repräsentiert.
Die Spannungen in den beiden Schichten führen nun zu Kriechdehnungen, die sich mit dem Nortongesetz (6.6a) und den Gleichungen (6.8), (6.9) folgendermaßen schreiben lassen

(6.10) $$\dot{\varepsilon}_1 = K\,(\frac{T}{F})^n\,(1 - \frac{2M}{T\,h_s})^n$$

(6.11) $$\dot{\varepsilon}_2 = K\,(\frac{T}{F})^n\,(1 + \frac{2M}{T\,h_s})^n$$

Hierbei bezeichnen $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$ die tangentialen Verzerrungsraten in den beiden Schalen. Im allgemeinen sind aufgrund der wirkenden Momente $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$ verschieden. Dadurch wird eine Änderung der Krümmung κ der Mittellinie hervorgerufen, so daß sie sich in der Zeit deformiert. Die Krümmung κ einer Kurve in Polarkoordinatendarstellung ist durch die folgende Formel gegeben:

(6.12) $$\kappa = \frac{\left[r^2 + 2\left(\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)^2 - r\left(\frac{\partial^2 r}{\partial \theta^2}\right)\right]}{\left(r^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}$$

Die zeitliche Änderung der Schalenkrümmung $\dot{\kappa}$ ergibt sich aus der Differenz der beiden Raten $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$.

(6.13) $$\dot{\kappa} = \frac{\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_1}{h_s}$$

Setzt man die Gleichungen (6.10) und (6.11) in (6.13) ein, so ergibt sich folgende Beziehung:

(6.14) $$\dot{\kappa} = \frac{K}{h_s}\,(\frac{T}{F})^n\left[(1 + \frac{2M}{T\,h_s})^n - (1 - \frac{2M}{T\,h_s})^n\right]$$

Die Tangentialkraft T, sowie das Moment M sind nun über die Gleichungen (6.1), (6.2) mit dem Außendruck P sowie der momentanen Schalenmittellinie $r(\theta,t)$ verknüpft. Der in Gleichungen (6.1) und (6.2) auftretende Winkel β läßt sich ebenfalls auf $r(\theta\ ,t)$ zurückführen:

(6.15) $$\beta = -arctg\left(\frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial \theta}\right)$$

Somit lassen sich die statischen Größen M und T durch den vorgegebenen Druck, durch r(θ ,t) und durch die vorläufig noch unbekannte Größe $M_\circ$ ausdrücken. $\dot{\kappa}$ als Funktion dieser Größen ist dadurch ebenfalls auf die Geometrie und den Außendruck -abgesehen von $M_\circ$- zurückgeführt.
Auf der anderen Seite ist es nun notwendig, die zeitliche Änderung der Krümmung $\mathring{\kappa}$ unter rein kinematischen Gesichtspunkten auszudrücken und der Beziehung (6.14) gleichzusetzen, Nachdem diese wie eben angedeutet ausgewertet worden ist, wird man eine konsistente lösbare Gleichung oder ein Gleichungssystem vorliegen haben, das die wirkliche Bewegung der Schale in der Zeit beschreibt.
Auf den ersten Blick scheint das folgende Vorgehen hier zum Ziel zu führen, daß man nämlich Gl. (6.12) nimmt und -unter Festhalten der Winkelvariablen θ- partiell nach der Zeit differentiert. Wenn dieser Weg auch näherungsweise erlaubt ist, so markiert er allerdings nicht die korrekte Vorgehensweise.Das $\mathring{\kappa}$ nach Gl. (6.14) stellt nämlich die zeitliche Krümmungsänderung für einen festgehaltenen Punkt dar (sog. materielle Zeitableitung); ein in der Zeit verfolgter Punkt (oder "Masseteilchen der Kurve") ändert im allgemeinen seinen Winkel θ bezüglich des raumfesten Systems während der Bewegung.
Das im folgenden skizzierte Vorgehen liefert eine korrekte Beschreibung. Das kinematische Verhalten der Schalenmittelkurve zu einem Zeitpunkt t kann durch eine momentane Geschwindigkeitsverteilung an jedem Punkt der Kurve charakterisiert werden. Der Geschwindigkeitsvektor $\bar{u}$ kann bezüglich eines Lokalkoordinatensystems in die normalen und tangentialen Komponenten u_n und u_t zerlegt werden (siehe Abb. 6.3).

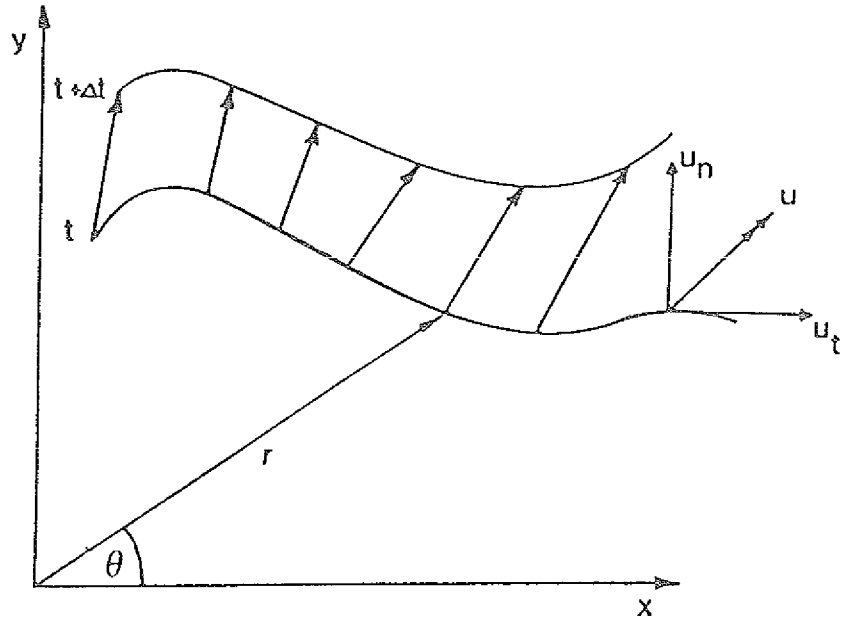


Abb 6.3: Beschreibung des momentanen Geschwindigkeitsfeldes u im Lokalkoordinatensystem (für jeden Punkt eine andere Orientierung zum raumfesten System)

Kennt man die Geschwindigkeitsverteilung, so läßt sich durch Bildung von $u_n \cdot \Delta t$ und $u_t \cdot \Delta t$ die differentielle Verschiebung jedes Kurvenpunktes errechnen und somit die Kurve zur Zeit $t+\Delta t$ konstruieren, wobei -und das ist ein wichtiger Aspekt- der Weg der einzelnen individuellen Punkte verfolgbar ist.
Die materielle Zeitableitung $\dot{\kappa}$ läßt sich nun folgendermaßen auf die Geschwindigkeitskomponenten u_n, u_t zurückführen /50,51/:

(6.16) $$\dot{\kappa} = \frac{d^2 u_n}{dS^2} + \frac{d\kappa}{dS} u_t + \kappa^2 u_n$$

Neben der Änderung der Krümmung ist zu beachten, daß eine sich verformende Kurve auch lokale Längenänderungen $\dot{\epsilon}$ erfährt. Zur vollständigen Beschreibung ist somit noch die Gleichung (6.17) notwendig:

(6.17) $$\dot{\varepsilon} = \frac{du_t}{dS} - \kappa u_n$$

dS stellt in (6.17) und (6.18) den Bogenlängenparameter der Kurve $r(\theta, t)$ dar, der sich folgendermaßen errechnet:

(6.18) $$dS = \sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}\ d\theta$$

Bei überwiegender Biegebeanspruchung kann $\dot{\epsilon}$ gleich Null gesetzt werden, so daß aus (6.17) eine Beziehung zwischen u_n und u_t resultiert

(6.19) $$\frac{du_t}{dS} = \kappa\ u_n$$

Setzt man nun (6.16) und (6.14) gleich, so liefert diese Gleichung zusammen mit (6.19) ein System zweier gekoppelter Differentialgleichungen für u_n und u_t, dessen Lösung die Konstruktion der Kurve zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ gestattet. Mit Blick auf die Ordnung der Differentialgleichungen -eine ist 1-ter Ordnung, die andere 2-ter Ordnung- sind insgesamt drei Randbedingungen für eine eindeutige Lösung erforderlich. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß das Einspannmoment M_o unbestimmt ist. Somit sind 4 Bestimmungsgleichungen erforderlich, die im folgenden spezifiziert sind: $u_t = 0$ und $du_n/dS = 0$ jeweils bei $\theta = 0$ und $\pi/2$.
Dieses allgemeine Verfahren ist ohne aufwendige numerische Aufbereitung nicht durchführbar, so daß Hoff -damals noch in Ermangelung entsprechender Computer- mit viel Geschick Vereinfachungen durchführen mußte, die ihm ein analytisches Weiterrechnen gestatteten.

6.1.5 Vereinfachungen

Hoff nimmt im folgenden an, daß sich die Mittellinie der Rohrwandung in der folgenden Weise durch Polarkoordinaten darstellen läßt:

(6.20) $$r(\theta, t) = \overline{R}\ (1 + \alpha(t)\ \cos(2\theta))$$

Die zeitliche Änderung wird über den Parameter $\alpha(t)$ erfaßt.
Läßt man $\alpha(t)$ von annäherend Null -in diesem Fall beschreibt die Gleichung praktisch einen Kreis- anwachsen, so charakterisiert die durch Gleichung (6.20) gegebene Kurvenschar recht gut das im Experiment gefundene Verhalten:

Im kollabierten Endzustand für große $\alpha(t)$-Werte hat der Schalenquerschnitt eine "8"-förmige Gestalt.
Für die Ansatzfunktion (6.20) werden nun T, M sowie die Krümmungsänderung nach Gleichung (6.14) ermittelt, wobei Hoff ausnutzt, daß praktisch während der ganzen zum Kollaps nötigen Zeit $\alpha(t)$ eine kleine Größe darstellt. Unter dieser Voraussetzung ist auch M_o relativ einfach errechenbar, wenn man sich auf Größen 1-ter Ordnung in $\alpha(t)$ beschränkt:

(6.21) $M_o = \alpha(t) . P . \bar{R}^2$

Bei Benutzung der Gleichungen (6.1)-(6.3) und (6.21) für das Moment M_o ergibt (6.13) die folgende Beziehung für die von Hoff jetzt mit $\dot{\kappa}_c$ bezeichnete Krümmungsrate:

(6.22) $$\dot{\kappa}_c \approx \left(\frac{K}{h_s}\right)\left(\frac{P\bar{R}}{h}\right)^n \left[\ (1 + X(t)cos2\theta)^n - (1 - X(t)cos2\theta)^n\ \right]$$

Mit X(t) ist hier der gewichtete Ovalitätsfaktor bezeichnet, der die folgende Form hat $X(t) = 2\ \alpha(t)\frac{\bar{R}}{h_s}$

Ebenfalls ist in (6.22) eine Annahme für die Querschnittsfläche F der Modellschale getroffen worden (vergl. Abb. 6.2). Als Fläche F (pro Längeneinheit der Schale senkrecht zur Zeichenebene) wählt Hoff die Wandstärke h.
Entwickelt man die beiden Klammern in Potenzreihen, so heben sich die geraden Potenzen weg, so daß nur Terme mit ungeraden Hochzahlen übrigbleiben. Wenn n eine ganze Zahl ist, enthält die Reihe endlich viele Glieder, ansonsten besteht sie aus einer unendlichen Gliederfolge. Im Zusammenhang mit der Reihenentwicklung wirkt es sich vorteilhaft aus, daß X(t) praktisch während der gesamten Beulzeit klein gegen 1 ist. Von daher ist es möglich, vor allem bei allgemeinem n nach wenigen Gliedern die Reihe abzubrechen, ohne einen großen Fehler zu begehen. Auch die Probleme, die man mit dem zweiten Klammerausdruck der rechten Seite von (6.22) bekommen kann, wenn $X(t).\cos2\theta > 1$ ist, entfallen von daher.
Nach Durchführung der Entwicklung erhält man

$$(6.23) \qquad \dot{\kappa}_c = \left(\frac{2nK}{h_s}\right)\left(p\frac{\bar{R}}{h}\right)^n X(t)\cos(2\theta)\left[1+\sum_{N=1}^{\infty}\frac{\prod_{k=1}^{2N}(n-k)}{(2N+1)!}(X(t)\cos 2\theta)^{2N}\right]$$

Auf der anderen Seite ist nun die Krümmungsänderung aus rein geometrisch kinematischen Überlegungen über die Änderung von $\alpha(t)$ herzuleiten. Hoff bezeichnet diese im folgenden abzuleitende Größe mit $\dot{\kappa}_g$. Es bleibt nun $\dot{\kappa}_g$ zu bestimmen, um es $\dot{\kappa}_c$ gleichzusetzen. Hierzu ist der Ansatz nach (6.20) in die Formel (6.16) für die Krümmung einzusetzen, woraus resultiert:

$$(6.24) \qquad \kappa_g = \frac{3}{2}\frac{h_s}{\bar{R}^2}X(t)\cos 2\theta$$

Nach der Zeit differenziert ergibt sich:

$$(6.25) \qquad \dot{\kappa}_g = \frac{3}{2}\frac{h_s}{\bar{R}^2}\dot{X}(t)\cos 2\theta$$

Es muß an dieser Stelle erwähnt werden, daß die durchgeführte Zeitableitung hier bei festgehaltener Winkelvariablen genommen wird. Strenggenommen wäre es hier notwendig, wie auch schon weiter oben erwähnt ist, die sogenannte materielle Zeitableitung unter Verfolgung der Trajektorien der Kurvenpunkte zu nehmen. Hoff nimmt jedoch hier an -ohne es allerdings explizit in seiner Arbeit zu erwähnen-, daß diese Ableitung keinen wesentlich anderen Wert erbringt.
Die durchgeführten Näherungen im Zusammenhang mit der Bestimmung von $\dot{\kappa}_g$ und $\dot{\kappa}_c$ führen jedoch zu Inkonsistenzen, die eine direkte Gleichsetzung nicht zum Ziele führen lassen. Durch eine geschickte Mittelwertbildung gelingt es jedoch Hoff, die Winkelvariable θ zu eliminieren, so daß eine gewöhnliche Differentialgleichung für $X(t)$ resultiert. Auch hierbei spielt die Tatsache, daß $X(t)$ im allgemeinen klein gegen eins ist eine entscheidende Rolle. Die zeitliche Ableitung der Krümmung ist dann eine glatte monotone Funktion, die näherungsweise bei $\pi/4$ einen Nulldurchgang hat. Sie ist im Bereich $0 \leq \theta \leq \pi/4$ positiv, im Bereich $\pi/4 \leq \theta \leq \pi/2$ negativ.

Die Mittelwertbildung für beide Formeln der Krümmungsänderung wird von Hoff über den positiven Bereich vorgenommen

(6.26) $$< \dot{\kappa} > = \frac{\pi}{4} \int_0^{\pi/4} \dot{\kappa} \; d\theta$$

Es ergibt sich für diese Mittelwerte $\dot{\kappa}_c$ und $\dot{\kappa}_g$:

(6.27) $$< \dot{\kappa}_c > = \frac{2}{\pi} \left(\frac{2\,n\,K}{h_s} \right) \left(P \frac{\overline{R}}{h} \right)^n X(t) \left[1 + \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\prod_{k=1}^{2N} (n-k)}{\prod_{j=1}^{N} (2J+1)^2} (X(t))^{2N} \right]$$

(6.28) $$< \dot{\kappa}_g > = \frac{2}{\pi} \frac{3}{2} \frac{h_s}{\overline{R}^2} \dot{X}(t)$$

Gleichsetzen der beiden Krümmungswerte liefert eine Differentialgleichung für die Entwicklung des Ovalitäts-parameters X(t) in der Zeit. Sie hat die folgende Gestalt:

(6.29) $$\dot{X}(t) = \frac{X(t)}{\tau} \left[1 + \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\prod_{k=1}^{2N} (n-k)}{\prod_{j=1}^{N} (2J+1)^2} (X(t))^{2N} \right]$$

wobei τ eine Zeitkonstante darstellt, die durch die folgende Formel gegeben ist:

(6.30) $$\tau^{-1} = \frac{n}{3} K \left(\frac{P\,\overline{R}}{F} \right)^n \left(\frac{\overline{R}}{h_s/2} \right)^2$$

Für allgemeine n-Werte, die zwischen 4 und 8 angesiedelt sind, kann mit hinreichender Genauigkeit die Reihe nach dem zweiten Glied abgebrochen werden, so daß sich die folgende Gleichung ergibt (siehe auch Kap. 7):

(6.31) $$\dot{X} = \frac{X}{\tau} \left[1 + \frac{(n-1)(n-2)}{1^2\;3^2} X^2 + \frac{(n-1)(n-2)(n-3)(n-4)}{1^2\;3^2\;5^2} X^4 + \cdots \right]$$

Die Differentialgleichung der Form (6.31) kann analytisch integriert werden, wobei sich das folgende Ergebnis für die Kollapszeit t_{cr} ergibt (siehe auch Anhang für nähere

Details):

$$(6.32) \qquad \frac{t_{cr}}{\tau} = \Phi(n) \log_e \left(\frac{1 + C^{\times} X_o^2}{C^{\times}} \right) - \xi(n) \log_e \left(\frac{1 + D^{\times} X_o^2}{D^{\times}} \right) - \log_e X_o$$

Hier ist X_o ist der gewichtete Ovalitätsfaktor zu Beginn, die Funktionen $\Phi(n)$ und $\xi(n)$ haben die folgende Gestalt

$$(6.33) \qquad \Phi(n) = \frac{C^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})}$$

$$(6.34) \qquad \xi(n) = \frac{D^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})}$$

mit $C^{\times}$ und $D^{\times}$

$$C^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{3^2} \left[1 - 0.5 \left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25} \frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}} \right) \right]$$

$$D^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{2\ 3^2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25} \frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}} \right)$$

Im folgenden wird noch einmal die Kette der Vereinfachungen hingeschrieben, die durchzuführen waren, um auf die relativ einfache Gleichung (6.31) zu kommen. Es ist sicher erstaunlich, daß trotz dieser oft nur qualitativ bewertbaren Schritte die errechneten Resultate die Wirklichkeit zufriedenstellend wiedergeben.

- Übergang zu einem Zweischalenmodell
- Behandlung des Werkstoffes als nichtlineares viskoses Fluid (keine Berücksichtigung elastischer Effekte)
- Wahl eines speziellen Funktionsansatzes mit einem Zeitparameter zur Charakterisierung des Verformungsverlaufes
- Berechnung der Krümmungsrate aus den statischen Größen unter der Annahme, daß die Ovalität stets klein gegen eins ist.
- Berechnung der Krümmungsrate unter kinematischen Gesichtspunkten aus dem Funktionsansatz.
- Gleichsetzen der beiden Krümmungsraten nach Durchführung eines Mittelungsprozesses

Die Rechtfertigung eines so komplexen Vereinfachungsprozesses kann nur durch Experimente erfolgen. Hier konnte das Modell im Rahmen von Streuungen und Unsicherheiten der Stoffgesetzparameter Erfolge verzeichnen. Die auf dem Hoff'schen Vorgehen aufbauenden Folgearbeiten übernehmen im wesentlichen auch die einzelnen Schritten. Einer der Punkte jedoch, nämlich die Nichtberücksichtigung elastischer Effekte, führte zu einer tiefergehenden Diskussion darüber, auf welche Rohrgeometrien (Durchmesser, Wandstärke) das Hoff'sche Verfahren angewendet werden kann.

6.1.6 Berücksichtigung elastischer Effekte

Normalerweise zeigen auch bei höchsten Temperaturen metallische Werkstoffe noch elastische Reaktionen. Von daher enthält die Gesamtverzerrung auch elastische Anteile. Eine Erweiterung des Stoffgesetzes (6.4) um diesen Effekt ist in der folgenden Gleichung gegeben /48/:

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2G}\,\mathring{S}_{ij} + \frac{3}{2}\,k\,(3J_2)^{\frac{n-1}{2}}\,S_{ij} \tag{6.35}$$

Hierbei ist mit G der Schermodul bezeichnet. Die Formel (6.35) geht im übrigen von elastischer Inkompressibilität aus. Zieht man die Hoff'sche Verfahrensweise mit dem Stoffgesetz (6.35) durch, wie es Bargmann /30/ getan hat, so erhält man die folgende Gleichung:

$$\dot{X}\left(1 - \frac{P}{P_c}\right) = n\,K\,X(t)\,\frac{\overline{R}^{n+2}}{3\,h^n\,(h_s/2)^2}\left[1 + \sum_{N=1}^{\infty}\frac{\prod_{k=1}^{2N}(n-k)}{\prod_{j=1}^{N}(2J+1)^2}\,(X(t))^{2N}\right] \tag{6.36}$$

wobei P_c die folgende Gestalt hat

$$P_c = 12\,G\,h\frac{(h_s/2)^2}{\overline{R}^3} \tag{6.37}$$

Im Rahmen der durchgeführten Näherungen stellt P_c eine kritische Euler'sche Last im Sinne von elastischem zeitunabhängigem Beulen dar (siehe Kap. 2).

Wenn der wirkende Druck P viel kleiner als P_c ist, dann können elastische Effekte vernachlässigt werden. In diesem Falle ist Gleichung (6.36) identisch mit der von Hoff abgeleiteten Gleichung (6.29). Wenn P mit P_c vergleichbar ist, so muß elastisches Beulen in Betracht gezogen werden/52/ Eine rechnerische Fallstudie dazu ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

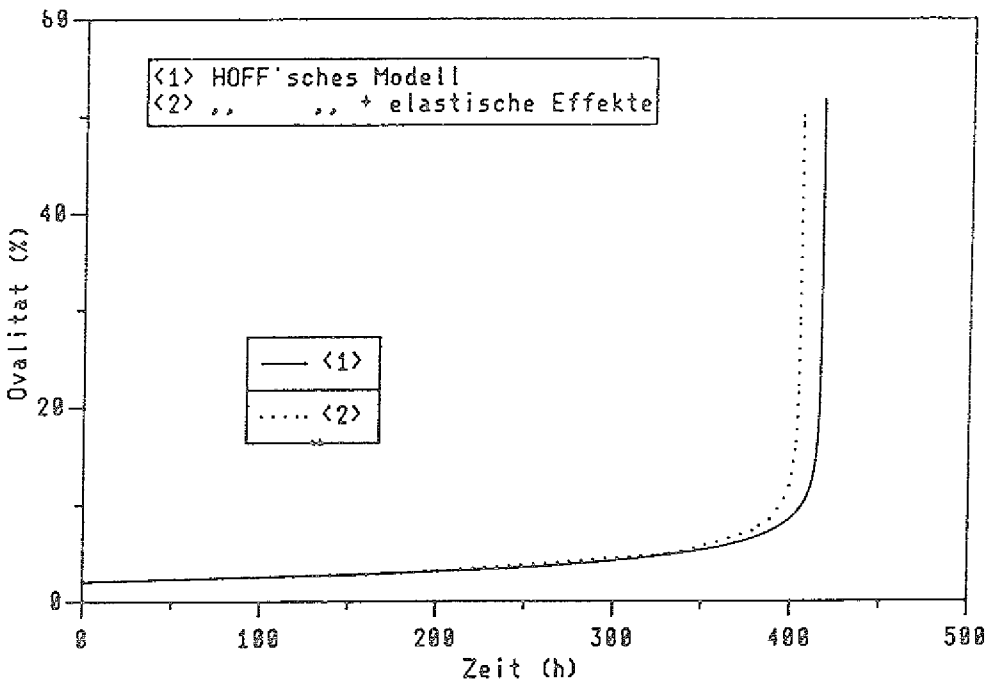


Abb.6.4: Einfluß elastischer Effekte beim erweiterten Hoff'schen Modell.

6.2 Methode der Finiten Elemente bei Kriechproblemen

Zur strukturmechanischen Analyse belasteter Hochtemperaturkomponenten, deren Werkstoffe durch eine Ratengleichung der Form (6.4) charakterisiert werden können, kann man vom "Prinzip der virtuellen Geschwindigkeiten ausgehen. Kriechen kann nämlich unter bestimmten lastkontrollierten Bedingungen als Fließen eines inkompressiblen viskosen Fluids aufgefaßt werden /53,54/, dessen Viskosität nichtlinear von der Verzerrungsgeschwindigkeit abhängt. Das Prinzip, das seinen

Ursprung in der Fluiddynamik hat, hat die folgende Form:

$$\sum_{i=1}\sum_{j=1}\int_V \delta\dot{\varepsilon}_{ij}\,\sigma_{ji}\,dV = \sum_{i=1}\int_\Omega \delta u_i\,t_i\,d\Omega + \sum_{i=1}\int_V \delta u_i\,b_i\,dV \tag{6.38}$$

u bezeichnet hier das innerhalb des Fluids herrschende Geschwindigkeitsfeld, b bezeichnet Volumenkräfte (z. B. spez. Gewicht), während t die an der Oberfläche wirkende Kraftdichte benennt. δ verbunden mit einer Feldgröße kennzeichnet deren "virtuelle" (kleine, gedachte) Variation.
Da die Kriechverformungen inkompressibel ablaufen, ist es zweckmäßig, Verzerrungsrate und Spannungstensor in hydrostatische und deviatorische Anteile aufzuspalten:

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3}\quad \delta_{ij}\sum_{k=1}^{3}\sigma_{kk} \tag{6.39}$$

$$\dot{e}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij} - \frac{1}{3}\quad \delta_{ij}\underbrace{\sum_{k=1}^{3}\dot{\varepsilon}_{kk}}_{\dot{\epsilon}} \tag{6.40}$$

Einführung dieser Größen in Gleichung (6.33) führt auf die folgende modifizierte Darstellung des Prinzips:

$$\sum_{i=1}\sum_{j=1}\int_V \delta\dot{e}_{ij}\,S_{ji}\,dV - \int_V \delta\dot{\varepsilon}\,P\,dV = \sum_{i=1}\int_\Omega \delta u_i\,t_i\,d\Omega + \sum_{i=1}\int_V \delta u_i\,b_i\,dV \tag{6.41}$$

Da der Werkstoff im Zusammenhang mit Kriechen als inkompressibel anzusehen ist, gilt $\dot{\epsilon}_{ij} = \dot{e}_{ij}$, d. h. der Verzerrungsratendeviator ist gleich dem Verzerrungsratentensor.
Somit hat für diese Art von Werkstoffen der zweite Term auf der linken Seite keinerlei Bedeutung, weil Variationen $\delta\dot{\epsilon} \neq 0$ aus kinematischen Gründen nicht zulässig sind.
Es ist jedoch gut bekannt, daß bei der Verschiebungsformulierung der FEM die Behandlung inkompressibler Materialien Schwierigkeiten bereitet. Zu deren Vermeidung

können verschiedene Strategien verfolgt werden , bei denen eben jener Term, der die Volumenänderung beschreibt, eine entscheidende Rolle spielt. Bei einer reinen Verschiebungsformulierung der FEM ist es notwendig dem Material eine kleine künstliche viskose Kompressibilität zuzugestehen. Wenn sie zu klein gewählt ist, kann es vorkommen, daß der hydrostatische Anteil nach der Auswertung von Gleichung (6.41) die Lösung in unrealistischer Weise beeinflußt. Die sogenannte reduzierte Integration schafft hier bei bestimmten Typen von finiten Elementen Abhilfe, so daß brauchbare Lösungen erzielt werden können.
Ein anderer Weg der Behandlung führt auf die sogenannten gemischten Formulierungen der FEM, in denen der hydrostatische Druck neben den Geschwindigkeiten (bzw. Verschiebungsgrößen) als unabhängig zu variierende Größe eingeführt wird. Auch hier muß eine kleine künstliche Kompressibilität eingeführt werden.
Da jetzt die Anzahl der unbekannten Größen ansteigt, ist die Gleichung (6.41) durch die folgende Beziehung zu ergänzen, in die die Variation δp des Druckes eingeht:

$$\int \delta P(\dot{\varepsilon} + \Lambda P)\, dV = 0 \tag{6.42}$$

In Gleichung (6.42) bedeutet Λ die kleine künstliche Kompressibilität, die man aus rechentechnischen Gründen einzuführen ist. Sie kann so gewählt werden, daß die inkompressible Lösung ($\Lambda \longrightarrow 0$) praktisch hinreichend gut angenähert wird kann.

Die Volumenkräfte $\overline{b}$ beinhalten in der allgemeinen Form des Prinzips auch Trägheitseffekte, die durch die Beschleunigung der Volumenelemente induziert werden:

$$\overline{b} = \overline{b}_o + \rho \overline{c} \tag{6.43}$$

wobei $\overline{c}$ den Beschleunigungsvektor, ρ die Massendichte und b_o eingeprägte Kraftdichten wie zum Beispiel das spez. Gewicht bezeichnen. Im Zusammenhang mit kriechenden Bewegungen kann

der Term c vernachlässigt werden, Trägheitseffekte spielen keine Rolle.
Eine Algebraisierung der Integralausdrücke mit den typischen FEM-Methoden führt letztlich auf ein nichtlineares Gleichungssystem der Form:
STEIFIGKEITSMATRIX * VEKTOR DER KNOTENPUNKTGESCHWINDIGKEITEN
= VEKTOR DER AUF DIE KNOTENPUNKTE VERTEILTEN ÄUßEREN KRÄFTE

$$\mathbb{K}(\bar{u})\cdot\bar{u} = \bar{R} \tag{6.44}$$

Die Steifigkeitsmatrix hängt wegen des nichtlinearen Stoffgesetzes (6.4) von den Knotenpunktverschiebungen selbst ab, so daß zur Lösung von (6.44) ein iteratives Vorgehen notwendig ist.
Der Lösungsvektor von Gl.(6.42) liefert für eine vorgegebene geometrische Konfiguration und Belastungssituation das entsprechende Geschwindigkeitsfeld im Zusammenhang mit der kriechenden Bewegung. Eine schrittweise Veränderung der Geometrie kann nun einfach erfolgen, indem das Geschwindigkeitsfeld mit einem hinreichend kleinen Zeitinkrement multipliziert und das so erhaltene Verschiebungsinkrement zu den Knotenpunktkoordinaten addiert wird. Die erzeugte neue Geometrie dient dann als Ausgangspunkt für den nächsten Schritt (usw.).
Es sei hier noch angemerkt, daß mit dieser Vorgehensweise große Verformungen und Verschiebungen analysiert werden können, ohne daß zusätzliche Steifigkeitsmatrizen (wie etwa die geometrische Steifigkeitsmatrix) einzuführen sind. Das Materialgesetz der Form (6.4) enthält nämlich keine Zeitableitungen des Spannungsfeldes, welche üblicherweise im Zusammenhang mit großen Verformungen zu komplizierteren Formulierungen führen.

7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Mit den entwickelten bzw. dargestellten Rechenmethoden wurden unter den experimentellen Randbedingungen Rechnungen durchgeführt mit dem Ziel, die wesentlichen Abhängigkeiten herauszuarbeiten. Zwei der Ergebnisse aller Versuche, die in einer Gesamtübersicht im Schaubild 5.22 des Kapitels 5 zusammengefaßt sind, zeigen trotz gleicher Versuchsparameter deutlich unterschiedliche Kollapszeiten (Versuche AZP-2B und AZP-3C). Dieser Befund wirft die Frage auf, wie stark Unsicherheiten in den Versuchsparametern hier Einfluß nehmen können. Unter den für den Versuch wichtigen Ausgangsgrößen sind folgende zu nennen:

- -Temperatur
- -Druck
- -geometrische Größen
- -Kriechverhalten

Während die ersten drei aufgeführten Einflußparameter hinsichtlich der Fehlerbreite zahlenmäßig spezifiziert werden können, ist das Kriechverhalten schwerer quantitativ in den Griff zu bekommen. Unsicherheiten beziehen sich hier nämlich nicht auf zahlenmäßig angebbare Größen sondern in erster Linie auf Unsicherheiten der funktionellen Zusammenhänge. Als ein einfacher, wenn auch nicht immer befriedigender Weg ist hier die folgende Vorgehensweise gewählt: Das Norton'sche Potenzgesetz wird als ein geeigneter Ansatz eines Kriechgesetzes benutzt und die Schwankungsbreite der Kriechgesetzparameter zur Quantifizierung der Unsicherheiten zugrundegelegt. Um nun den Einfluß der vorgenannten versuchsrelevanten Größen zu analysieren, muß ein akzeptiertes theoretisches Modell zu Vorhersage der Kollapszeit herangezogen werden. Bevor jedoch auf das Hoff'sche Modell zurückgriffen wird, ist zu prüfen, ob seine Abwendung unter den vorliegenden Versuchsbedingungen erlaubt ist. Ein Kriterium für die Anwendbarkeit des Hoff'schen Modells ist ein hinreichender Abstand des Außendruckes von dem kritischen Druck nach Formel (6.34). Im Rahmen dieser Arbeit sind die

Bedingungen so, daß $P << P_c$ ist (siehe dazu Abb. 6.4). Somit sind die Voraussetzungen für das Hoff'sche Modell gegeben.

Im weiteren Verlauf wird untersucht, wie empfindlich die nach dem Hoff'schen Modell berechneten Kollapszeiten t_{cr} auf die Einflußgrößen reagieren. Der Ausgangspunkt für die Fehler und Sensitivitätsanalyse ist die Formel (6.32) bzw. die Differentialgleichung (6.29).
Die experimentell bestimmten Kollapszeiten werden den rechnerisch ermittelten Bandbreiten von Kollapszeiten gegenübergestellt.

7.1 Einfluß der verschiedenen Parameter auf die nach Hoff berechnete Kollapszeit

7.1.1 Temperatur, Druck und Geometrie

Der Einfluß von Temperatur, Druck und geometrischen Parametern auf die berechneten Beulzeiten wird im Anhang B gezeigt, der die Fehler- und Sensitivitätsanalyse enthält.
Die Temperatur beeinflußt die Beulzeit nur indirekt über das Kriechverhalten. Üblicherweise wird im Norton'schen Gesetz der Parameter k hinsichtlich seiner Temperaturgenauigkeit durch eine Arrhenius-Beziehung charakterisiert. Auf der Basis eines solchen Ansatzes wird die Fehlerrechnung ausgeführt (siehe Anhang B)
So ergibt eine Temperaturunsicherheit von ± 5 °C eine ± 21 %-Schwankung in der berechneten Kollapszeit.
Druckänderungen von ± 0,2 bar ergeben entsprechend ± 4% Schwankungen. Ein Messfehler von ± 0,01 mm für die Wandstärke und 0,01 mm für den Rohrradius führt auf ± 5,5%. Typische Unsicherheiten bezüglich der Anfangsovalität von 0,5% bringen 28% Abweichungen.

Bei gleicher Ausgangsovalität ist das Verhältnis von mittlerem Radius zu Wandstärke von großem Gewicht. Im Falle

der RSM-Rohre beträgt es ungefähr 5,6, während es sich bei den IHX-Rohren auf 4,5 beläuft. Diese kleine Differenz zeigt große Auswirkungen auf die berechneten Beulzeiten, die eine nichtlineare Abhängigkeit von dem Verhältnis R/h haben (t_{cr} $1/(R/h)^{n+2}$). Für eine Ausgangsovalität von 2,07% bei einem anstehenden Druck von 35 bar wurden die Ovalitätsverläufe für ein RSM- und IHX-Rohr mit gleichem Kriechgesetz errechnet (Abb. 7.1). Das relativ dickwandigere IHX-Rohr müßte gemäß Rechnung deutlich später als das RSM-Rohr kollabieren. Dieser Befund wird aber durch das Experiment höchstens in der Tendenz jedoch nicht im theoretisch erwarteten Ausmaß bestätigt.

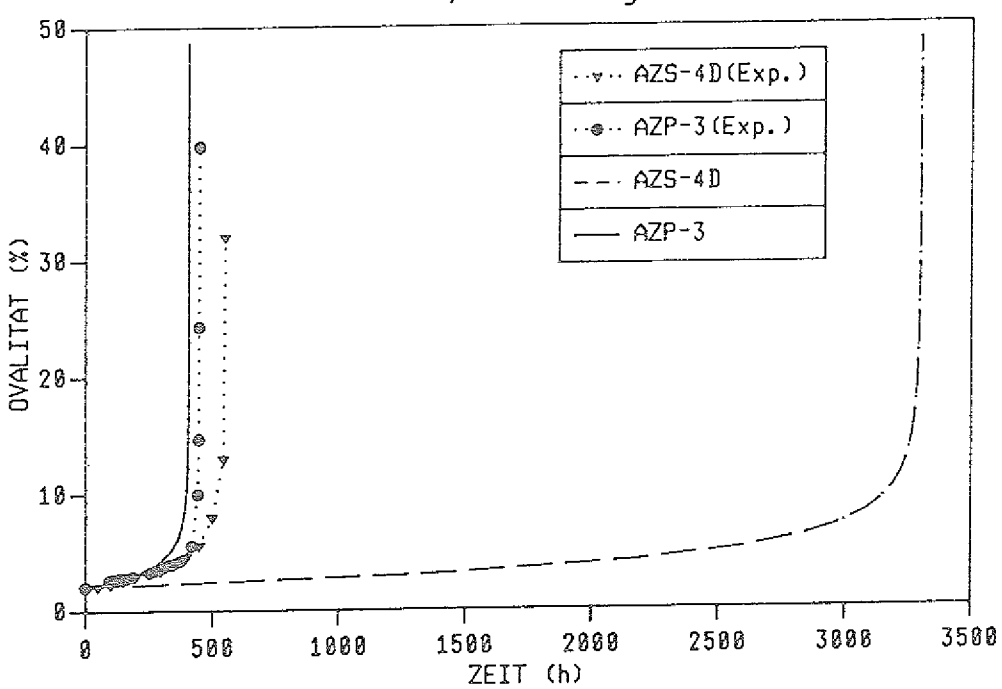


Abb. 7.1: Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen für ein RSM-Rohr und ein IHX-Rohr mit gleicher Anfangsovalität unter gleichen Randbedingungen

7.1.2 Parameter des Kriechgesetzes

Im Rahmen der theoretischen Analysen ist das Kriechverhalten durch ein Norton'sches Kriechgesetz charakterisiert. Um die beiden Parameter dieses Gesetzes zu bestimmen, sind verschiedene Versuche durchgeführt worden (siehe Kap.5), wobei sich unterschiedliche k- und n-Werte ergaben. Die dabei

festgestellten Unsicherheiten wirken sich erheblich auf die Berechnung der Kollapszeit aus.
Einen großen Einfluß auf die berechneten Resultate hat der Exponent n des Nortongesetzes. Variert man ihn für die RSM-Rohre bei festem Parameter $k = 1{,}39 \cdot 10^{-14}\ h^{-1}\ (MPa)^{-n}$ zwischen 6 und 7, so erhält man die in Abb. 7.2 dargestellten Ovalitätskurven. Die Kollapszeiten für n = 6 und n = 7 unterscheiden sich um einen Faktor 25. Der starke nichtlineare Einfluß des Exponenten bestimmt die Unsicherheiten in den berechneten Kollapszeiten. Der Einfluß typischer Streuungen der experimentellen Parameter wie Temperatur und Druck ist deutlich kleiner als die Unsicherheiten, die aus den n-Werten des Kriechgesetzes resultieren.
Der k-Wert geht als linearer Faktor in die Kollapszeit ein (siehe Gl. (6.29)). Bei festgehaltenem n ist die Kollapszeit umgekehrt proportional zu k. Somit führt bei konstantem n eine Vergrößerung von k um den Faktor 100 auf eine um denselben Betrag erniedrigte Beulzeit.

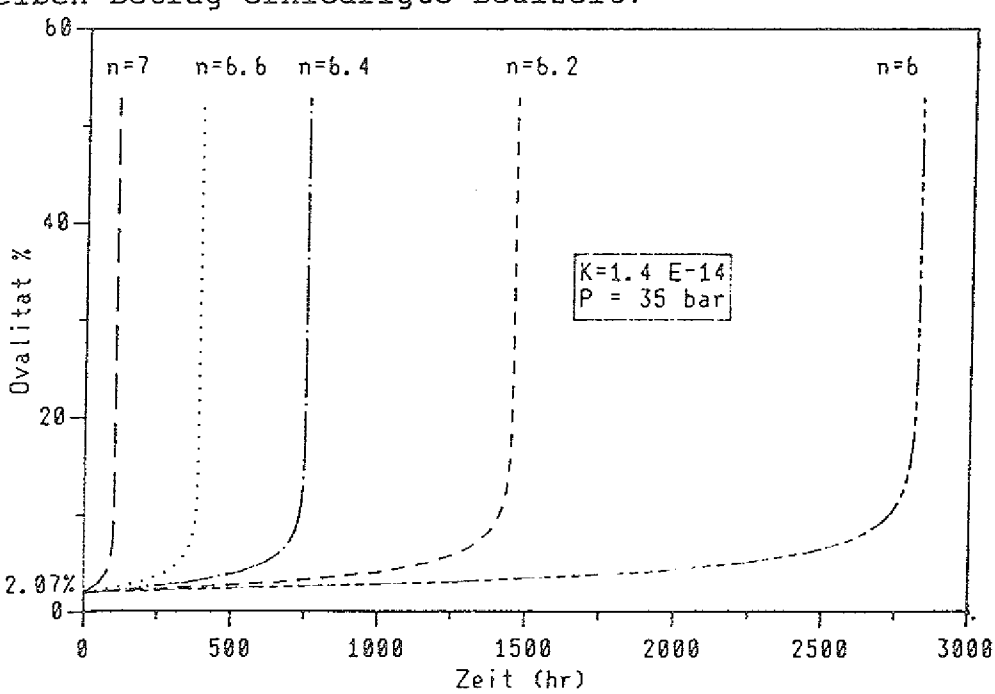


Abb. 7.2: Variation der Kollapszeiten aufgrund verschiedener Exponenten n des Norton'schen Gesetzes bei gleichem k und gleicher Anfangsovalität

Obwohl sich die k-Werte so stark unterscheiden (siehe Tab.

5.3), sind die mit unterschiedlichen Parametersätzen berechneten Kollapszeiten nicht ganz so unterschiedlich, wie man vermuten könnte. Der Grund ist darin zu suchen, daß Parameterdatensätze mit großen k-Werten im allgemeinen kleinere n-Werte aufweisen. Es ist von daher interessant, die im folgenden beschriebene Anpassungsprozedur eines Norton'schen Kriechgesetzes zu untersuchen. Gegeben sei ein Spannungsniveau (z.B. 30 MPa) und eine zugehörige Kriechrate (z.B. $7{,}0 \cdot 10^{-7}$ h^{-1}). Variere den Parameter n im Bereich 5 bis 8 und passe k so an, daß für die gegebene Spannung sich die zugehörige Kriechdehnrate ergibt. In der Tabelle 7.1 sind derartige n - k -Kombinationen aufgeführt. Zusätzlich sind berechnete Kollapszeiten für eine Modellreformerrohr-Geometrie unter Benutzung der in der gleichen Zeile befindlichen Kriechparameter aufgeführt. Man erkennt, daß sich die t_{cr} - Werte für eine solche Anpassungsprozedur nicht allzu stark unterscheiden.

n (-)	k (MPa^{-n} h^{-1})	t_{cr} (h)
5	$3{,}07 \cdot 10^{-12}$	280
6	$1{,}02 \cdot 10^{-13}$	280
7	$3{,}40 \cdot 10^{-15}$	294
8	$1{,}13 \cdot 10^{-16}$	320

Tab. 7.1: Berechnete Kollapszeiten für eine Serie von Kriechdaten die an eine gegebene Spannung und gegebene Kriechrate angepaßt wurden.

7.1.3 Modellannahmen

Im Rahmen seines Modells nimmt Hoff an, daß die Wandstärke seiner Zweischalenkonstruktion $h/\sqrt{3}$ beträgt. Nimmt man zur Berechnung der Modellwandstärke die Rabotnov-Formel (6.7b) und berechnet unter sonst gleichen Bedingungen die

Kollapszeiten, so ergeben sich kleinere Werte. Auch hier liegt eine nichtlineare Abhängigkeit vor. Die Abb. 7.3 zeigt beispielhaft, welche Unterschiede sich ergeben können.

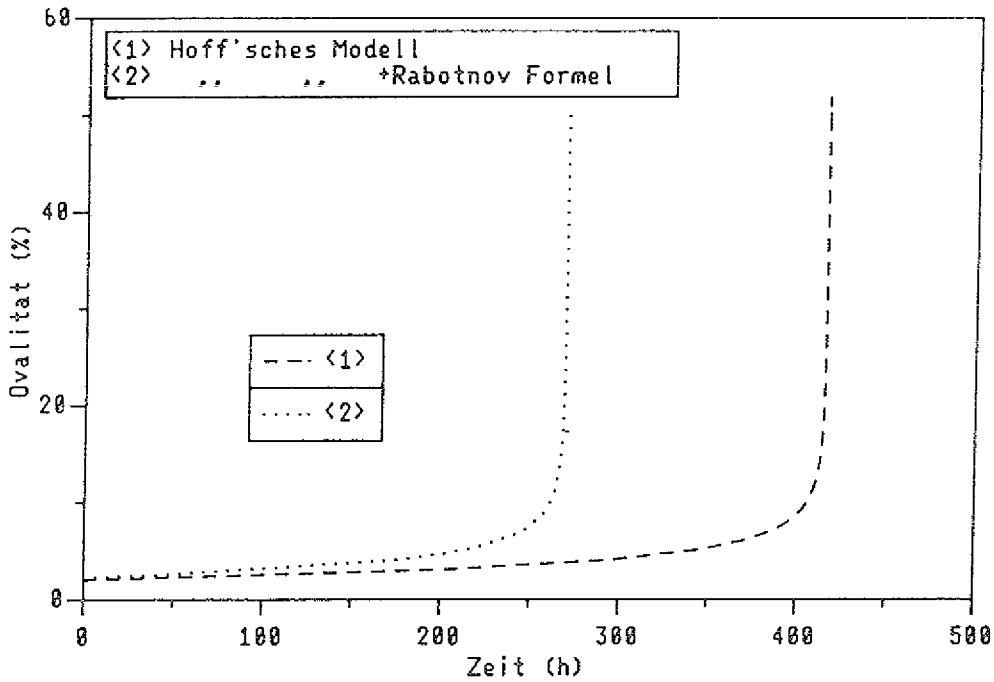


Abb. 7.3: Einfluß der gewählten Wandstärke des Zweischalenmodells auf die Kollapszeit (Rabotnov-Formel-Hoff'sch Empfehlung)

Im Zusammenhang mit der Reihenentwicklung beim Hoff'schen Modell stellte sich die Frage, wieviele Glieder der normalerweise unendlichen Reihe für eine hinreichend genaue Berechnung zu verwenden sind. Die Reihe hat die Form:

$$\sum_{N=1}^{\infty} \frac{\prod_{k=1}^{2N}(n-k)}{\prod_{j=1}^{N}(2J+1)^2} (X(t))^{2N} \tag{7.1}$$

Im Falle, daß der Kriechexponent n = 1 oder 2 ist, verschwindet die Summe (7.1). Man erhält in diesem speziellen Falle die folgende Lösung für X(t):

$$X(t) = X_o \, e^{\frac{-t}{\tau}} \tag{7.2}$$

Für ganzzahlige Werte von n größer als 2 bricht die Reihe

nach

(7.3) N = INT ((n-1)/2)

Gliedern ab. INT(k) bezeichnet hier die größte ganze Zahl kleiner oder gleich k.
Wenn beispielsweise n = 3 oder 4 ist, so enthält die Reihe nur ein einziges Glied. Für das hier betrachtete Material INCONEL 617, das einen Exponenten n im Bereich zwischen 5 und 8 aufweist, erhält man für ganzzahlige n-Werte (5, 6, 7, 8) 2 oder 3 Reihenglieder.

Im Falle allgemeiner reeller Zahlen n ist die Situation eine andere: Theoretisch bricht die Reihe nicht ab.
Für den Exponenten n = 6,587 ist in Abb. 7.4 die Kollapszeit als Funktion der Anzahl der verwendeten Reihenglieder aufgetragen. Die Berücksichtigung von zwei Termen garantiert eine hinreichende Genauigkeit.

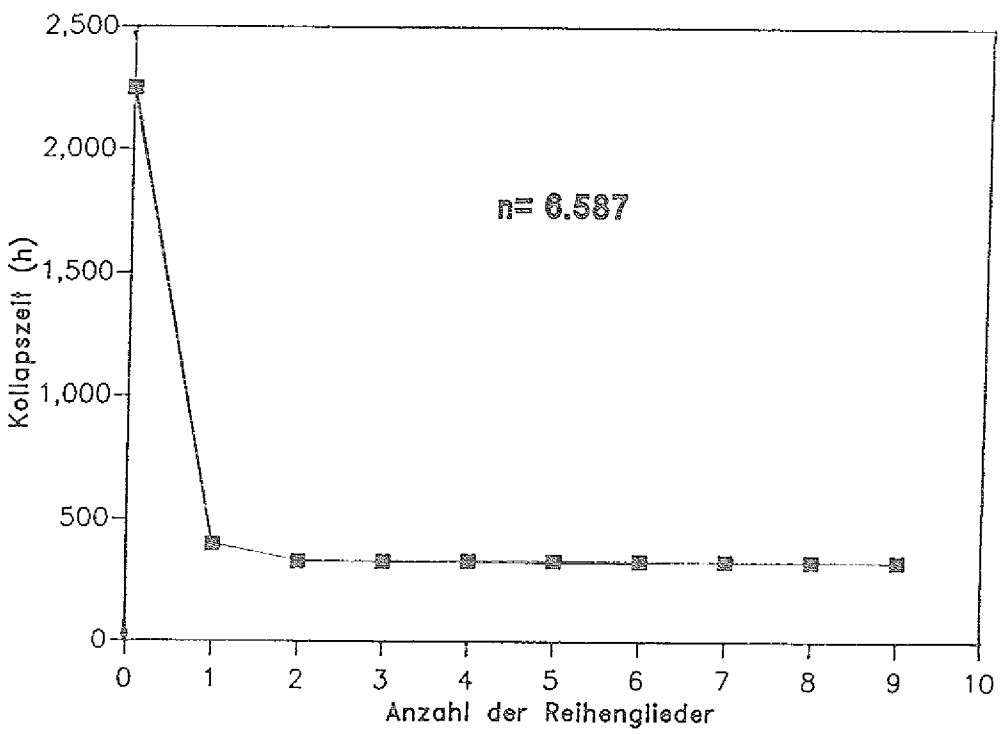


Abb. 7.4: Berechnete Beulzeit in Abhängigkeit von den mitgenommenen Reihengliedern

7.1.4 Zusammenfassung der Einflüsse und Gegenüberstellung der experimentellen Ergebnisse

In Tabelle 7.2 sind die mit allen verfügbaren Kriechdatensätzen gemäß Gleichung (6.32) errechneten Kollapszeiten zusammen mit den Versuchsergebnissen aufgeführt. Als Dicke h_m der Modellschale war in allen Rechnungen der Hoff'sche Wert $h/\sqrt{3}$ angenommen.
In den Abbildungen 7.5 und 7.6 sind die Tabellenwerte für die RSM- und IHX-Rohre graphisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien zwischen Punkten markieren für jeden der Versuche den Bereich, innerhalb dessen die errechneten Kollapszeiten nach Tab. 7.2 liegen. Die über die Punkte hinausgehenden gestrichelten Linienstücke geben die Fehler aus Geometrie, Temperatur und Druck an. Die nach Lit./39/ und Lit./60/ ermittelten Werte sind separat als Punkte in den Diagrammen eingetragen.

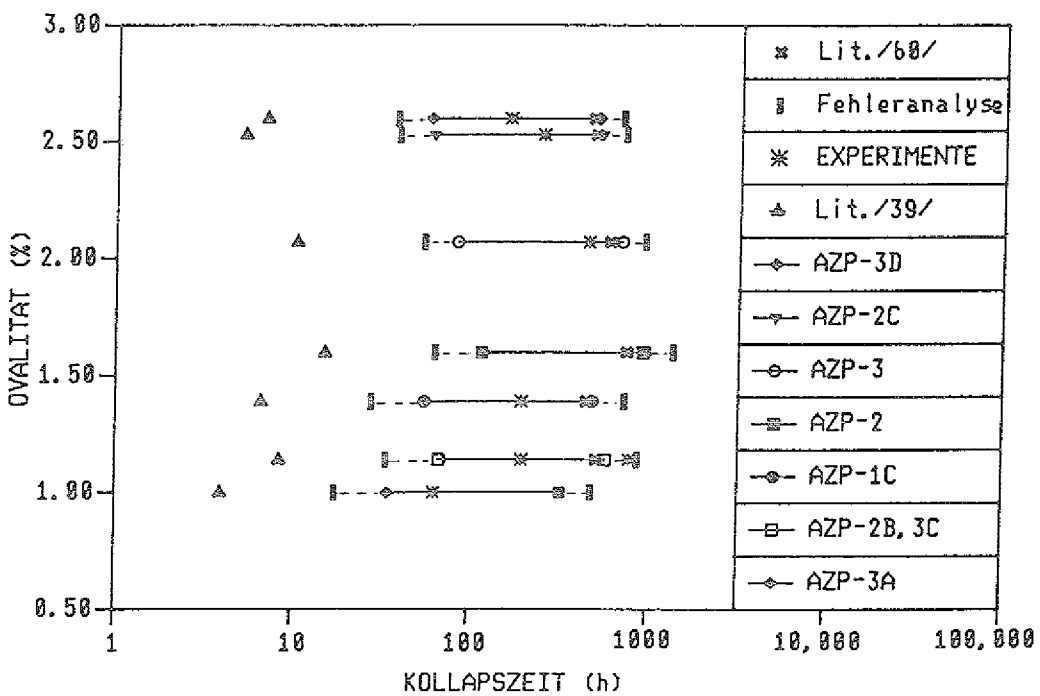


Abb. 7.5: Vergleich des rechnerisch ermittelten Wertebereichs der Kollapszeiten mit den experimentellen Werten für die RSM-Rohre.

Bez.	Druck (bar)	Ovalität(%)	R/h -	t_{exp} (h)	t_{cr1} (h)	t_{cr2} (h)	t_{cr3} (h)	t_{cr4} (h)	t_{cr5} (h)	t_{cr6} (h)	t_{cr7} (h)	t_{cr8} (h)
AZP-3D	35	2,6	5,56	163	287	58,6	517	7,1	480	137	120	842
AZP-2C	35	2,53	5,56	250	300	61,3	537,4	7,5	495	142	124	875
AZP-3	35	2,07	5,56	458	406	83,4	703	10,6	605	180	157	1136
AZP-2	35	1,6	5,56	930	566	116	943	15,4	757	235	203	1512
AZP-2B	40	1,14	5,56	790	334	68,4	585,6	8,5	518	152	132	949
AZP-1C	40	1,39	5,56	196	274	56	491	6,8	451	129	113	800
AZP-3C	40	1,14	5,56	197	334	68,4	585,7	8,5	518	152	132	950
AZP-3A	45	1	5,56	64	172	35	323,4	4	324	88,8	77,8	532
AZS-4D	35	2,07	4,5	550	3300	691,4	4811	107	3007	1079	914	7502
AZS-7D	35	2,02	4,5	590	3398	712	4938	110,5	3068	1104	936	7695
AZS-8D	35	2,68	4,5	418	2343	488,5	3549	72,3	2385	821	699	5579
AZS-6B	40	1,5	4,5	900	1938	403,4	2974	58,8	2047	695	593	4688
BAS-1	40	2,07	5,56	441	169	34,2	318,5	3,9	323	87,9	77	525
BAS-2	45	2,02	5,56	90	80,4	16,2	163	1,7	190	47,8	42	273

Tab. 7.2: Zusammenstellung der errechneten Kollapszeiten mit den Kriechdatensätzen nach Tabellen 5.3 und 5.4. Der Kollapszeitwert t_{cri} bezieht sich auf den i-ten Datensatz.

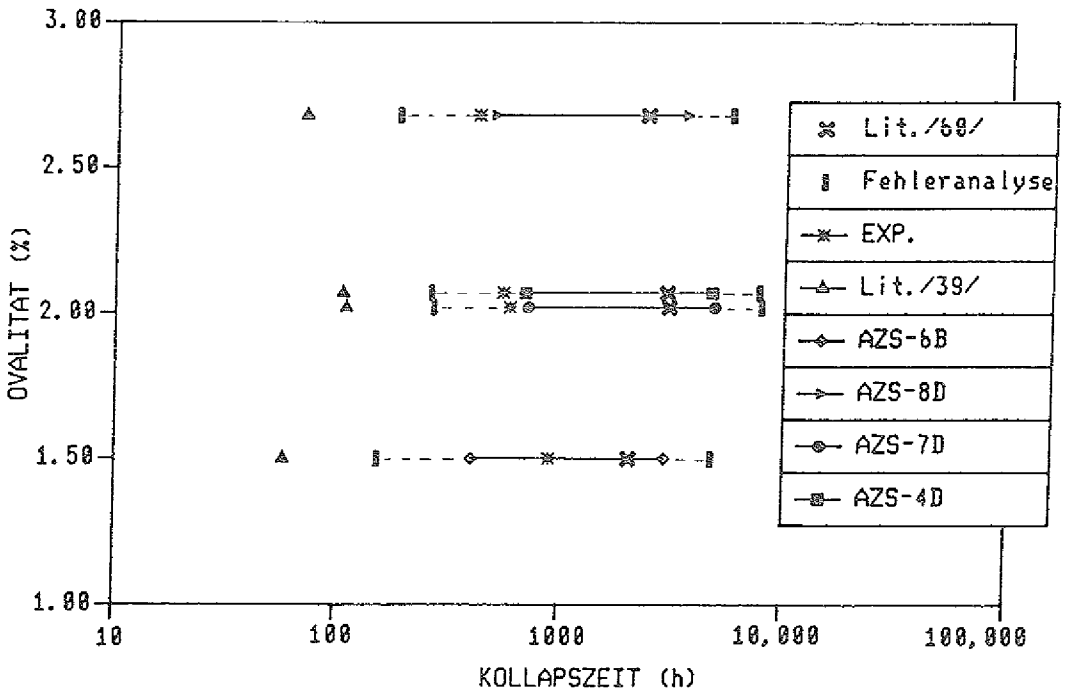


Abb. 7.6: Vergleich des rechnerisch ermittelten Wertebereichs der Kollapszeiten mit den experimentellen Werten für die IHX-Rohre

In der ersten der beiden Abbildungen sind die Versuchsergebnisse an den RSM-Rohren eingeordnet. In den meisten Fällen liegen die experimentellen Werte in dem durch die Unsicherheiten markierten Band. Bei der Benutzung von Kriechparametern aus der Streubandanalyse Lit./39/ ergeben sich Kollapszeiten, die deutlich unter den experimentellen und unter den Ergebnissen liegen, die mit den anderen Kriechdaten gewonnen wurden. Bei Benutzung der k- und n-Werte der jüngsten Streubandanalyse Lit./60/, die Eingang in ein Werkstoffdatenblatt finden wird, ergeben sich realistischere Abschätzungen für die Kollapszeiten, die allerdings nicht konservativ sind.

Im Falle der IHX-Rohren ergab sich, daß die Rechnungen mit Kriechdaten aus der gleichen Mutterschmelze die Kollapszeiten überschätzten. Die meisten experimentellen Werte liegen hart an der Untergrenze des durch die Rechnung überstrichenen Bandes.

7.2 MATERIALVERHALTEN UNTER MIKROSKOPISCHEN GESICHTSPUNKTEN

Beim Vergleich der experimentellen und der berechneten Werte aus Abbildungen 7.5 und 7.6 erkennt man, daß die experimentell ermittelten Kollapszeiten für die RSM-Rohre sich in den meisten Fällen gut in das durch die theoretischen Analysen gegebene Streuband einfügen. Im Falle der IHX-Rohre lagen die experimentellen Ergebnisse jedoch recht deutlich unter den durch die meisten Rechnungen ermittelten Kollapszeiten. Lediglich die Benutzung der Werte nach Lit./39/
($k=3{,}28.10^{-14}$ MPa^{-n} h^{-1}, $n=7{,}44$)im Kriechgesetz führte zu konservativen Werten.
Eine Möglichkeit ist, daß die Ergebnisse des Hoff'schen Modells mit zunehmendem Wandstärke/Radius-Verhältnis unzutreffender werden. Dem ist jedoch entgegenzuhalten, daß auch die Ergebnisse der Finite Elemente Rechnungen die gleiche Tendenz aufweisen.
Es stellte sich nun die Frage, inwieweit sich die Mikrostruktur des Werkstoffes für die beiden Rohrtypen verändert hat. REM-Aufnahmen zeigten, daß sowohl die RSM-Rohre als auch die IHX-Rohre vor ihrem Einsatz Ausscheidungen von primären Titancarbiden an den Korngrenzen aufwiesen, ebenfalls etwas Molybdäncarbid (siehe Abb. 7.7 und 7.8).

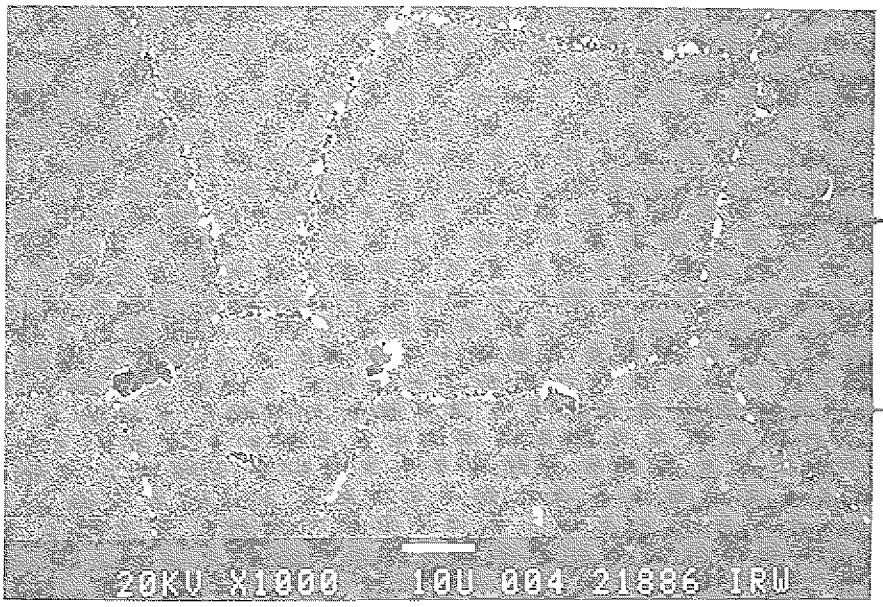


Abb 7.7: Carbidausscheidungen in den RSM-Rohren

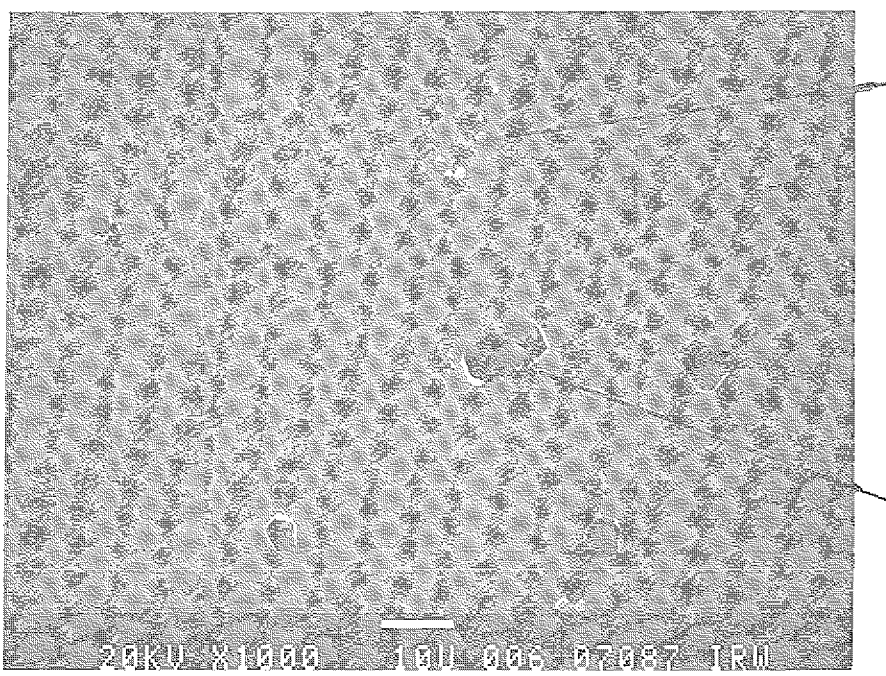


Abb 7.8: Carbidausscheidungen in den IHX-Rohren

Nach dem Beulvorgang wurden vermehrt mit Mo/Cr angereicherte Carbidausscheidungen an den Korngrenzen festgestellt, die im Falle der RSM-Rohre jedoch nicht mit einer deutlichen Vergröberung verbunden waren (Abb. 7.9). Bei den IHX-Rohren war im Gegensatz dazu eine merkliche Vergröberung feststellbar (Abb. 7.10). Dies kann Ursache für eine höhere

Kriechgeschwindigkeit sein, wodurch diese Rohre früher versagen.

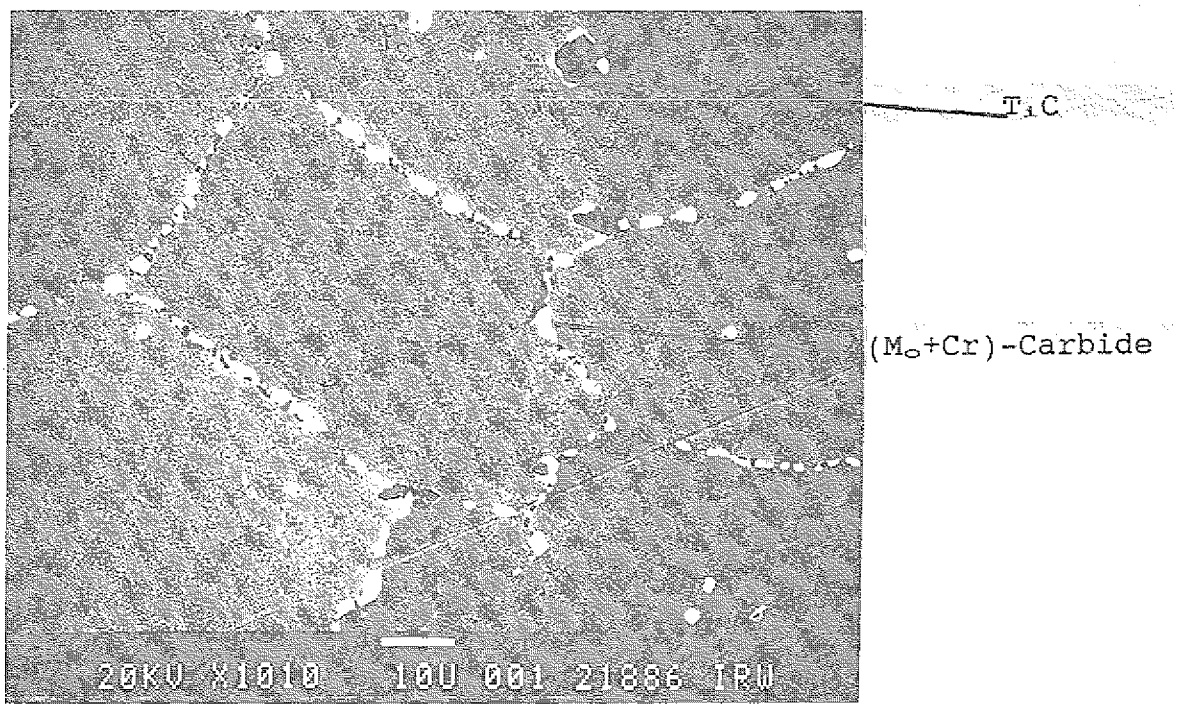


Abb. 7.9: Verteilung der Carbide in einem RSM-Rohr nach erfolgtem Kollaps

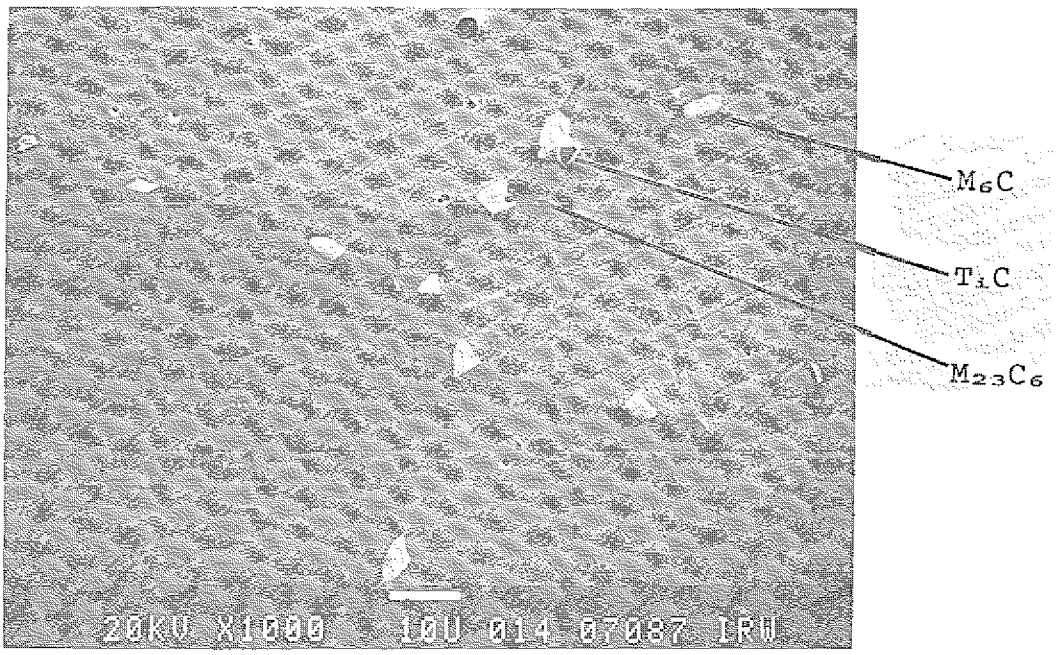


Abb. 7.10: Verteilung der Carbide in einem He-He WT Rohr nach erfolgtem Kollaps

Die Ausscheidung der Sekundärcarbide erfolgt hauptsächlich entlang der Korngrenzen und weniger innerhalb der Körner.
Es wurden keine großen Verformungen der Körner festgestellt außer in Bereichen der Rohroberflächen, in denen sich infolge Biegeeffekten hohe Zugspannungen entwickelten.
Eine Untersuchung der Mikrostruktur nach dem Kriechkollaps brachte keine Anzeichen von Kriechschäden (Kriechporen, Risse) innerhalb der Rohrwandung zu Tage. In den am höchsten beanspruchten Zonen wurden auf den Oberflächen entlang der Korngrenzen kurze maximal 150 µm lange Risse gefunden (siehe Abb. 7.11), so daß nur eine äußerst dünne, räumlich eng begrenzte Oberflächenschicht geschädigt war. Wanddurchdringende Risse und damit Undichtigkeiten traten in keinem der Versuche auf.

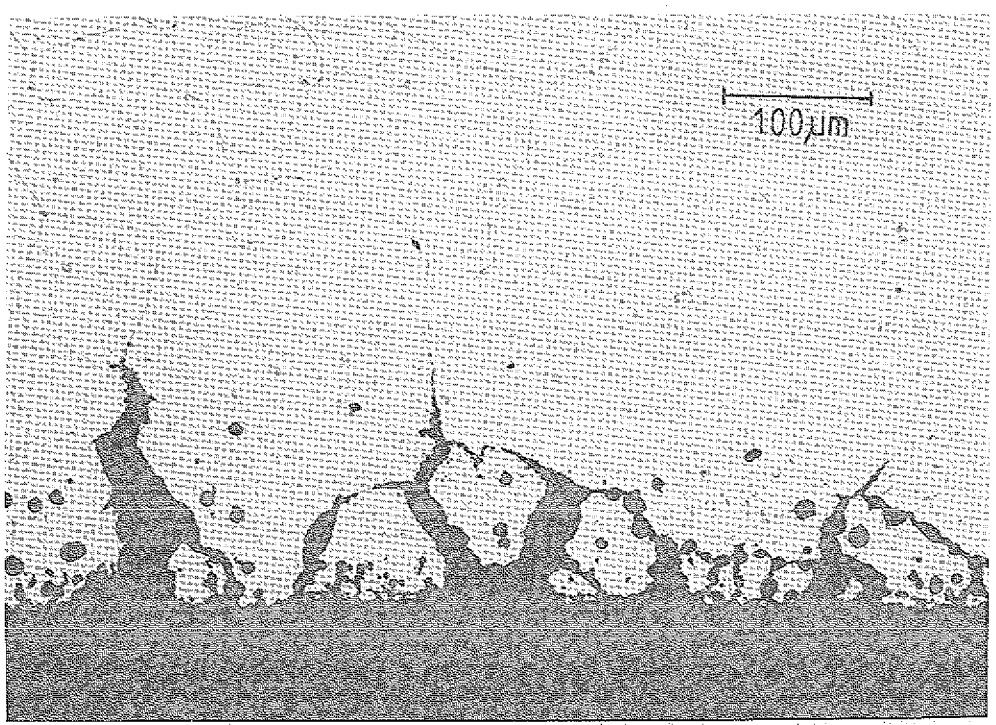


Abb. 7.11: Rißbildung auf der äußeren Rohroberfläche in dem Bereich mit höchster Beanspruchung, maximale Rißlänge 150 µm

Die beiden Experimente an den ausgelagerten Rohren zeigten keine großen Unterschiede zu den anderen.Die gemessenen Kollapszeiten fallen nicht aus dem Rahmen.
Die Mikrostruktur von einem dieser Rohre (BAS-1) zeigte ebenfalls keinerlei innere Kriechschädigung (Abb.7.12).

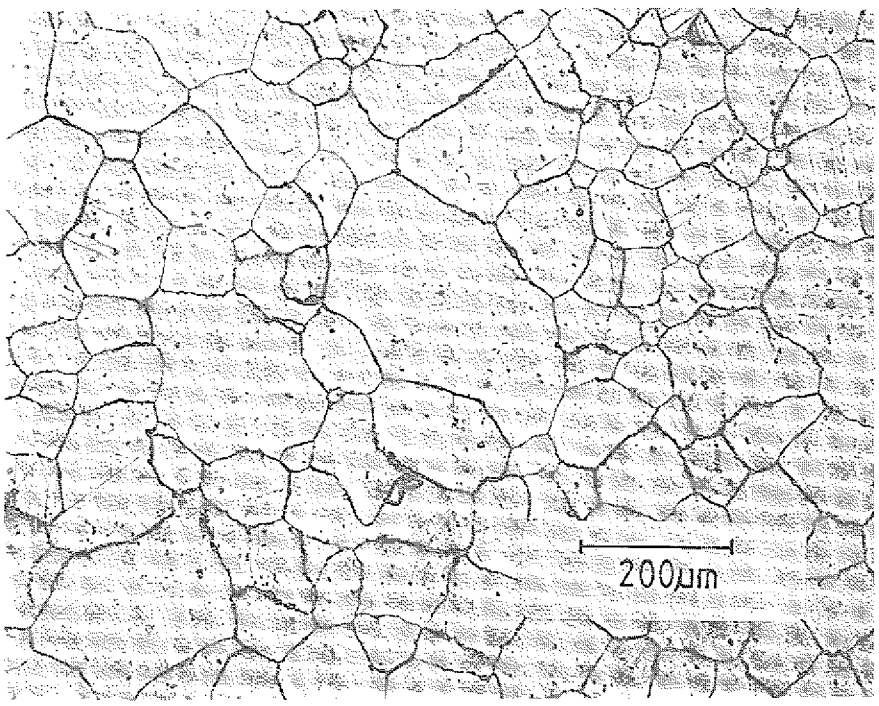


Abb.7.12: Metallographischer Schliff eines vorausgelagerten RSM-Rohres (BAS-1) nach dem Beulversuch.

Zur Klärung der Frage, bei welcher Ovalität die Bildung der Risse einsetzte, wurde ein kollabiertes Rohr im mittleren Bereich und in der Übergangszone (Ovalität > 50%) aufgeschnitten. Es ist aus der Abb. 7.13 deutlich zu erkennen, daß kurze Risse nur im Endzustand des Kollapsprozesses gefunden werden (Teilbild links unten). Im dem Schliffbild rechts unten, das aus der Übergangszone stammt, sind keine Risse zu erkennen. Die kleinen Oberflächenrisse werden also praktisch in der allerletzten Phase des Beulvorganges erzeugt.
Die Tatsache, daß abgesehen von den begrenzten, hochbeanspruchten äußeren Oberflächen keinerlei Materialschädigung auftritt, legt einen Vergleich des Kriechbeulvorganges mit

Heißformgebungsverfahren nahe, die ja ebenfalls ohne Schädigung ablaufen.Wenn auch die Geometrie des Rohres sich durch den Beulvorgang dramatisch geändert hat, so sind doch (abgesehen von den kleinen hochbeanspruchten Zonen) die Verzerrungen innerhalb der Wandungen relativ klein geblieben. Eine um 5% gedehnte Zugprobe, der man auf den ersten Blick ihre Dehnung im Vergleich zum Ausgangzustand nicht ansieht, ist höher kriechbeansprucht als das gebeulte Rohr.

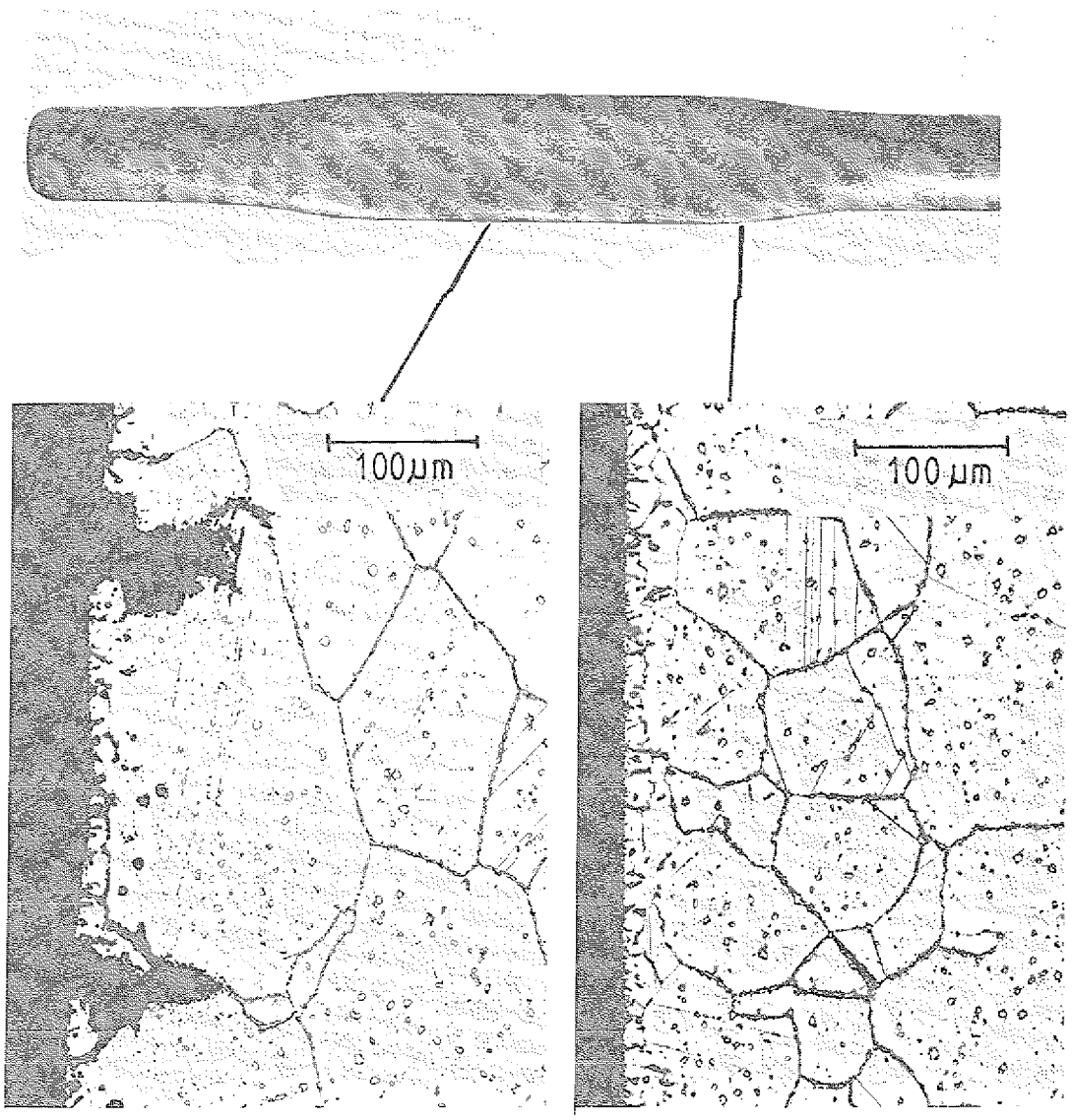


Abb.7.13 : Vergleich der Randgefüge aus dem vollständig kollabierten Bereich 1 mit dem aus einer Übergangszone 2.

7.3 Ergebnisse der Finite Elemente Rechnungen

Die Finite Elemente Analyse nichtlinearer Probleme ist sehr aufwendig. Nur in wenigen ausgewählten Fällen konnte sie zur Anwendung gebracht werden. Die Rechnungen wurden mit dem Programm PERMAS-VISCOUS /55/ auf der CRAY-XMP der KFA Jülich durchgeführt. Die im folgenden beschriebenen und diskutierten Rechenergebnisse beziehen sich auf den Versuch AZS-6B mit einem IHX-Rohr (Anfangsovalität 1,5%, Außendruck 40 bar, siehe Tab. 5.3)

Aus Symmetriegründen brauchte von dem Rohrquerschnitt nur ein Viertelsegment modelliert zu werden, wie in Abb. 7.14 zu sehen ist. Es wurden isoparametrische ebene Viereckelemente mit jeweils 9 Knotenpunkten verwendet. Insgesamt enthielt die Struktur 261 Knotenpunkte und 56 Elemente.

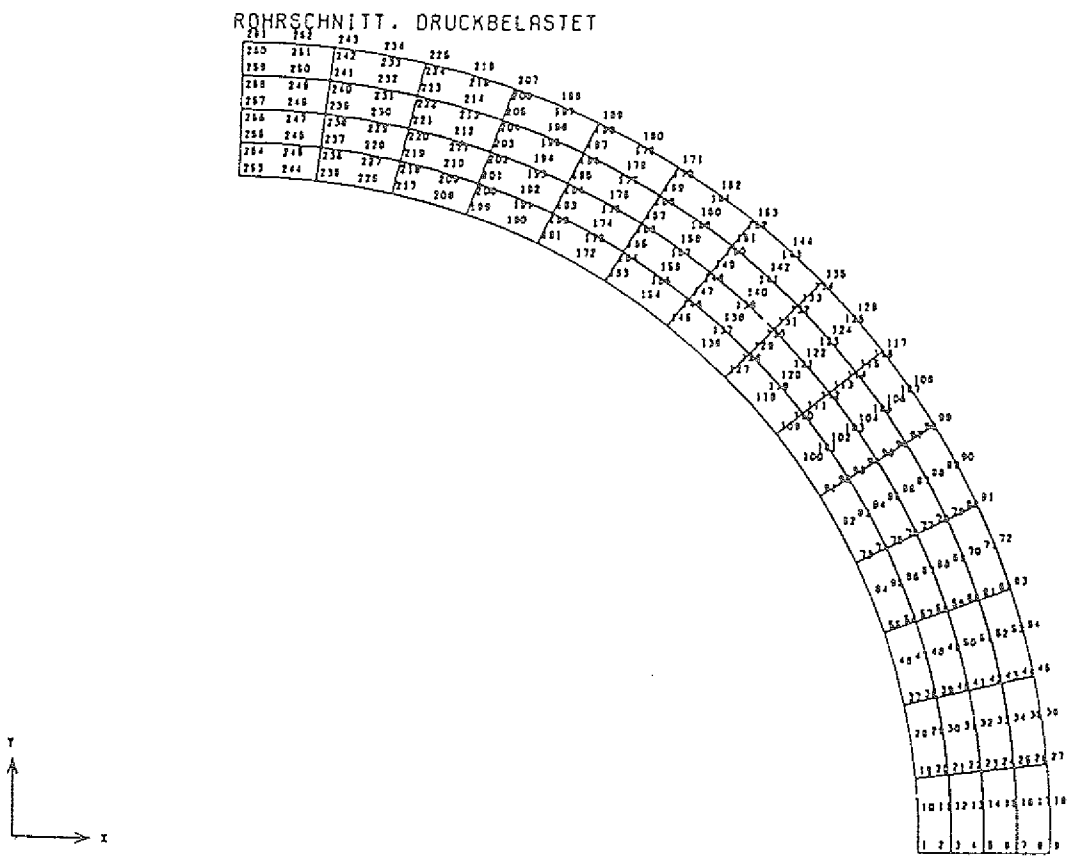


Abb. 7.14: Finite Elemente Modell des Rohrquerschnittes, aus Symmetriegründen reicht ein Quadrant aus

Bezüglich einer realistischen zeitlichen Erfassung des Verformungsablaufs war es notwendig, Testrechnungen durchzuführen, um die Zeitinkremente zwischen verschiedenen Verformungszuständen auf dem Wege zum Kollapsquerschnitt festzulegen. Ein in 20 Schritten vollzogener Ablauf mit abgestuften Zeitinkrementen erbrachte hinreichend gute Ergebnisse. Ausgehend von der leicht ovalisierten Ausgangkonfiguration wurde nach den erwähnten 20 Schritten die "8"-förmige kollabierte Querschnittsform erreicht. Es muß hier betont werden, daß der errechnete Endzustand ein nicht a priori angesteuertes Ergebnis war. Im Gegensatz dazu schreibt der im Rahmen des Hoff'schen Modell gewählte Funktionsansatz praktisch das Deformationsverhalten vor: Der Vorgang wird so gelenkt, daß das Rohr in die Endgeometrie hineingezwungen wird.

Die FEM-Ergebnisse brachten eine Vielzahl von Ergebnissen zu Spannungen und Verformungen, die weit über das hinausgehen, was das Hoff'sche Modell zu liefern imstande ist.

Die Abb. 7.15 a, b zeigen den Verlauf der von Mises Vergleichsspannung entlang der inneren und der äußeren Rohroberfläche zu verschiedenen Zeiten des Beulvorganges (zur Identifizierung der den Knotenpunkten zugeordneten Lage siehe Abb. 7.14). Erst unmittelbar vor dem Kollaps erhöhen sich die Spannung drastisch. Während mehr als 90% der Beulzeit sind sowohl Spannungen als auch Verformungen relativ klein. Der zeitliche Verlauf der Von Mises-Spannung in Diagramm 7.15 c zeigt das sehr deutlich für die am höchsten beanspruchten Punkte. Der eigentliche mit großen Verformungen verbundene Kollapsvorgang findet praktisch zum Zeitpunkt t_{cr} statt und damit auch der große Sprung zu Kurve 4 der Spannungsverteilung. Diese Kurve hat eine "v"-förmige Gestalt, in den Biegezonen treten die höchsten Beanspruchungen auf. Bei den Knotenpunkte 109 und 117 (bei einem Winkel von etwa 45°) bleiben die Spannungen während des gesamten Vorganges klein.

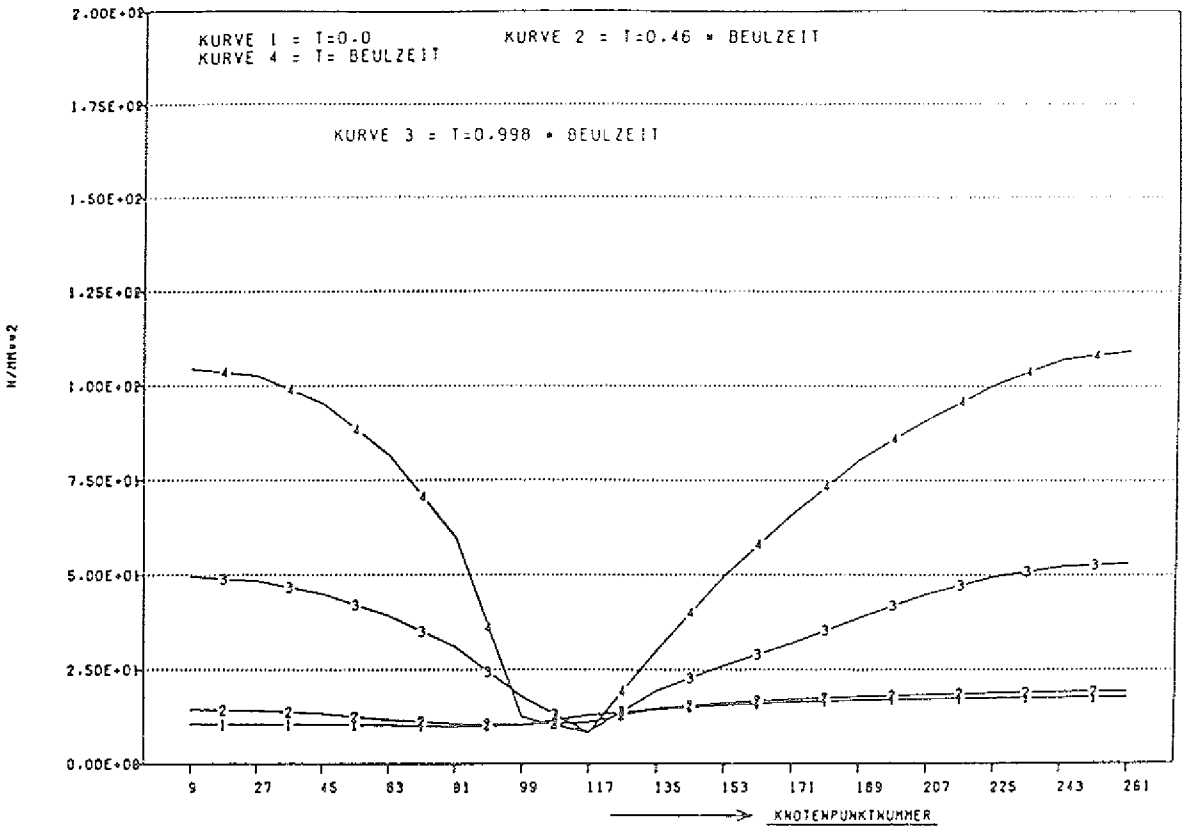


Abb. 7.15a: Von Mises Spannung entlang der äußeren Rohroberfläche

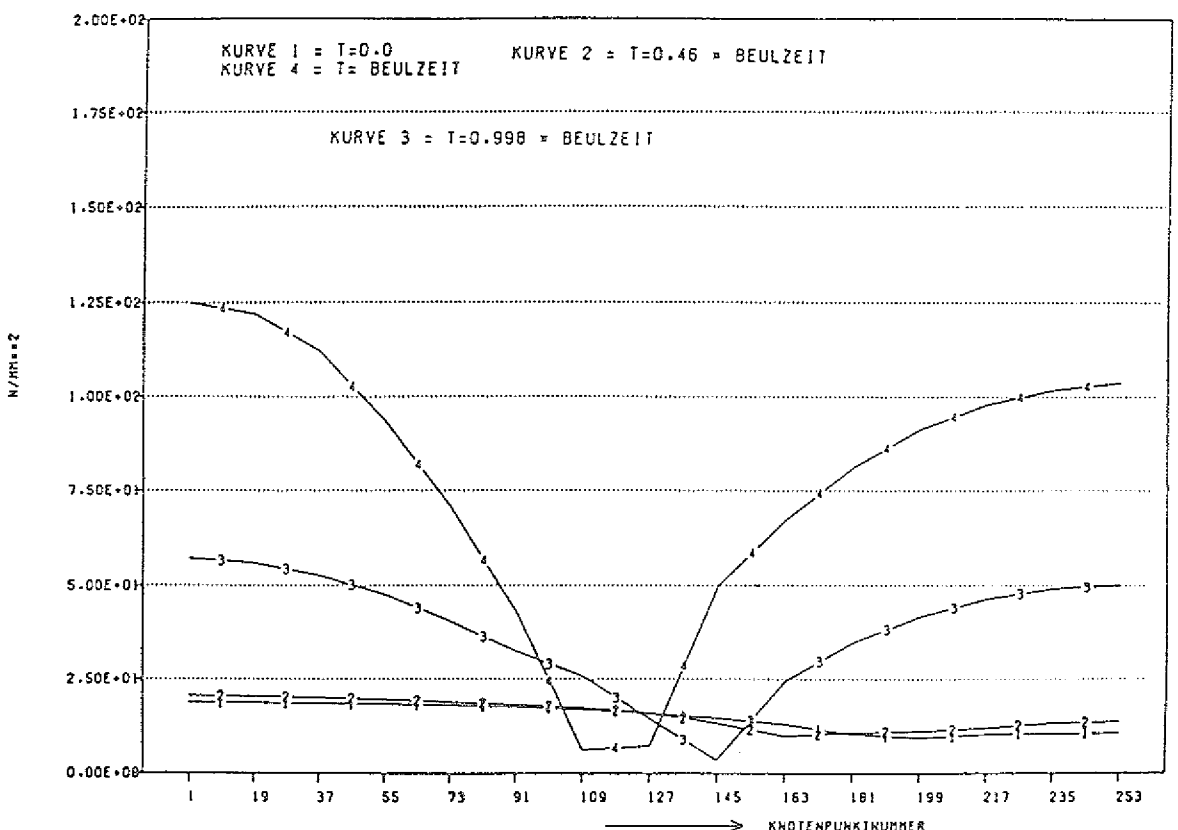


Abb. 7.15b: Von Mises Spannung entlang der inneren Rohroberfläche

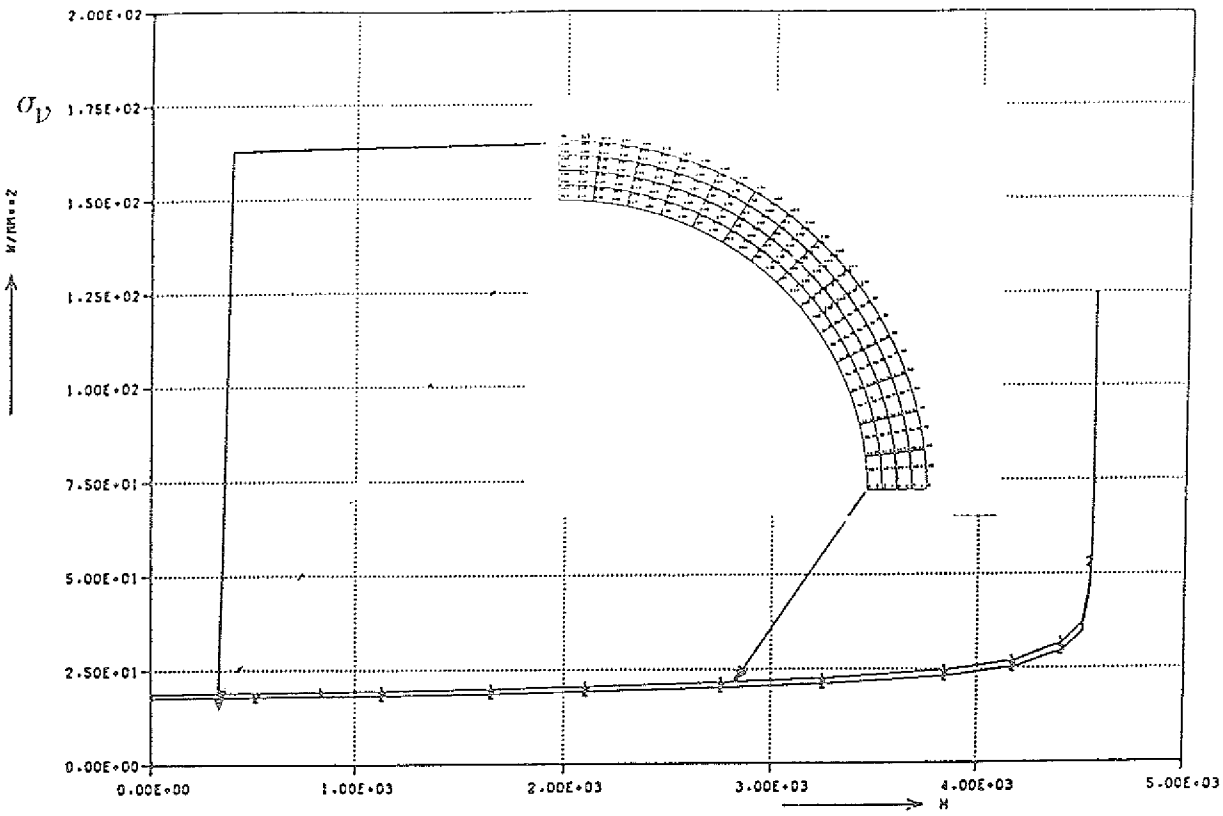


Abb. 7.15 c: Zeitliches Verhalten der von Mises Spannung an den Knotenpunkten 1 und 261

Die folgenden vier Abbildungen 7.16 a,b,c,d vermitteln einen Überblick über die von Mises Spannung in der Rohrwand unter Benutzung eines Farbgraphiksystems /56/. Die Farbskala unter der eigentlichen Abbildung definiert eine kontinuierliche Zuordnung von Farben und Spannungwerten. Während schwarz und blau niedrige Spannungen anzeigen, sind hochbeanspruchte Zonen rot und weiß gefärbt. Zu Beginn sind die Spannungen innerhalb der Rohrwand in allen Bereichen unter 20 MPa. Erst zum Zeitpunkt des Kollapses treten hohe Biegespannungen auf, die über 100 MPa hinausgehen.

In der Abbildung 7.16 d sind zusätzlich noch die Hauptspannungen in Pfeildarstellung (nach außen gerichtete Pfeile bedeuten Zug-, nach innen gerichtete Druckspannungen) zu sehen. Der im Bild oben gezeigte Bereich des kollabierten Querschnitts weist an der äußeren Zone der Rohrwandung Druckspannungen und an der inneren Zone Zugspannungen auf. Bei der im rechten Teil des Bildes zu erkennenden Biegezone ist es umgekehrt.

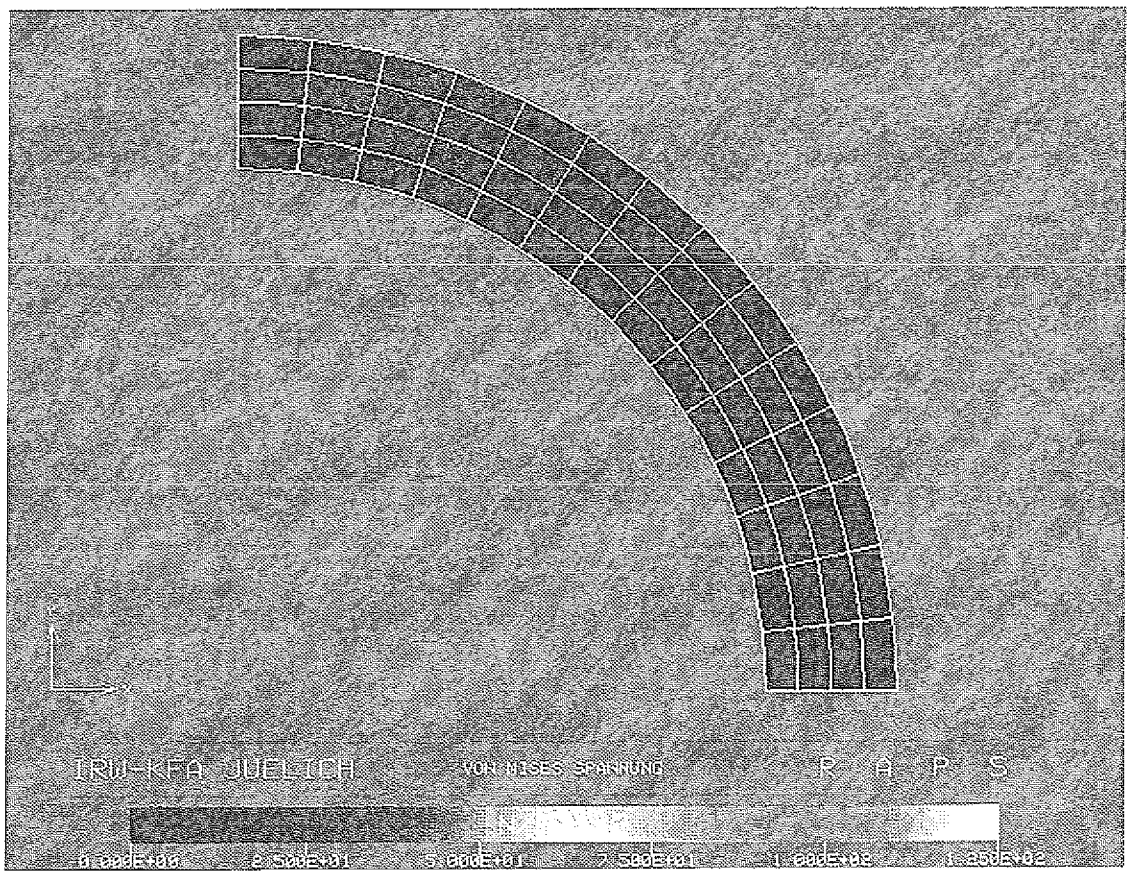


Abb.7.16 a : Von Mises Spannungsverteilung in einem Viertel des Rohrquerschnitts zur Zeit t=0.0

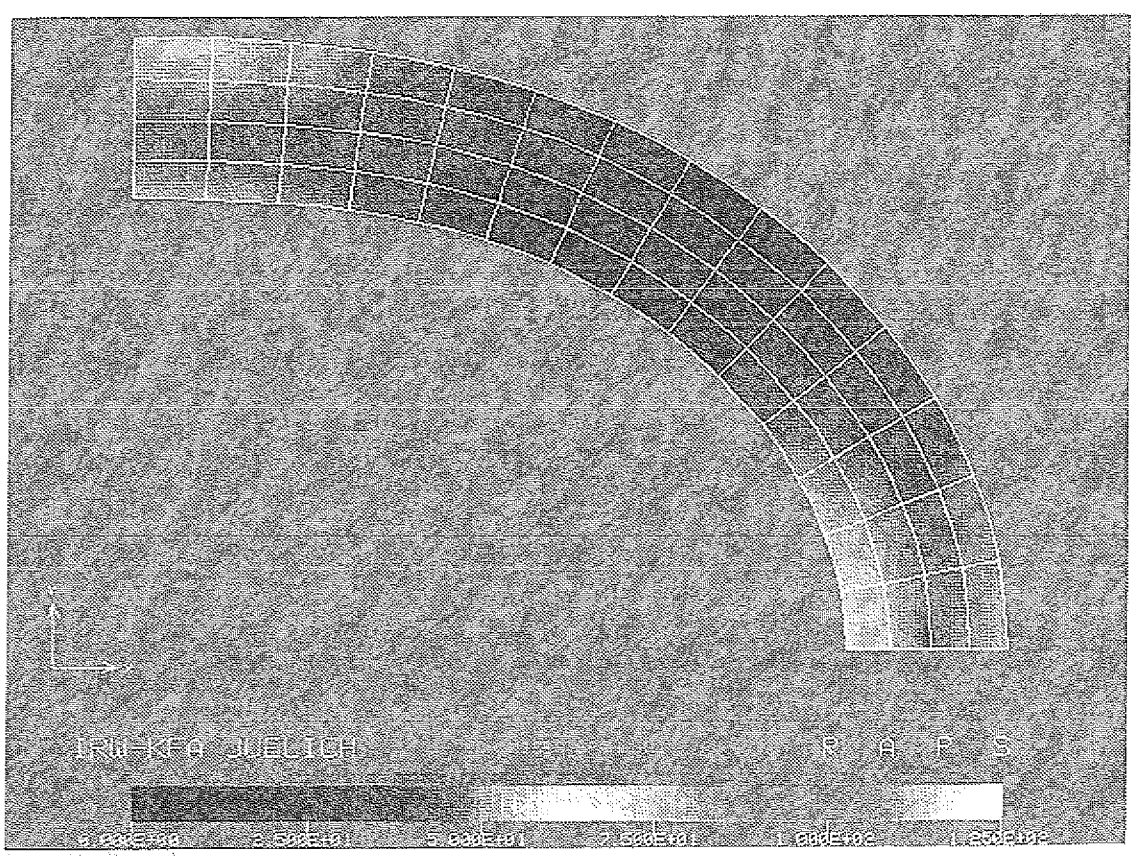


Abb.7.16 b : Von Mises Spannungsverteilung in einem Viertel des Rohrquerschnitts zur Zeit t=0.46 t_{cr}

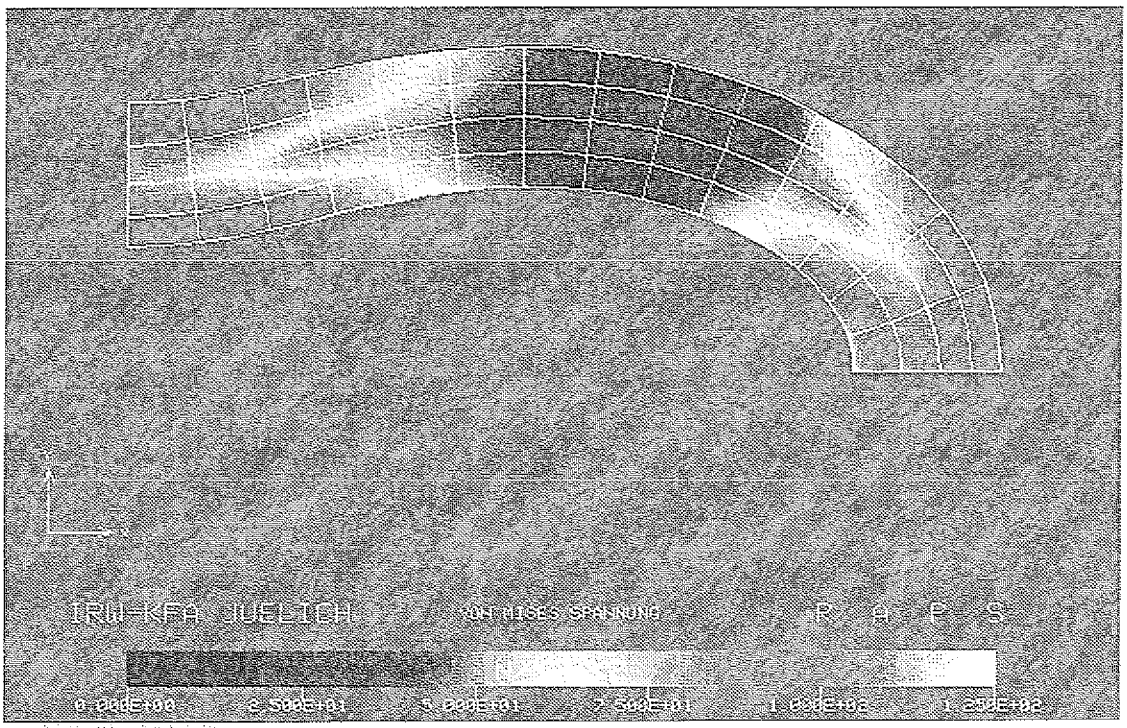


Abb.7.16 c: Von Mises Spannungsverteilung in einem Viertel des Rohrquerschnitts zur Zeit $t=0.998\ t_{cr}$

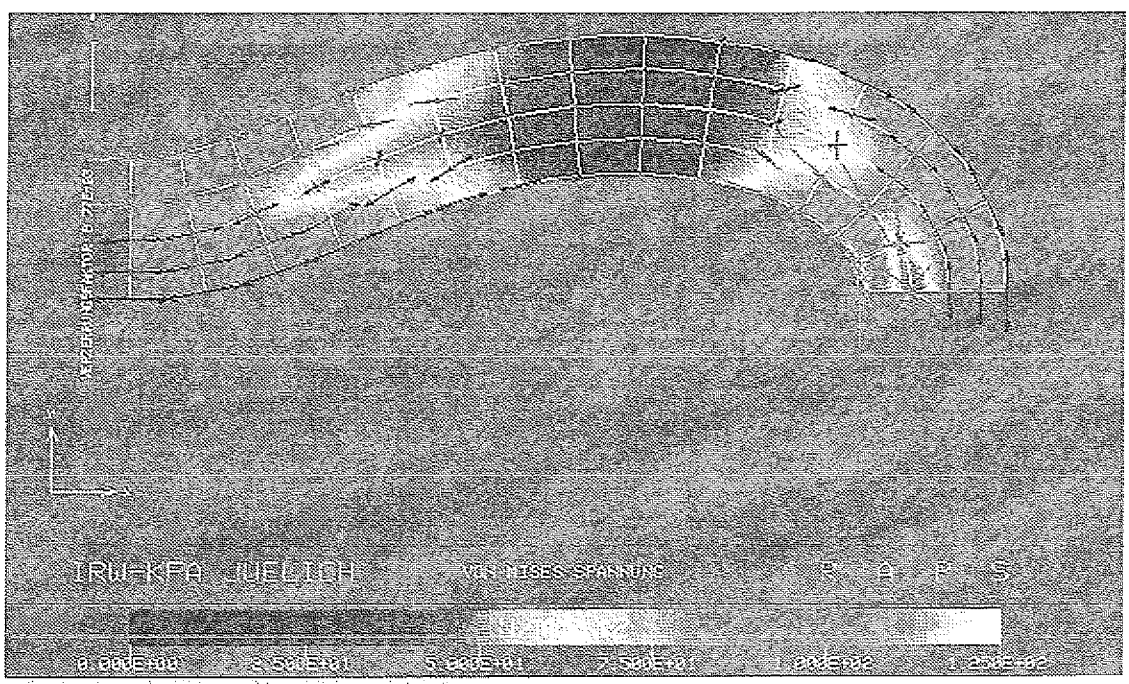


Abb.7.16 d : Von Mises Spannungsverteilung sowie Hauptspannungen in einem Viertel des Rohrquerschnitts zur Zeit $t=t_{cr}$

Die Biegespannung in den beiden am höchsten beanspruchten Schnitten (Knotenummern 1-9, und 253-261) sind aus den Abbildungen 7.17 a,b zu entnehmen. Der Kurvenparameter (Zahlen 1-4) bezieht sich auf die gleichen Zeitpunkte wie in Abb. 7.15. Aus den Bildern ist zu entnehmen, daß praktisch während der gesamten Zeit die Spannungen in der Wandung bis auf kleine Bereiche an den Rohroberflächen im Druckbereich zu finden sind. Das kann zusätzlich das Fehlen von Kriechporen bzw. Kriechrissen an den Korngrenzen erklären. Im übrigen rechtfertigt diese Tatsache auch gewisse von Hoff getroffene Annahmen (siehe Kap. 6.1).
Lediglich zum Zeitpunkt des Kollapses wachsen die Spannungen plötzlich an, so daß sich Biegespannungen ergeben, die die anfangs herrschenden Druckspannungen um ein Vielfaches übertreffen. Wegen des nichtlinearen Materialgesetzes flachen die Spannungskurven zu den Rohroberflächen hin ab. Die Biegespannungsverteilung über die Wanddicke zeigt also nicht den bei elastischem Verhalten üblichen linearen Verlauf, sondern es ergeben sich Verläufe, wie sie aus der Theorie der elasto-plastischen Biegung bekannt sind.

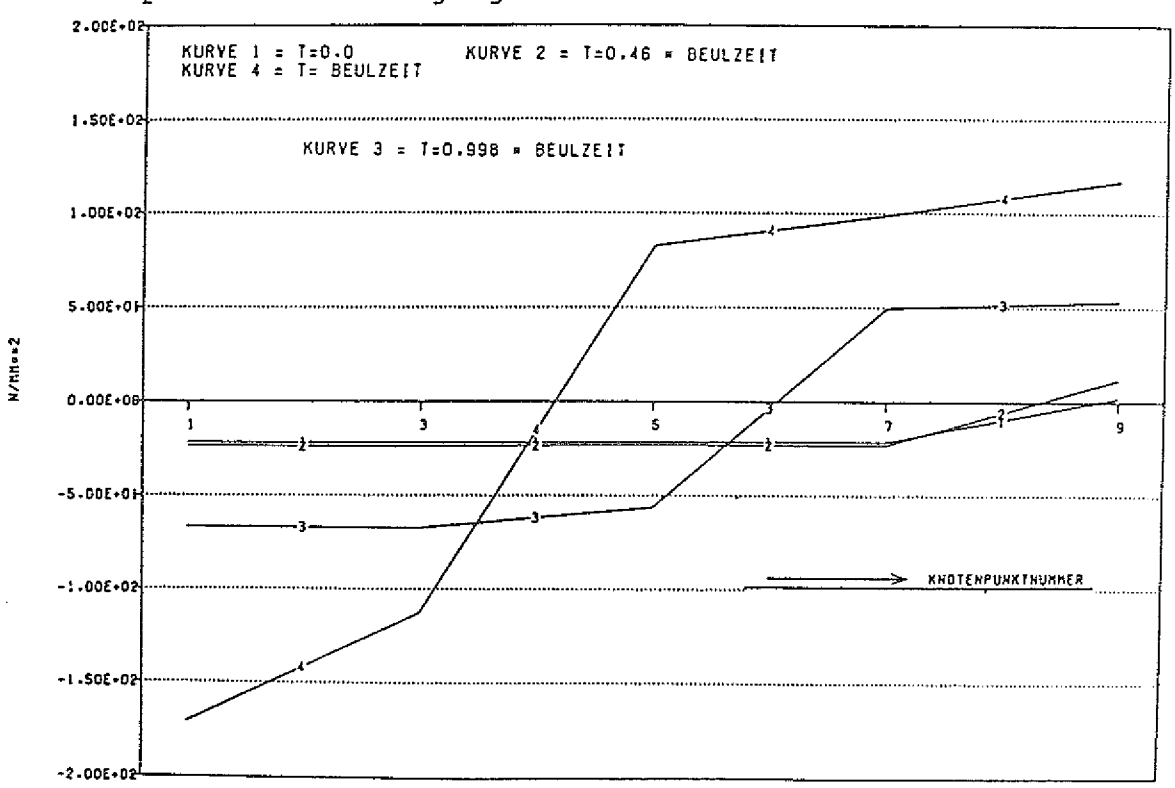


Abb.7.17 a: σ_y- Komponente der Spannung in dem durch die Knotenpunkte 1-9 gegebenen Schnitt.

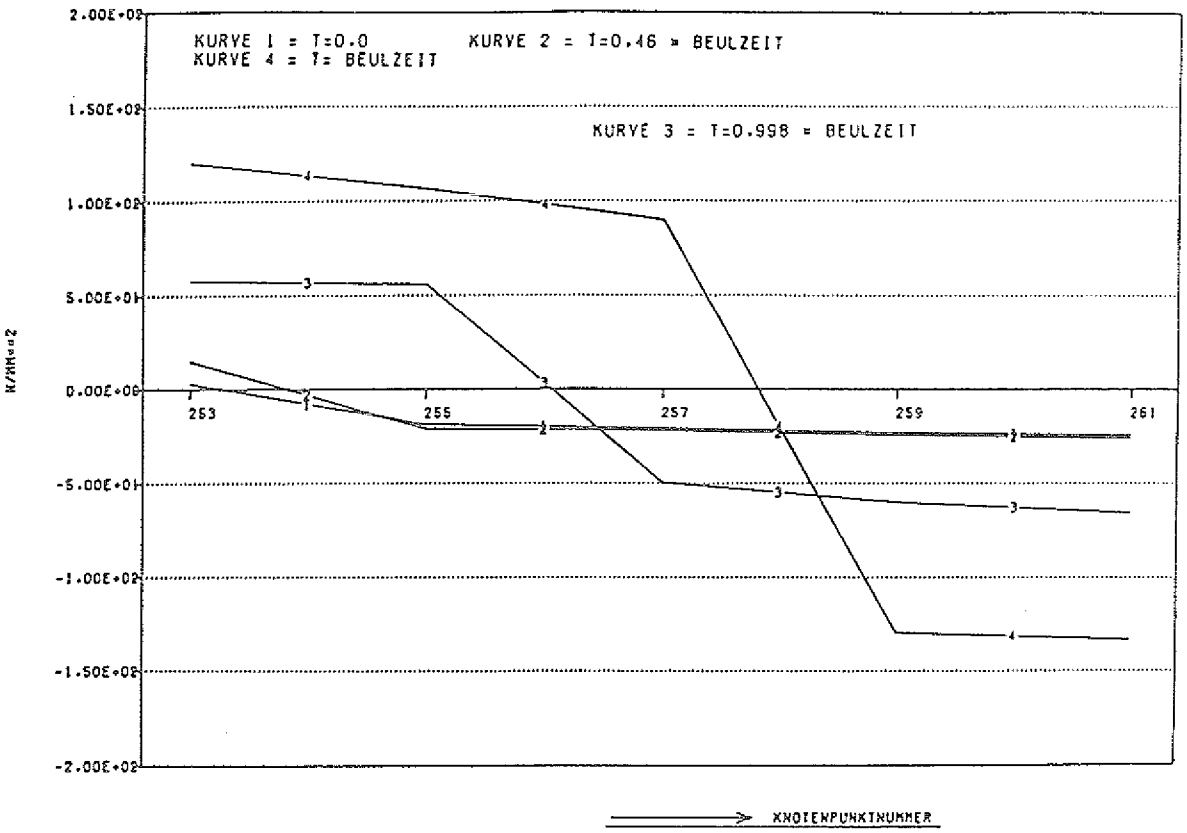


Abb.7.17 b : σ_x- Komponente der Spannung in dem durch die Knotenpunkte 253-261 gegebenen Schnitt.

Die Tabelle 7.3 zeigt einen Vergleich der gerechneten Kollapszeiten nach Hoff und nach der FEM für ein RSM-Rohr (AZP-3) und ein IHX-Rohr (AZS-6B).
Die Rechnungen waren mit den ersten beiden Kriechdatensätzen nach Tabelle 5.3 durchgeführt worden. Die FE-Rechnungen unter den Bedingungen eines ebenen Verformungszustandes liefern sowohl für die Modellreformerrohre als auch für die IHX-Rohre Kollapszeiten, die etwa einen Faktor 2,5-3 größer sind als die Hoff'schen Werte, denen ebenfalls ein ebener Verformungszustand zugrundeliegt. Führt man FE-Rechnungen unter Annahme eines ebenen Spannungszustandes aus, so reduzieren sich die ermittelten Kollapszeiten um fast einen Faktor 5. Das in der Tabelle ausgewiesene Ergebnis liegt noch unter der nach Hoff vorausgesagten Zeit. Es ist schwierig, zu entscheiden, ob der ebene Verformungszustand wirklich die im Experiment vorliegende Situation trifft. Um hier zu Aussagen zu kommen wären 3 D-Analysen notwendig.

Bezeichn.	Berechnete Kollapszeit t_{cr} (h) nach: FEM		FEM	HOFF	
	Ebener Verformungs-zustand		Ebener Spannungs-zustand		
	(1)	(2)	(2)	(1)	(2)
AZP-3	1015	206	-	406	84
AZS-6B	5569	1150	263	1938	403

Tabelle 7.3 : Vergleich der nach Hoff und nach FEM ermittelten Kollapszeiten für zwei Versuche (AZP-3 und AZS-6B);
(1): $k = 1{,}392 \cdot 10^{-14}$ MPa^{-n} h^{-1}, $n = 6{,}587$
(2): $k = 5{,}168 \cdot 10^{-14}$ MPa^{-n} h^{-1}, $n = 6{,}67$

8. KRITERIEN FÜR DIE AUSLEGUNG GEGEN KRIECHBEULEN

8.1 Sicherheitsfaktoren

Die Tabelle 8.1 bringt einen Vergleich zwischen experimenellen und gerechneten Kollapszeiten. Im Rahmen der Rechnungen wurden dabei die folgenden Kriechparameter eingesetzt:
$k = 5{,}168\ 10^{-14}\ MPa^{-n}\ h^{-1}$ und $n = 6{,}67$. Unter den von der Mutterschmelze abgeleiteten Kriechdatensätze liefert dieses Datenpaar Minimalwerte der Kollapszeiten.

Die Daten wurden benutzt, um den Effekt von Lastsicherheitsfaktoren zu untersuchen. Der ASME-N-47 /57/ empfiehlt hier, den äußeren Druck mit 1,5 zu multiplizieren und die mit der erhöhten Last berechnete Beulzeit als Begrenzung zu nehmen.

Andere Vorschläge zielen darauf ab, die Kollapszeit mit dem aktuellen Druck zu ermitteln und die zulässige Störfallzeit über einen Zeitfaktor 10 gegenüber der Beulzeit abzusichern /58/.Unter den hier vorliegenden Versuchsbedingungen zeigt sich, daß beide Empfehlungen zu annähernd gleichen Resultaten führen. Die unter Verwendung von Sicherheitsfaktoren bestimmten Zeitwerte weisen einen ausreichenden Abstand von der experimentell gefundenen Kollapszeit auf.
Zur Tabelle 8.1 seien noch die folgenden erklärenden Bemerkungen gemacht:
Für die Rohrprobe AZP-3D wurde z.B. eine Beulzeit von 163 h bei einem Druck von 35 bar gefunden (Fünfte Spalte). Der mit dem eben erwähnten k,n Datenpaar errechnete Versagenszeitpunkt liegt bei 59 h (Zweite Spalte). Der in der dritten Spalte ausgewiesene Wert von 3,9 h kommt dadurch zustande, daß die Kollapszeit mit der erhöhten Belastung $1{,}5 \cdot 35 = 52{,}5$ bar ermittelt wurde. Die ASME Empfehlung besagt also, daß unter den Bedingungen von AZP-3D eine Beanspruchungszeit von 3,9 h nicht überschritten werden darf. Die in der vierten Spalte gefundenen Werte ergeben sich aus denen der zweiten Spalte, indem durch 10 dividiert wird. Eine

Zeitsicherheit von 10 auf den mit dem aktuellen Druck berechneten Wert besagt demnach, daß für AZP-3D 5,9 h maximal zugelassen werden könnten.

Bezeichn.	t_{zul} (h) Theoret.	t_{zul} (h) Lastfaktor 1,5	t_{zul} (h) Zeitsicherheit 10	t_{cr}(h) Exp.
AZP-3D	59	3,9	5,9	163
AZP-2C	61	4,1	6,1	250
AZP-3	84	5,6	8,4	458
AZP-2	117	7,8	11,7	930
AZP-2B	68	4,6	6,8	790
AZP-1C	56	3,8	5,6	196
AZP-3C	68	4,6	6,8	197
AZP-3A	35	2,3	3,5	64
AZS-4D	691	46,2	69,1	550
AZS-7D	712	47,6	71,2	590
AZS-8D	48.8	32,7	48,8	418
AZS-6B	403	27	40,3	900

Tab. 8.1: Vergleich experimenteller und theoretischer Kollapszeiten mit Zeitwerten, in denen Sicherheitsfaktoren einbezogen sind: Lastfaktor 1,5 in Spalte 3 Zeitsicherheit 10 in Spalte 4, Kriechdaten aus Mutterschmelze: $k=5{,}168 \cdot 10^{-14}$ $MPa^{-n}h^{-1}$,n=6,67

Im Regelfall stehen dem auslegenden Ingenieur keine detaillierten, an Proben der einzusetzenden Halbzeuge ermittelten Kriechdaten zur Verfügung. Somit muß er für Rechnungen auf Daten zurückgreifen, die in Werkstoffblättern oder Datenbanken veröffentlicht sind. Für den Werkstoff NiCr 22 Co 12 Mo sind die neuesten Kriechdaten in Lit./60/ zu finden. Unter Benutzung der dort bei 950 °C angegebenen Kriechparameter wurde analog zu Tab. 8.1 die Tabelle 8.2 erstellt.

Die mit Sicherheitszuschlägen ermittelten zulässigen Belastungszeiten liegen in allen Fällen unter den experimentellen Kollapswerten.
Im übrigen zeigt ein Vergleich der Tabellen 8.1 und 8.2, daß für die Kriechdaten nach Lit./60/ die Zeitsicherheit 10 auf konservativere zulässige Zeitwerte führt. Eine Analyse der Kollapsformel zeigt, daß abhängig vom Exponenten n eine Lastsicherheit von 1,5 einer Zeitsicherheit von $(1,5)^n$ äquivalent ist.

Bezeichn.	t_{cr} (h) theoret.	t_{zul} (h) Lastfaktor 1,5	t_{zul} (h) Zeitsicherheit 10	t_{cr} (h) Exp.
AZP-3	480	71.7	48	163
AZP-2C	494,5	73.8	49,4	250
AZP-3	605,3	90.4	60,5	458
AZP-2	757,7	113	75,8	930
AZP-2B	518	77.4	51,8	790
AZP-1C	451,5	67.4	45,14	196
AZP-3C	518	77.4	51,8	197
AZP-3A	324,3	48.4	32,4	64
AZS-4D	3007	449	300,7	550
AZS-7D	3068	458	306,8	590
AZS-8D	2385.6	356	238,6	418
AZS-6B	2047	305,7	204,7	900

Tab. 8.2: Vergleich experimenteller und theoretischer Kollapszeiten mit Zeitwerten, in denen Sicherheitsfaktoren einbezogen sind: Lastsicherheit 1,5 in Spalte 4, Zeitsicherheit 10 in Spalte 5
Kriechparameter nach Lit./60/:
$k=5,22 \cdot 10^{-12}\ MPa^{-n}h^{-1}$, $n=4,69$

8.2 Ovalitätsakkumulation bei veränderlichen Außendrücken

Das erste Experiment an einem RSM-Rohr (AZP-3D) wurde in zwei Laststufen durchgeführt. Während der ersten 913 h herrschte ein Außendruck von 25 bar, dann wurde der Druck schlagartig auf 35 bar erhöht, wobei es nach weiteren 163 h zum Kollaps kam. Die Frage, der hier nachgegangen werden sollte war, ob eine Umkehrung der Reihenfolge eine gleiche Kollapszeit ergibt. Wie bereits in Abschnitt 5.5 erwähnt war wegen der Unsicherheiten in den experimentell relevanten Parametern eine Klärung dieser Frage durch Versuche nicht sinnvoll.
Auf der Grundlage des Hoff'schen Modells ist es allerdings theoretisch möglich, hier Aussagen über die Kommutativität von Belastungsstufen zu machen. Im folgenden wird gezeigt, daß für zwei Druckstufen P_a und P_b, die jeweils über die Zeitspannen t_a und t_b wirken, die erreichte Endovalität von der Reihenfolge der beiden Lastsituationen unabhängig ist. Hierbei wird im Anhang A (Gl. A.8) Gebrauch gemacht. Voraussetzung ist, daß die beiden Belastungszyklen nicht zum Kollaps führen.
Startet man mit dem Lastfall (P_a, t_a) bei einer Anfangsovalität X_0, so wird man nach der Zeit t_a eine Ovalität X_1 vorfinden. Die anschließende Anwendung von (P_b, t_b) wird ausgehend von X_1 auf eine Endovalität von X_2 führen.
Vertauscht man die Reihenfolge (zuerst (P_b, t_b) dann (P_a, t_a)), so wird man ausgehend von X_0 über einen Zwischenwert X_1`zu einem Endwert $X_2$'gelangen. Behauptet wird nun, daß $X_2 = X_2$` ist. Gemäß (A.8) gilt für t_a/τ_a und t_b/τ_b für den erstgenannten Ablauf:

(8.1) $$t_a/\ \tau_a = \Gamma\ (X_o\ ,\ X_1)$$

(8.2) $$t_b/\ \tau_b = \Gamma\ (X_1\ ,\ X_2)$$

wobei Γ die rechte Seite von (A 8) bezeichnet.

Für den zweiten Ablauf gilt entsprechend:

(8.3) $t_b / \tau_b = \Gamma\ (X_o\ ,\ X_1`)$

(8.4) $t_a / \tau_a = \Gamma\ (X_1`,\ X_2`)$

Bei Addition der Gleichungen (8.1) und (8.2) sowie (8.3) und (8.4), so liefern beide Summen das gleiche Resultat:

(8.5) $\Gamma(X_o,X_1) + \Gamma(X_1,X_2) = \Gamma(X_o,X_1`) + \Gamma(X_1`,X_2`)$

Umordnen führt auf

(8.6) $\Gamma(X_o,X_1) - \Gamma(X_o,X_1`) = \Gamma(X_1`,X_2`) - \Gamma(X_1,X_2)$

Aus (A 8) ergibt sich

(8.7) $\Gamma(X_o,X_1) - \Gamma(X_o,X_1`) =$

$$\log_e\left(\frac{X_1}{X_1`}\right) + \Phi(n)\log_e\left(\frac{1+C^{\times}X_1^{2`}}{1+C^{\times}X_1^2}\right) - \xi(n)\ \log_e\left(\frac{1+D^{\times}X_1^{2`}}{1+D^{\times}X_1^2}\right) = \Gamma(X_1`,X_1)$$

Aus (8.6) erhält man mit Hilfe von (8.7)

(8.8) $\Gamma(X_1`,X_1) - \Gamma(X_1`,X_2`) = -\ \Gamma(X_1,X_2)$

Analog zu (8.7) läßt sich die linke Seite von (8.8) vereinfachen, so daß schließlich folgt:

(8.9) $\Gamma(X_2`,X_1) = -\ \Gamma(X_1,X_2)$

Bei Betrachtung der Formel (A.8) ist zu erkennen, daß eine Vertauschung der Argumente von Γ mit einem Vorzeichenwechsel verbunden ist. Es folgt

(8.10) $\Gamma(X_2`,X_1) = \Gamma(X_2,X_1)$

Wegen des monotonen Charakters von Γ in X_2 bei einem festn Argument X_1 ergibt sich unmittelbar das Ergebnis $X_2` = X_2$.

Damit ist bewiesen, daß im Rahmen der Hoff'schen Theorie bei zwei Laststufen die zeitliche Reihenfolge keinen Einfluß auf die erreichte Endovalität hat.
Auch eine Sequenz von mehr als zwei Lastfällen sollte beliebig kombiniert werden können, wobei das gleiche Endresultat für die Ovalität eingestellt wird Das folgende numerische Beispiel (Tabelle 8.4) untermauert für die Kombination von drei Lastfällen, diese Aussage.
Dieses Resultat hat seine Bedeutung im Zusammenhang mit der Auslegung gegen Kriechbeulen, wenn mehrere Lastfälle spezifiziert werden. Im Rahmen der Nachweise ist es dann nicht notwendig nach der Sequenz zu suchen, die zu maximalen Auswirkungen der Ovalisierung führt.

Lastfälle : (a) 35 bar (50h) (b) 40 bar (50h) (c) 30 bar (50h)		
$\alpha_1 \longrightarrow \alpha_2$	$\alpha_2 \longrightarrow \alpha_3$	$\alpha_3 \longrightarrow \alpha_4$
(a) 2.07→ 2.27	(b) 2.27→ 2.93	(c) 2.93→ 3.06
(a) 2.07→ 2.27	(c) 2.27→ 2.35	(b) 2.35→ 3.06
(b) 2.07→ 2.61	(a) 2.61→ 2.92	(c) 2.92→ 3.06
(b) 2.07→ 2.61	(c) 2.61→ 2.71	(a) 2.71→ 3.06
(c) 2.07→ 2.14	(a) 2.14→ 2.35	(b) 2.35→ 3.06
(c) 2.07→ 2.14	(b) 2.14→ 2.72	(a) 2.72→ 3.06

Tab.8.4 : Numerisches Beispiel für eine Kombination von drei Lastfällen. Unabhängig von der Reihenfolge resultiert die gleiche Endovalität.

9. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUßBEMERKUNGEN

Entsprechend den experimentellen und theoretischen Untersuchungen, die an Modellreformerrohren und IHX-Rohren aus NiCr 22 Co 12 Mo mit unterschiedlichen Ovalitäten bei 950 °C und Außendrücken zwischen 25 und 45 bar durchgeführt worden sind, können die folgenden Resultate festgehalten werden.

- Der Kriechkollaps von Rohren unter Außendruck ist ein Phänomen, das durch das Hoff'sche Modell beschrieben werden kann, solange kleine Verformungen vorliegen. Dies ist für mehr als 95% der Kollapszeit der Fall. Die Endphase des Beulprozesses, die sich relativ schnell unter Entwicklung großer Verschiebungen abspielt, hat für die Hoff'sche Theorie keine Bedeutung, weil sie sich in einem zeitlichen Rahmen von weniger als 5% der gesamten Zeit bewegt.

- Das Kriechbeulen der hier vorliegenden Rohrgeometrien kann aufgefaßt werden als ein durch langsame Kriechverformungen bewirkter Vorgang. Erst in einer sehr späten Phase des Verformungsvorganges können zeitunabhängige Instabilitäten Einfluß nehmen, so daß ein plötzliches Durchschlagen auftritt. Allerdings treten in diesem Stadium auch erheblich beschleunigte Kriechverformungen auf, so daß eine Differentierung der Phänomene nur schwer möglich ist.

- Berücksichtigung elastischer Effekte im Stoffgesetz hat für die betrachteten Radius zu Wanddickeverhältnisse keinen merklichen Effekt auf die berechneten Kollapszeiten. Jedoch für Verhältnisse $R/h \geq 10$ muß ein Einfluß in Betracht gezogen werden.

- Die berechneten Kollapszeiten des Hoff'schen Modells hängen sehr empfindlich von den Parametern im Kriechgesetz ab, so daß Unsicherheiten in ihnen mit einer entsprechenden Bandbreite der errechneten Beulzeiten verbunden sind.

- Die Anwendung der Finite Elemente Methode auf das Kriech-

beulproblem hat den Vorteil, daß eine Menge von Informationen über die Spannungs-Verformungsverhältnisse anfallen. Die errechneten Beulzeiten sind jedoch genauso wie die auf Hoff basierenden Ergebnisse stark von den Kriechgesetzparametern abhängig. Somit bringt in Anbetracht der hier vorliegenden Unsicherheiten die FE-Methode kaum Vorteile bezüglich der Bestimmung der Kollapszeiten.

- Zur Berechnung der Beulzeiten der Rohre bietet die Formel (A 9) für Kriechexponenten von n = 4 zu n = 10 den einfachsten Weg.

- Was die experimentellen Befunde anbetrifft, so wurden nur sehr kurze Anrisse (150µm) in den am höchsten beanspruchten Zonen unmittelbar auf den Oberflächen gefunden. Größere Risse wurden bei keinem der Versuche beobachtet.

- Es wurden innerhalb der Wandung im gebeulten Querschnitt keinerlei Kriechschädigungen (Poren, Risse) beobachtet. Somit ist der Beulprozeß mit einer ebenfalls schädigungslos verlaufenden Warmumformung vergleichbar.

- Ein Lastsicherheitsfaktor von 1,5, wie er beim ASME-Code N-47 /57/ empfohlen wird, hat sich als ausreichend erwiesen. Eine Verwendung von Zeitsicherheitsfaktoren statt Lastsicherheitsfaktoren ist ebenfalls möglich. Eine Analyse der Kollapsformel zeigt, daß eine Lastsicherheit von 1,5 einer Zeitsicherheit von $(1,5)^n$ äquivalent ist. Bei einem Norton'schen Exponenten von n = 5,68 würde ein Lastfaktor 1,5 und ein Zeitsicherheitswert 10 auf das gleiche Resultat führen.

10. LITERATURVERZEICHNIS

/1/ Boltendahl,M., Harth, R.
Projekt ADAM und EVA : Wärmetransport auf Kaltem Weg,
Bild der Wissenschaft, 4, 1980.

/2/ Nickel, H., Kondo, T., Rittenhouse, P.L.
Status of metallic materials development for application
in advanced high temperature gas-cooled reactors,
Nucl. Tech., Vol. 66, (1984), pp.12-22

/3/ Nickel, H., Schubert, F., Schuster, H.
Evaluation of alloys for advanced high temperature
reactor systems, Nucl.Eng. and Design 78 (1984) pp.251-265

/4/ Nickel, H., Schubert, F., Penkalla, J., Over, H.
Mechanical design methods for high temperature reactor
components, Nucl.Eng. and Design 76 (1983) pp. 197-206

/5/ Nickel, H., Ennis, P.J., Schubert, F., Schuster H.
Qualification of metallic materials for application in
advanced HTGR., Nucl.Tech., Vol.58, (1982), pp.90-106

/6/ Breitbach, G., Altes, J.
Stress and Damage Analysis for HTR Heat Exchangers at
Very High Temperatures.
Int. J. Pres. Ves. and Piping, 20 (1985) pp. 275-287

/7/ Gittus, J.
Creep, viscoelasticity and creep fracture in solids,
Applied Science Publishers Ltd, 1975

/8/ Kachanov, L.M.
The Theory of Creep (in Russian), Gos. Izdat. Fis.-Mat.
Lit., Moscow 1960.
Translation of E. Bishop Nat. Lending Library of Science
and Technology 1967.

/9/ Betten, J.
Damage tensors in continuum mechanics,
J. de Mecanique theoique et appliquee, 2 (1983) pp. 13-32

/10/ Norton, F.H.
Creep of steel at high temperature,
McGraw-Hill, New York 1929.

/11/ Bailey, R.W.
The utilization of creep tests data in engineering
design, Proc. of the Inst. of Mech.Engs., (1935) p.131

/12/ Dorn, J.E.
Some fundamental experiments on high temperature creep,
J. Mech. Phys. Solids 3,.(1955)

/13/ Garofalo, F.
Fundamentals of creep and creep rupture in metals,
Macmillan, 1965.

/14/ Meyers, M.A., Chawla, K.K.
Mechanical Metallurgy "Principles and Applications",
Prentice-Hall, 1984.

/15/ Andrade, E.N.
On the viscous flow of metals and allied phenomena,
Proc. of R. Soc. of Lond. Series A, Vol.84, 1910.

/16/ Zottmaier, R., Over, H.H., Schubert, F., Nickel, H.
Untersuchungen zum Kriechratchetingverhalten von
Rohrproben Bericht der KFA-Jülich, Jül-2019, 1985.

/17/ Dieter, G.E.
Mechanical Metallurgy,
2nd Edition ,McGraw Hill, 1984.

/18/ Troost, A.
Werkstoffkunde, Vorlesungsumdruk,Institut für Werkstoffkunde, RWTH-Aachen, (1983)

/19/ Dubbel
Taschenbuch für den Maschinenbau, Hrsg, W., Beitz, K.-H Kütner, Springer-Verlag 1983.

/20/ Boyle, J.T., Spence, J.
Stress analysis for creep,
Butterworth, 1th Edition 1983.

/21/ Kraus, H.
Creep analysis, John Wiley & sons, 1981.

/22/ Hult, J.A.H.
Creep in engineering structures
Blaisdell Publishing Comp., 1966

/23/ Euler, L "Elastic Curves "
Reprinted from Isis, Vol.20, No.58, Nov.1933
The saint catherine Press, Belgium.

/24/ Hoff, N.J.
Buckling and Stability
The forty-first wilbour wright momorial lecture.
J.of Royal Aero.Soc., Vol.58, 1954, PP.3-52

/25/ Corum, J.
An investigation of the instantaneous and creep buckling of initially out-of-round tubes subjected to external pressure, Report ORNL 3299, 1969.

/26/ Bushnell, D
Buckling of Shells-Pitfall for Designers,
AIAA Journal, Vol.19, No.9, (1981) pp. 1183-1226.

/27/ Koiter, W.T
On the Stability of Elastic Equilibrium,
Ph.D Thesis, Polytechnic Institute, Delft, 1945.

/28/ Hoff, N.J.
A survey of the theories of creep buckling
Proc. of the 3rd U.S.National Congress on Applied
Mechanics, Vol. 3, (1958), pp. 29-49.

/29/ Hoff, N.J., Jahsman, W.E., Nachbar, W.
A study of creep collapse of a long circular shell under
uniform external pressure, J. AERO/SPACE Sci., Vol.26,
(1959), pp. 663-669

/30/ Bargmann, H.
Effect of time varying external pressure on creep
collapse of a cylindrical shell, AIAA J.,.10 (1972)
pp. 327-329

/31/ Bargmann,H
The life time of a long cylindrical shell under external
pressure at elevated temperature, Nucl.Eng.Design,
22 (1972) pp. 51-62

/32/ Nagato, K., Takikawa, N.
Creep collapse of a cylindrical shell subjected to
external pressure at high temperature, Kawasaki Heavy
Industries Ltd., Nucl. Power Eng. Dept., ASME, L8 1979.

/33/ Wah, T., Gregory, R.K.
Creep collapse of long cylindrical shells under high
temperature and external pressure.
J. AERO/SPACE Sci. 28 (1961) pp. 177-188

/34/ Wah, T., Gregory, R.K.
Creep collapse of long cylindrical shells under high
temperature and external pressure,
WADD Technical Report 60-230, Oct.1960.

/35/ Kaupa, H.
Experimental investigation of creep buckling of thin wall high temperature tubes, Special Report, EURFNR-910 Feb., 1971, (USAEC-EURATOM)

/36/ Kaupa, H.
Experimentelle Untersuchung des Kriechbeulverhaltnes dünnwandiger Rohre aus hochwarmfesten werkstoffen, KFK-1363, Feb.1971.

/37/ Pan, Y.S.
Creep buckling of thin walled circular cylindrical shells subjected to radial pressure and thermal gradients J. of Appl. Mech., 38 (1971) pp. 209-216

/38/ Kalnins, A., Updike, D.P., Yang, S.J.
Creep analysis of shells, SMiRT, L 11/4, 1981.

/39/ Nickel, H. et al.
Erarbeitung von Grundlagen zu einem Regelwerk über die Auslegung von HTR-Komponenten für Anwendungs-temperaturen oberhalb 800°C, Jül.-Spez.-248, März 1984.

/40/ Ennis, P.J
Persönliche Mitteilung

/41/ Takahashi, T., Fujiwara, J.
Analysis of precipitated phase in heat treated Inconel-617 , Met. Trans.,.18 (1978) pp. 220-224

/42/ Kirchöfer, H., Schubert, F., Nickel, H.
Precipitation behavior of Ni-Cr-22Fe-18Mo(Hastelloy-X) and Ni-Cr-22Co-12Mo(Inconel-617) after isothermal aging, Nucl.Tech.,.66 (1984) pp. 139-148

/43/ Kimball, O.F., Lai, G.Y., Reynolds, G.H.
Effect of thermal aging on the microstructure and mechanical properties of a commercial Ni-Cr-Co-Mo alloy(Inconel 617).Met.Trans. A, 7A (1976) pp. 1951-1952

/44/ Mino, K., Kitagawa, M., Ohtomo, A.
Effect of thermal and mechanical histroy on the creep rate of Inconel 617., Trans. ISIJ,.20 (1980) pp. 826-832

/45/ Furillo, F.T., Davidson, J.M., Tien, J.K.
The effect of grain boundary carbides on the creep and back stress of a Nickel base superalloy.
Mat.Sci.& Eng., 39 (1979) pp. 267-273

/46/ MPA-Prüfungsbericht
22.Nov. 1985.

/47/ Odqvist, F.K.G.
Recent Advances in theories of creep of engineering materials, Appl. Mech. Rev.,.7 (1954) pp. 517-519

/48/ Odqvist, F.K.G.
Mathematical theory of creep and creep rupture,
2nd Edition, Oxford University Press, 1974.

/49/ Rabotnov, Y.N.
Creep problems in structural members
North-Holland Publishing Company, 1969

/50/ Love, A.E.H.,
A treatise on the mathematical theory of elasticity ,
4th edition, Dover Publication, 1944.

/51/ Malvern, L.E.
Introduction to the mechanics of a continuous medium,
Prentice Hall, Inc. 1969.

/52/ Timoshenko, S.P., Gere, J.M.
Theory of elastic stability
McGraw-Hill, 1961.

/53/ Zienkiewicz, O.C
The Finite Element Method
3=ª edition, Mc Graw Hill, 1977.

/54/ Taylor, R.L., Zienkiewicz, O.C.
"Mixed Finite-Element solution of fluid flow",
Finite-Element in fluids, 4 (1982) pp. 1-20

/55/ Balmer, H.A., Doltsinis, st. ,Knapp, J.H.
PERMAS-VI, Viscous Flow, INTES-Publication No.233, Rev.B
Stuttgart, 1986.

/56/ Koschmieder, D, Altes, J.
RAPS-Ein drei dimensionals Plotprogramm zum Test
und zur Ergebnisdarstellung von Finite-Element-
Berechnungen, Jül.-1596, 1980.

/57/ ASME Code Case N47-15 "Class 1
Components in Elevated Temperature Service Devision 1",
The American Society of Mechanical Engineering, New
York,1979.

/58/ Schultze, R.J., INTERATOM
Persönliche Mitteilung

/59/ Furman, T.T
Approximation methods in engineering design ,
McGraw-Hill, 1981.

/60/ Abschlußbericht des Vorhabens " Auslegungskriterien für
hochtemperaturbelastete metallische und keramische
Komponenten sowie des Spannbetonreaktor-
druckbehälters zukünftiger HTR-Anlagen ",
erscheint als Report Jül.Spez., Herbst 1988.

11. LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLS

A	Fläche (mm^2)
A_o	Querschnittsfläche der unbelasteten Probe (mm^2)
$\bar{b}$	Volumenkraft (N/mm^2)
$\bar{c}$	Beschleunigungsvektor
C, D	Konstante
E	Elastizitätsmodul (MPa)
F	Kraft (N)
G	Schermodul
h	Wandstärke (mm)
h_e	Effektiven Dicke (mm)
I_2	Zweite Invariante des Kriechdehnratentensors
J_2	Zweite Invariante des Spannungsdeviators
k	Norton'sche Kriechkonstante
$\mathbb{K}$	Steifgkeitsmatrix
l	Probenlänge (mm)
l_o	Meßlänge zur Dehnungsmessung (mm)
m	Konstante
n	Norton'sche Kriechkonstante
P	Druck (bar)
Q	Aktivierungsenergie
r	radiale Koordinaten
$\bar{R}$	mittlerer Radius (mm)
$\mathbb{R}$	Äußern Kräfte Vektor
S_{ij}	Spannungsdeviator
t	Zeit (h)
$\bar{t}$	Oberfläche wirkende Kraftdichte
$\bar{u}$	Geschwindigkeitsfeld
V	Volumen (mm^3)
$X(t)$	Gewichtete Ovalitätsfaktor
Z	axial Koordinaten

α_o	Anfangsovalität
Δ	Fehlergröße
Ω	Oberfläche
ϵ	Dehnung
ϵ_e	Vergleichsdehnung nach Von Mises
ϵ_{ij}	Dehnungstensor
ϵ_t	wahre Dehnung
ϵ_z	Dehnung in axialer Richtung
$\dot{\epsilon}_{ij}$	Dehnratestensor
ϵ_θ	Dehnung in tangentialer Richtung
κ	Schalenkrümmung
ρ	Massendichte
Λ	Künstliche Kompressibilität
σ	Spannung (MPa)
σ_{ij}	Spannungstensor (MPa)
σ_v	Von Mises Spannung (MPa)
σ_θ	Spannungskomponente in Tangentialrichtung (MPa)
σ_z	Spannungskomponente in Axialrichtung (MPa)
τ	Zeitkonstante (h^{-1})
$(\dot{\ })$	bezeichnet Zeitableitung

ANHANG A

INTEGRATION DER HOFF'SCHEN DIFFERENTIALGLEICHUNG

Die Hoff'sche Differentialgleichung zur Beschreibung des zeitlichen Verhaltens einer Rohrgeometrie unter Kriechbeulbedingungen hat die folgende Gestalt (Kap. 5):

$$\text{(A.1)} \qquad \dot{X} = \frac{X}{\tau}\left[1 + \frac{(n-1)(n-2)}{1^2\ 3^2} X^2 + \frac{(n-1)(n-2)(n-3)(n-4)}{1^2\ 3^2\ 5^2} X^4 + \cdots\right]$$

wobei der gewichtete Ovalitätsfaktor X(t) sich folgendermaßen darstellen läßt:

$$\text{(A.2)} \qquad X(t) = 2\ \alpha\,(t)\,\frac{\overline{R}}{h_s}$$

Die Zeitkonstante τ hat die folgende Form:

$$\text{(A.3)} \qquad \tau^{-1} = \frac{n}{3} K \left(\frac{P\,\overline{R}}{h}\right)^n \left(\frac{\overline{R}}{h_s/2}\right)^2$$

wo K, n und P die Parameter des Kriechgesetzes und den Außendruck benennen. Es wurde in Kap. 7 (Siehe auch Abb. 7.5) bereits erwähnt, daß die rechte Seite der Gleichung (A.1) für die technisch bedeutenden Exponenten n zwischen 4 und 8 nach dem dritten Glied abgebrochen werden kann, ohne daß ein großer Fehler resultiert

Die daraus sich ergebende Gleichung kann für eine Integration in die folgende Form gebracht werden:

$$\text{(A.4)} \qquad \int_0^t \frac{dt}{\tau} = \int_{X_o}^{X} \frac{dX}{X\left[1 + \frac{(n-1)(n-2)}{1^2 \cdot 3^2} X^2 + \frac{(n-1)(n-2)(n-3)(n-4)}{1^2 \cdot 3^2 \cdot 5^2} X^4\right]}$$

Die rechte Seite kann nun durch Partialbruchzerlegung in die folgendermaßen geschrieben werden :

$$\text{(A.5)} \quad \frac{\alpha}{X(\alpha + \beta X^2 + x^4)} = \frac{\alpha}{X(X^2 + A_1)(X^2 + A_2)} = \alpha\left(\frac{C}{X} + \frac{BX + D}{(X^2 + A_1)} + \frac{EX + F}{(X^2 + A_2)}\right)$$

wobei

$$\alpha = \frac{3^2 \; 5^2}{(n-1)(n-2)(n-3)(n-4)}$$

$$\beta = \frac{5^2}{(n-3)(n-4)}$$

und $\alpha = A_1 \cdot A_2$, $\beta = A_1 + A_2$.

Durch Gleichnamigmachen der rechten Seite von Gleichung (A.5) und durch Koeffizientenvergleich können C, B, D, E, F bestimmt werden, wobei sich ergibt, daß D und F Null werden. Nach etwas Rechnung und durch Definition geeigneter Größen erhält man schließlich:

$$\text{(A.6)} \qquad \int_0^t \frac{dt}{\tau} = \int_{X_o}^{X} \frac{dX}{X} - \Phi(n) \int_{X_o}^{X} 2\, C^{\times} X \frac{dX}{(1 + C^{\times} X^2)} + \xi(n) \int_{X_o}^{X} 2\, D^{\times} X \frac{dX}{(1 + D^{\times} X^2)}$$

wobei

$$C^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{3^2}\left[1 - 0.5\left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25}\,\frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}}\right)\right]$$

und

$$D^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{2 \cdot 3^2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25}\,\frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}}\right)$$

Die beiden Funktionen $\Phi(n)$ und $\xi(n)$ haben die folgende Gestalt:

(A.7)
$$\Phi(n) = \frac{C^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})}$$
$$\xi(n) = \frac{D^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})}$$

Ausführen der Integration liefert die analytische Formel, die die Zeit und den gewichteten Ovalitätsfaktor verknüpft.

(A.8)
$$\frac{t}{\tau} = \log_e\left(\frac{X}{X_o}\right) + \Phi(n)\log_e\left(\frac{1 + C^{\times} X_o^2}{1 + C^{\times} X^2}\right) - \xi(n)\ \log_e\left(\frac{1 + D^{\times} X_o^2}{1 + D^{\times} X^2}\right)$$

Hierbei bezeichnet X_o den Anfangswert von $X(t)$.
Die Kollapszeit ergibt sich aus Gleichung (8) als Grenzfall $X \longrightarrow \infty$

(A.9)
$$\frac{t_{cr}}{\tau} = \Phi(n)\log_e\left(\frac{1 + C^{\times} X_o^2}{C^{\times}}\right) - \xi(n)\ \log_e\left(\frac{1 + D^{\times} X_o^2}{D^{\times}}\right) - \log_e X_o$$

ANHANG B

Zur Analyse des Einflusses fehlerbehafteter experimenteller Parameter des Experiments. In der nach Hoff berechneten Kollapszeiten wurde die Formel (A.9) aus Anhang A eingesetzt.Die folgende Tabelle spezifiziert die Unsicherheiten der quantitativ einfach zugänglichen Versuchsparameter:

	Wert gemäß Spezifikation	absoluter Fehler
Wandstärke (RSM-Rohr)	3.3 mm (AZP)	0.01 mm
(IHX-Rohr)	2.2 mm (AZS)	0.01 mm
mittlerer Radius (RSM)	18.35 mm (AZP)	0.01 mm
(IHX)	9.9 mm (AZS)	0.01 mm
Temperatur	950 °C	5°C bis 10°C
Ovalität	1% bis 2.68%	0.5% (RSM)
		0.8% (IHX)
Druck	25 bar bis 45 bar	0.2 bar

Tabelle B1: Fehlerbehaftete Versuchsparameter

Die nur schwer quantifizierbaren Unsicherheiten, die im Kriechverhalten des Materials begründet liegen, werden hier im Rahmen der Fehlerrechnung nur im Zusammenhang mit Temperaturunsicherheiten behandelt. Sie sind ausführlich in Kapitel 7 diskutiert.

Zur Auswertung der Beulzeitformel werden k und n-Werte benötigt. Aus dem breiten Spektrum der hier vorliegenden Datensätze (siehe Tabelle 5.3) wurde für die Fehler Analysen der erste der Tabellenwerte ($k = 5{,}168E\text{-}14\ MPa^{-n}h^{-1}$, $n = 6{,}67$) herangezogen.

Es ist zweckmäßig, die Beulzeit t_{cr} als Produkt der folgenden zwei Faktoren zu schreiben:

(B.1) $$t_{cr} = \tau \, . \, \Psi$$

Hierbei bezeichnet τ die Zeitkonstante, während Ψ die Rechthandseite der Gleichung (A.9) bezeichnet.
Der Fehler Δt_{cr} schreibt sich /59/:

(B.2a) $$\Delta t_{cr} = \mp \left\{ \left| \frac{\partial t_{cr}}{\partial \tau} \right| \, |\Delta\tau| + \left| \frac{\partial t_{cr}}{\partial \Psi} \right| \, |\Delta\Psi| \right\}$$

bzw.

(B.2b) $$\Delta t_{cr} = \mp \left\{ |\Psi| \, |\Delta\tau| + |\tau| \, |\Delta\Psi| \right\}$$

Für den relativen Fehler $\Delta t_{cr}/t_{cr}$ folgt daraus:

(B.3) $$\frac{\Delta t_{cr}}{t_{cr}} = \mp \left\{ \left| \frac{\Delta\tau}{\tau} \right| + \left| \frac{\Delta\Psi}{\Psi} \right| \right\}$$

(1) Fehler der Zeitkonstanten τ

Die Zeitkonstante τ wird durch die folgenden Parameter beeinflußt: Temperatur T, Druck P und Radius zu Wandstärkeverhältnis ($\overline{R}/h$):

(B.4) $$\tau^{-1} = \frac{n}{3} K \left(\frac{P \overline{R}}{h} \right)^n \left(\frac{\overline{R}}{h_s/2} \right)^2$$

Gemäß /7/ kann die Temperaturabhängigkeit der Kriechkonstanten k durch die folgende Arrhenius-Beziehung dargestellt werden:

(B.5) $$k = k^{\times} \, e^{-Q/RT}$$

Hierbei ist $k^{\times}$ eine Materialkonstante, Q eine Aktivierungsenergie, T die absolute Temperatur und R die universelle Gaskonstante. Eine Unsicherheit ΔT in der Temperatur führt auf den folgenden Fehler in k:

(B.6) $$\Delta k = \frac{-kQ}{R \, T^2} \, \Delta T$$

Bei Division beider Seiten durch k ergibt sich die folgende Relation:

(B.7) $$\frac{\Delta k}{k} = \frac{-Q}{R\,T}\,\frac{\Delta T}{T}$$

Entsprechend führen Abweichungen bei Druck, mittlerem Radius und Wandstärke zu Änderungen von τ. Insgesamt erhält man die folgende Fehlerformel für Inkremente von τ als Funktion von Inkrementen in T, P , R und h:

(B.8) $$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \mp\left[\frac{Q}{R\,T}\left|\frac{\Delta T}{T}\right| + n\left|\frac{\Delta P}{P}\right| + (n+2)\left|\frac{\Delta R}{\bar{R}} + \frac{\Delta h}{h}\right|\right]$$

(2) Fehler in der Beulzeit aufgrund von Fehlern der Anfangsovalität

Um den durch die Anfangsovalität erzeugten Fehler zu bestimmen, ist es notwendig, die Formel (A.8) des Anhanges A partiell nach X_o zu differenzieren. Man erhält die folgende Beziehung für den relativen Fehlern:

(B.9) $$\left|\frac{\Delta\Psi}{\Psi}\right| = \frac{1}{\Psi}\left[\Phi(n)\,\frac{2\,C^{\times}\,X_o\Delta X_o}{(1+C^{\times}\,X_o^2)} - \xi(n)\,\frac{2\,D^{\times}\,X_o\Delta X_o}{(1+D^{\times}\,X_o^2)} - \frac{\Delta X_o}{X_o}\right]$$

Bezüglich des Fehlers in X_o ist zu bemerken, daß hier sowohl die Abweichungen von R und h als auch Fehler in der Ovalität α_o berücksichtigt werden müssen. Es gilt für ΔX_o:

(B.10) $$\frac{\Delta X_o}{X_o} = \mp\left\{\left|\frac{\Delta\alpha_o}{\alpha_o}\right| + \left|\frac{\Delta R}{\bar{R}}\right| + \left|\frac{\Delta h}{h}\right|\right\}$$

(3) Gesamtfehler

Der Gesamtfehler ergibt sich nun folgendermaßen

(B.8) $$\left|\frac{\Delta t_{cr}}{t_{cr}}\right| = \frac{\tau}{t_{cr}}\left[\Phi(n)\,\frac{2\,C^{\times}\,X_o\Delta X_o}{(1+C^{\times}\,X_o)^2} - \xi(n)\,\frac{2\,D^{\times}\,X_o\Delta X_o}{(1+D^{\times}\,X_o^2)} - \frac{\Delta X_o}{X_o}\right] + \frac{\Delta\tau}{\tau}$$

(4) Fehlertabelle

Die folgende Tabelle zeigt für die angegebenen versuchsrelevanten Fehler der Tabelle B 1 die Einflüsse auf die nach Hoff berechnete Beulzeit.

Bezeichn.	t_{cr} (h)	relative Fehler (%)	Temperaturfehler (°)
AZP-3D	287	59,5	5
AZP-2C	300	59,7	5
AZP-3	407	61,5	5
AZP-2	566	75,8	8
AZP-2B	334	87	10
AZP-1C	275	84,7	10
AZP-3C	334	87	10
AZP-3A	173	88,6	10
AZS-4D	3300	95,9	10
AZS-7D	3398	96,3	10
AZS-8D	2343	92,8	10
AZS-6B	1938	100,0	10

Tab.B.2: Relativer Fehler der nach Hoff berechneten Beulzeit.

Teil II:

- Untersuchungen an Rohren aus X10NiCrAlTi 32 20

- Definitionen, Formeln und Diagramme zur Auslegung gegen Kriechbeulen

1. Einleitung

Bezüglich der Problemstellung des Vorhabens und den Aspekten der theoretischen Behandlung sei auf Teil I verwiesen. Die vorliegende Arbeit behandelt Kriechbeulversuche an Rohren aus der Eisenbasislegierung X10 NiCrAlTi 32 20 (INCOLOY 800), die im Anschluß an die Hauptserie von Versuchen an INCONEL 617 Rohren durchgeführt wurden. Die Versuche waren für ein Temperaturniveau von 900°C projektiert. Vor Beginn der Versuche mußten die Rohre durch Kaltverformung ovalisiert werden.
In diesem Zusammenhang sollte einer der Untersuchungspunkte sein, Rohre im kaltverformten Zustand sowie nach einer Wärmebehandlung in der Versuchsapparatur einzusetzen und das Beulverhalten zu vergleichen. Im Vorfeld der Durchführung wurden rechnerische Analysen zum Beulverhalten durchgeführt, wobei auf die Erfahrungen zurückgegriffen wurde, die bei den Beulversuchen an INCONEL 617-Rohren gemacht worden waren.

2. Vorbereitungen und Randbedingungen für die Beulexperimente

2.1 Ovalisierung der Rohre

Für Kriechbeulversuche unter HTR-relevanten Bedingungen wurden Modellreformerrohre (Φ_{aussen} = 40 mm, h = 3,3 mm) am Institut für bildsame Formgebung der RWTH Aachen durch einen Rollprozeß ovalisiert. Angestrebt waren Ovalitäten im Bereich 2% - 4%.
Die Modellreformerrohre waren aus INCOLOY 800 H gefertigt. Die chemische Zusammensetzung ist aus der Tabelle 1 zu entnehmen.

C	Si	Mn	P	S	Co	Cr	Fe	Ni	Al
0,072	0,29	0,66	0,01	0,003	0,04	20,08	Rest	30,7	0,25

Tab. 1: Chemische Analyse (Mass.-%)

Nach dem Ovalisierungsprozeß wurde ein Teil der Rohre einer Wärmebehandlung unterzogen, um Eigenspannungen abzubauen, die durch den Kaltverformungsvorgang induziert worden waren, (Parameter der Wbh.: 1000°C/1h/Vakuum/Ofenabkühlung).
Die übrigen wurden so belassen, um nach den Experimenten Rückschlüsse auf den Einfluß von Eigenspannungszuständen auf die Beulzeiten ziehen zu können.
Die Außenkontur der verformten Rohre wurde mit einer speziellen Meßvorrichtung im ZAT (Zentralinstitut für angewandte Technologie) der KFA Jülich aufgenommen. Die Abb. 2-1 zeigt ein typisches Meßprotokoll. Es zeigte sich, daß die Deformation nicht zu einer elliptischen Kontur geführt hat, sondern daß eine zweiseitige Abplattung überlagert ist. Dies erschwert die Definition eines auf elliptische Profile ausgerichteten Ovalitätsparameters.

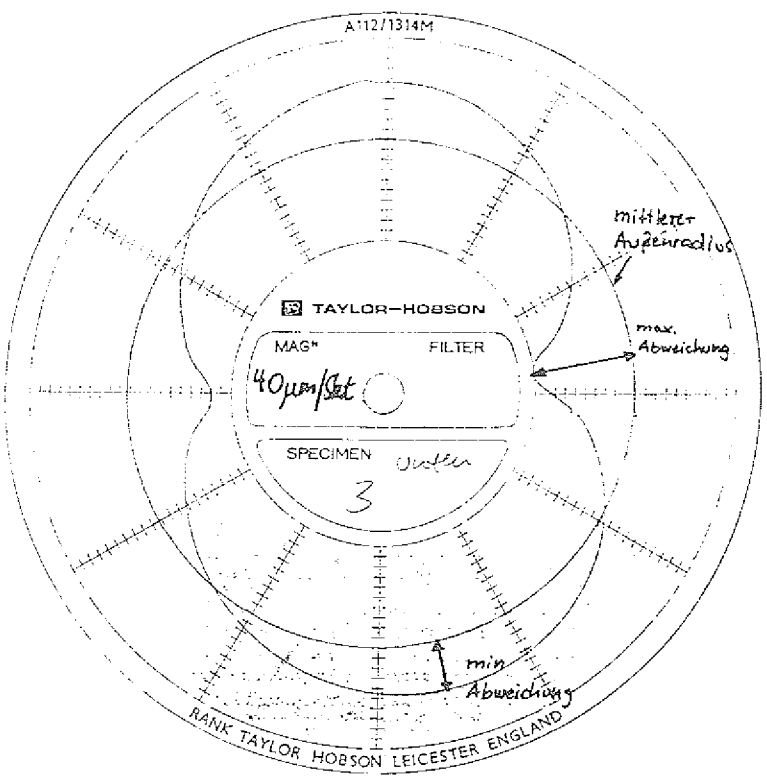


Abb.2-1: Protokoll einer Unrundheitsmessung; in Polarkoordinaten ist die Abweichung vom mittleren Außenradius dargestellt

Eine Auswertung der Vermessungen ist in der Tabelle 2 dokumentiert. Zusätzlich zu den genauen Profilaufnahmen wurden mit einer Schieblehre Messungen durchgeführt. Es wurde der maximale und der minimale Außendurchmesser bestimmt und entsprechend der

Formel $\alpha = (D_{max}-D_{min})/(D_{max}+D_{min})$ der Ovalitätsfaktor α errechnet.

Bez.	Wbh.	max. Abweichung (mm)	min. Abweichung (mm)	α_{max} (%)	α_{min} (%)	α_{mittel} (%)	D_{min} (mm)	D_{max} (mm)	α (%)
AYK-3C	nein	0,526	0,329	2,87	1,79	2,33	38,52	40,63	2,67
AYK-4	nein	0,525	0,325	2,86	1,77	2,32	38,49	40,66	2,74
AYK-3	nein	0,361	0,212	1,97	1,16	1,56	38,80	40,24	1,82
AYK-2B	ja	0,553	0,364	3,01	1,98	2,50	38,46	40,86	3,03
AYK-3B	ja	0,337	0,201	1,84	1,10	1,47	39,26	40,10	1,06

Tab. 2: *Daten aus der Vermessung der ovalisierten Rohre (Abweichungen siehe Abb.2-1; α_{max}, α_{min} aus den Abweichungen ermittelt)*

2.2 Wahl der Versuchsrandbedingungen

Für die Kriechbeulversuche waren Bedingungen zu wählen, die einen Bezug zu den Druckentlastungsstörfällen in HTR-Prozeßwärmeanlagen haben. Unter solchen Bedingungen beträgt das Außendruckniveau etwa 40 bar. Die Temperaturen bei derartigen Störfallen können in den heißesten Bereichen über 900°C liegen. Für die Versuche wurden 40 bar/900°C festgelegt. Die Temperaturen im Experiment wurden um 50°C tiefer angesetzt als bei der Hauptserie, da der Werkstoff weniger kriechfest ist als der Referenzwerkstoff INCONEL 617, der für den Einsatz in Prozeßwärmetauschern vorgesehen ist.

3. Abschätzung der Kollapszeiten

3.1 Kriechverhalten von INCOLOY 800 H bei 900°C

Zur Berechnung der Kriechbeulzeiten muß das Werkstoffverhalten von INCOLOY 800 H bei 900°C bekannt sein. Aus 4 Literaturstellen [1], [2], [3], [4] wurden auf Basis des Norton'schen Potenzgesetzes Kriechparameter entnommen. Im einzelnen wurden die folgenden Zahlenwerte für die Parameter k, n bei 900°C ermittelt (Tabelle 3).

T	Lit.[1]		Lit.[2]		Lit.[3]		Lit.[4]	
°C	k [$MPa^{-n}h^{-1}$]	n	k [$MPa^{-n}h^{-1}$]	n	k [$MPa^{-n}h^{-1}$]	n	k [$MPa^{-n}h^{-1}$]	n
900	1,21e-12	5,50	5,711e-15	6,86	2,199e-10	4,00	1,585e-16	8,00

Tab. 3: Kriechgesetzparameter nach Lit.[1,2,3,4]

3.2 Berechnung der Kriechbeulzeiten nach Hoff

Zur Bestimmung der Kriechbeulzeit wurde die aus der Hoff'schen Theorie abgeleitete Formel herangezogen.
Für Kriechexponenten n zwischen 4 und 8 hat die Formel die folgende Form:

(3-1) $$\frac{t}{\tau} = \log_e\left(\frac{X}{X_o}\right) + \Phi(n)\log_e\left(\frac{1 + C^{\times} X_o^2}{1 + C^{\times} X^2}\right) - \xi(n)\ \log_e\left(\frac{1 + D^{\times} X_o^2}{1 + D^{\times} X^2}\right)$$

mit $$C^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{3^2}\left[1 - 0.5\left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25}\ \frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}}\right)\right]$$

$$D^{\times} = \frac{(n-1)(n-2)}{2\,3^2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{36}{25}\ \frac{(n-3)(n-4)}{(n-1)(n-2)}}\right) \qquad \xi(n) = \frac{D^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})} \qquad \Phi(n) = \frac{C^{\times}}{2\,(C^{\times} - D^{\times})}$$

Die in Gl. (1) befindliche Zeitkonstante errechnet sich zu:

(3-2) $$\tau^{-1} = 4\,k{\cdot}n\left(\frac{3}{4}\right)^{\frac{(n+1)}{2}} \cdot \left(\frac{P{\cdot}R_m}{h}\right)^n \cdot \left(\frac{R_m}{h}\right)^2$$

Setzt man die k, n-Werte nach Tabelle 3 ein, so erhält man die Kollapszeit t_{cr} als Funktion der Anfangsovalität, so wie es in den Abb. 3-1 und 3-2 für die Drücke 40 und 50 bar gezeigt ist.

Für die einzelnen Versuchsrohre wurden anhand der Abbildungen obere und untere Abschätzungen für t_{cr} vorgenommen. Dabei wurden sowohl die Streuungen der Kriecheigenschaften als auch die Unsicherheiten bei der Definition der Ovalität berücksichtigt. Im Zusammenhang mit den Kriecheigenschaften wurde im übrigen der Einfluß von Kaltverformung bzw. Wärmebehandlung nicht berücksichtigt.

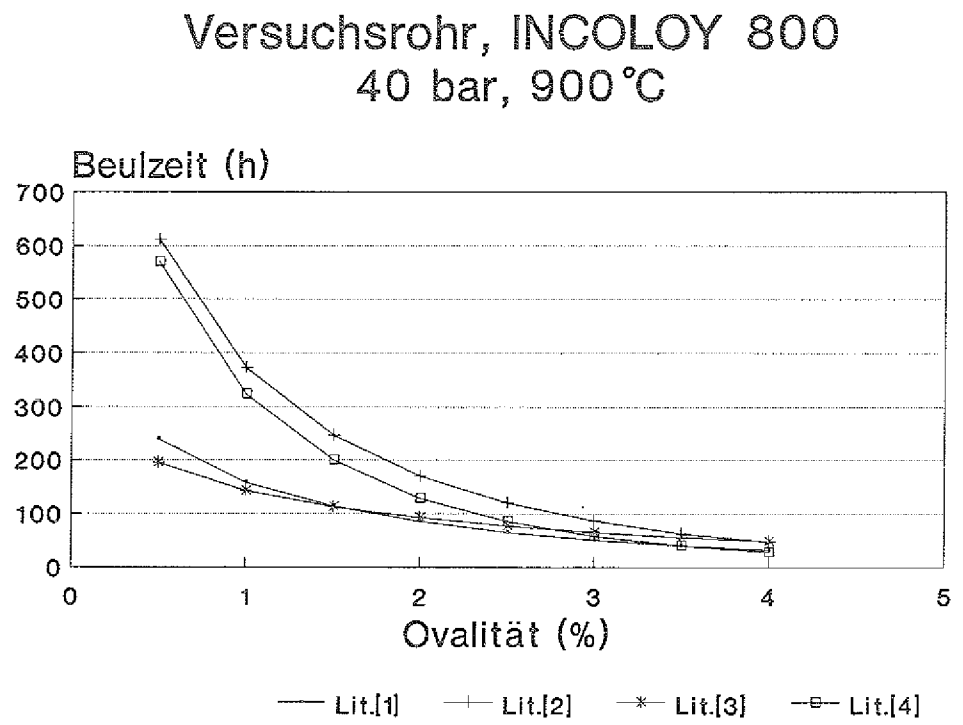


Abb. 3-1: Kollapszeit als Funktion der Anfangsovalität (40 bar)

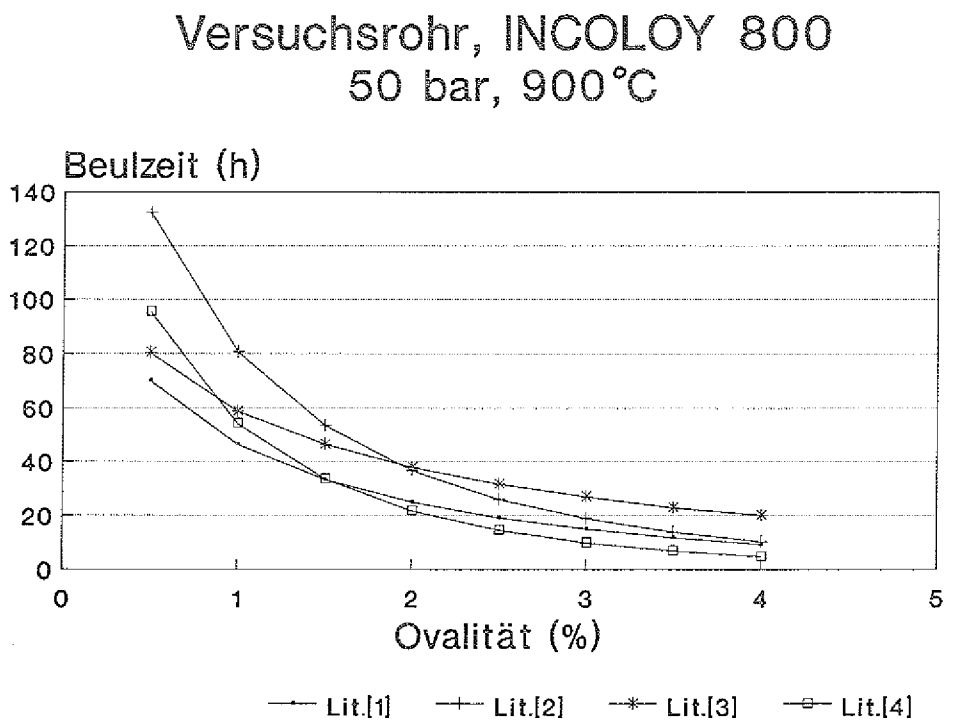


Abb. 3-2: Kollapszeit als Funktion der Anfangsovalität (50 bar)

Die Tabelle 4 zeigt die ermittelten Bandbreiten.

Bez.	Bandbreite der Beulzeiten (40 bar)	(50 bar)
AYK-3C	54 - 198 h	12 - 46 h
AYK-4	54 - 201 h	12 - 47 h
AYK-3	87 - 325 h	23 - 72 h
AYK-2B	50 - 173 h	10 - 39 h
AYK-3B	94 - 342 h	26 - 76 h

Tab. 4: Errechnete Bandbreiten für die Kriechbeulzeit der für Versuche vorbereiteten Modellreformerrohre (Einsatzbedingungen: 40 bar und 50 bar, 900°C)

4. Versuchsergebnisse

4.1 Darstellung der Ergebnisse

Der erste Versuch wurde an der Rohrprobe AYK-4 durchgeführt, eines der nicht wärmebehandelten Rohre mit großer Ovalität. Der eingestellte Druck lag bei 40 bar, die Temperatur in der interessierenden temperaturkonstanten Zone betrug 900°C ± 10°C. Der Kriechkollaps fand nach 1138 h statt. Die Kollapszeit lag deutlich über der im Rahmen der Vorausrechnungen abgeschätzten Bandbreite 54-201 h.
Der zeitliche Verlauf der Ovalität zeigte ein gleichartiges Bild wie auch die Kurven in Teil 1 (Abb. 5.17).
Die nicht wärmebehandelte Rohrprobe AYK-3C hatte eine ähnlich große Anfangsovalität und wurde beim nächsten Versuch eingesetzt, wobei die gleichen thermomechanischen Bedingungen wie vorher gewählt wurden. Nach 2262 h hatten sich noch keine merklichen Verformungen gezeigt. Der Versuch wurde für eine Vermessung der Probe abgebrochen. Eine Vermessung nach Ausbau der Probe zeigte eine im Rahmen der Meßtoleranzen nur unwesentliche Zunahme der Unrundheit. Danach wurden der Druck um 10 bar auf 50 bar angehoben. Unter diesen verschärften Bedingungen trat dann der Kriechkollaps nach weiteren 366 h ein. Eine Abschätzung der Beulzeiten unter den Versuchsbedingungen brachte Werte zwischen 12 h und 46 h. Somit war auch die hier experimentell ermittelte

Kollapszeit deutlich höher als vorausberechnet.
Die Probe AYK-2B war eine wärmebehandelte Probe mit einer Ovalität, die vergleichbar mit der der beiden vorhergehenden Rohrstücke war. Sie wurde wieder unter den Bedingungen 40 bar, 900 °C eingesetzt. Die Zeit zum Kollaps betrug hier 997 h. Sie war etwas kleiner als die Beulzeit des ersten Versuches.
Die durchgeführten Versuche bezogen sich auf Rohre mit großen Ovalitäten. Die weiteren zur Verfügung stehenden Rohre hatten kleinere Unrundheiten, so daß aufgrund der vorliegenden Versuche zu vermuten war, daß sehr lange Beulzeiten auftreten. Für die Probe AYK-3 (nicht wärmebehandelt) wurden deshalb 900 °C und 50 bar als Belastungen gewählt.
Wegen des höheren Druckes und des damit größer werden Einflusses konvektiver Effekte war die temperaturkonstante Zone des Testrohres mit Unsicherheit von ± 15 °C behaftet. Die Zeit bis zum Kollaps betrug 882 h. Somit trat auch hier trat eine wesentlich größere Zeit auf als erwartet.
Die wärmebehandelte Rohrprobe AYK-3B hatte etwa die gleiche Ovalität wie AYK-3. Sie wurde ebenfalls bei 900 ± 15°C mit 50 bar beaufschlagt. Der Kollaps erfolgt hier nach 1160 h. Neben der bereits bei allen vorhergehenden Versuchen aufgetretenen Diskrepanz zwische Vorhersage und gemessener Beulzeit war in diesem Falle festzustellen, daß die wärmebehandelte Probe der Belastung etwas länger standhielt als die im kaltverformten Zustand eingesetzte Schwesterprobe AYK-3.
In den berechneten Bandbreiten (Tabelle 4) der Beulzeiten waren die Temperaturunsicherheiten nicht enthalten. Bekanntlich ist nun Kriechen sehr stark temperaturabhängig, so daß hier eine entsprechende Korrektur der Bandbreite erfolgen sollte. Am besten dokumentiert von den infrage kommenden Stoffgesetze hinsichtlich der Temperaturabhängigkeit ist Lit.[1], bei dem angegeben wird:

(4-1) $k = k_o \cdot \exp\{-1{,}1 \cdot 10^5 / (T + 273{,}15)\}$ (T in °C)

(4-2) $n = 13{,}5 - 5.82 \cdot 10^{-6} \cdot (T + 273{,}15)^2$ (T in °C)

Mit diesen k und n-Werten wurden Beulzeiten für den Temperaturbereich 885 °C-915 °C bestimmt und die Verhältnisse zur Beulzeit bei 900 °C gebildet.

Ovalität (%)		1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
t_{885}/t_{900}	40 bar	1,70	1,68	1,66	1,64	1,63
	50 bar	1,63	1,61	1,59	1,57	1,55
t_{890}/t_{900}	40 bar	1,42	1,41	1,40	1,39	1,38
	50 bar	1,38	1,37	1,36	1,35	1,34
t_{910}/t_{900}	40 bar	0,72	0,72	0,73	0,73	0,74
	50 bar	0,74	0,74	0,75	0,76	0,76
t_{915}/t_{900}	40 bar	0,61	0,62	0,63	0,63	0,64
	50 bar	0,64	0,65	0,65	0,66	0,67

Tab. 5: *Temperatursensitivität der berechneten Kollapszeiten für das Temperaturgesetz nach [1] (t_T bezeichnet die Beulzeit zur Temperatur T)*

Die Tabelle 6 stellt für die durchgeführten Versuche gerechnete Bandbreiten unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit und experimentelle Werte gegenüber.

Bez.	Ovalitäts-bereich (%)	Druck (bar)	Tempe-ratur (°C)	Kollapszeit (h)	rechnerische Bandbreite (h)
AYK-4	1,77-2,86	40	900±10	1138	40-277
AYK-2B	1,98-3,01	40	900±10	997	37-239
AYK-3C[1)]	1,79-2,87	50	900±15	336	8-71
AYK-3	1,16-1,97	50	900±15	882	15-120
AYK-3B	1,06-1,84	50	900±15	1160	17-124

Tab. 6: *Rechnerische Bandbreite und exp. Kollapszeiten, gegenüber der Tabelle 4 ist hier die Temperaturunsicherheit eingearbeitet*

1) Probe ohne merkliche Ovalitätszunahme 2262h bei 40 bar

4.2 Diskussion der Ergebnisse

Beachtenswert ist die Tatsache, daß die experimentell ermittelten Kriechbeulzeiten zum Teil erheblich über den Abschätzungen lagen. Mögliche Ursachen für diesen Sachverhalt sind:

- ALLOY 800 zeigt ein komplizierteres Kriechverhalten als z. B. INCONEL 617. Eine Kriechverfestigung bei kleinen Dehnungen und niedrigen Spannungsniveaus (wie sie auch im Anfangsstadium des Beulvorganges vorliegen) wird beobachtet, so daß das durch das Norton'sche Gesetz beschriebene Kriechverhalten zu große Dehnraten liefert.

- Der Werkstoff wurde durch den Ovalisierungsprozeß plastisch verformt und verfestigt, weiterhin wurde dabei durch Rückfedern ein Eigenspannungszustand erzeugt, der dem Biegespannungs-zustand durch die Druckbelastung entgegenwirkt. Dadurch kommt es in den kritischen Bereichen zu einer Verminderung der Beanspruchung. Die Wärmebehandlung diente unter anderem zwar auch dem Abbau des Eigenspannungszustandes, so daß erwartet wurde, daß die geglühten Rohre eher kollabieren, jedoch war dieser Effekt nicht deutlich ersichtlich.

- Eine weiterer Grund, der sich rechnerisch gut analysieren läßt und auf den weiter unten noch genauer eingegangen wird, ist die Frage nach einer genaueren Beschreibung der Unrundheit vor allem vor dem Hintergrund, daß kein elliptisches Anfangsprofil vorlag.

Wie schon bei den Versuchen an INCONEL 617 war es auch hier so, daß keine Undichtigkeiten nach dem Kollaps auftraten. Eine tiefgehende Rißbildung in den verformten Zonen wurde nicht beobachtet, so daß die Dichtigkeit der druckführenden Umschließung stets gewährleistet blieb. Es traten lediglich kleine bis zu einem halben Millimeter tiefe Oberflächenrisse in den am höchsten verformten Oberflächenbereichen auf.

4.3 Metallographische Untersuchungen

Metallographische Untersuchungen wurden an den beiden Proben AYK-2B (mit Wärmebehandlung) und AYK-3C (keine Wärmebehandlung) durchgeführt. Im Rahmen der Präparation wurden die Proben zuerst geschliffen und poliert. Sodann erfolgte eine elektrolytische Ätzung. In den folgenden Aufnahmen sind verschiedene Quer- und Längsschliffe dargestellt. Die Abb. 4-1 zeigt einen Ausschnitt des kollabierten Bereichs der Probe AYK-3C. Bei der Abb. 4-2 handelt es sich um einen Querschliff, bei Abb. 4-3 um einen Längsschliff bei 100-facher Vergrößerung. Im Oberflächenbereich erkennt man Rißbildung entlang der Korngrenzen. Kriechporen sind nicht zu erkennen. Alle Korngrenzen sind mit Carbiden belegt. In fast allen Körnern sind Rekristallisationszwillinge zu erkennen. Im Längsschliff erkennt man deutlich die zeilige Anordnung der Carbide im Korn. Die Abbildungen 4-4 und 4-5 beziehen sich auf die Probe AYK-2B. Gegenüber AYK-3C sind die Körner im Mittel etwas kleiner. Ansonsten sind keine signifikanten Unterschiede zwischen AYK-2B und AYK-3C zu erkennen. Die etwas größeren Körner rühren wohl daher, daß die Probe AYK-3C über 2000 h bei einer Temperatur von 900°C war.

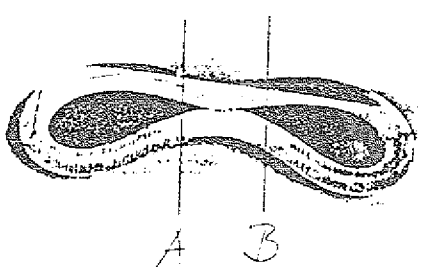


Abb. 4-1: Probe AYK-3C nach Versuchsbeendigung

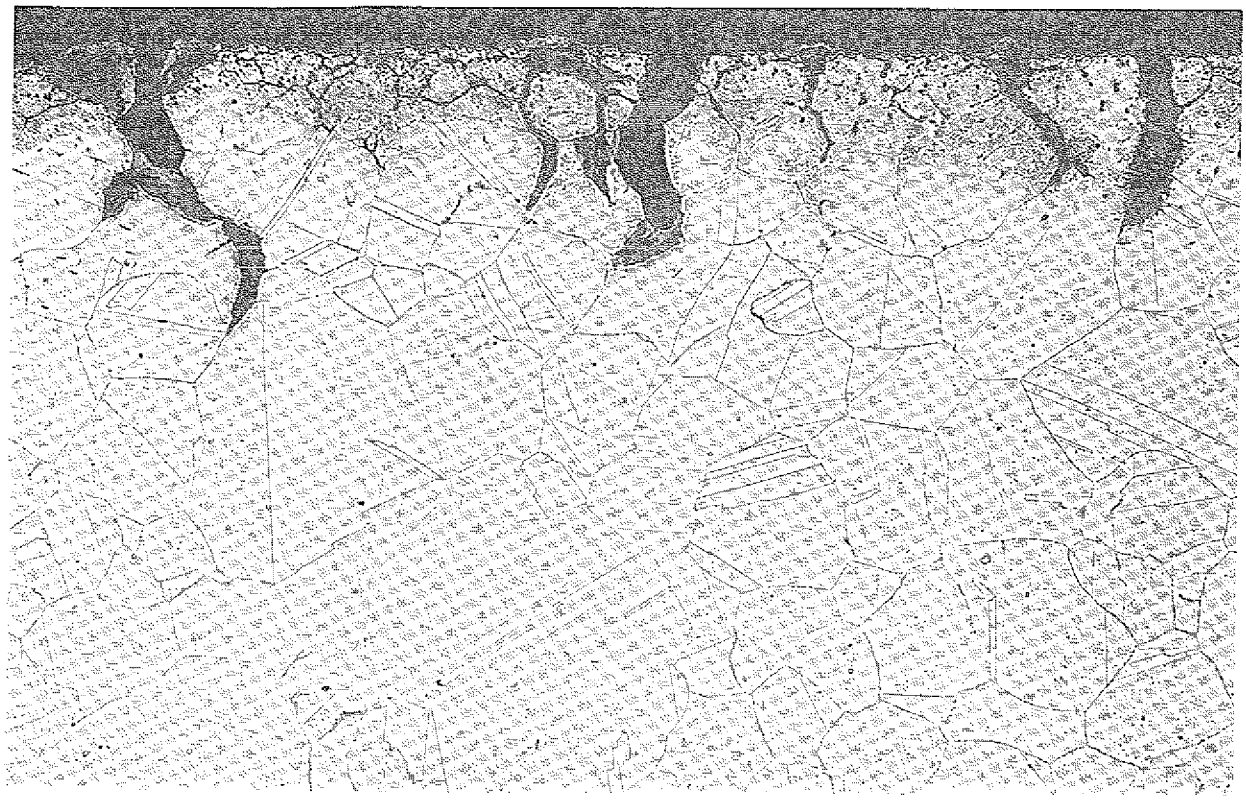


Abb. 4-2: Probe AYK-3C, Querschliff, 100 X

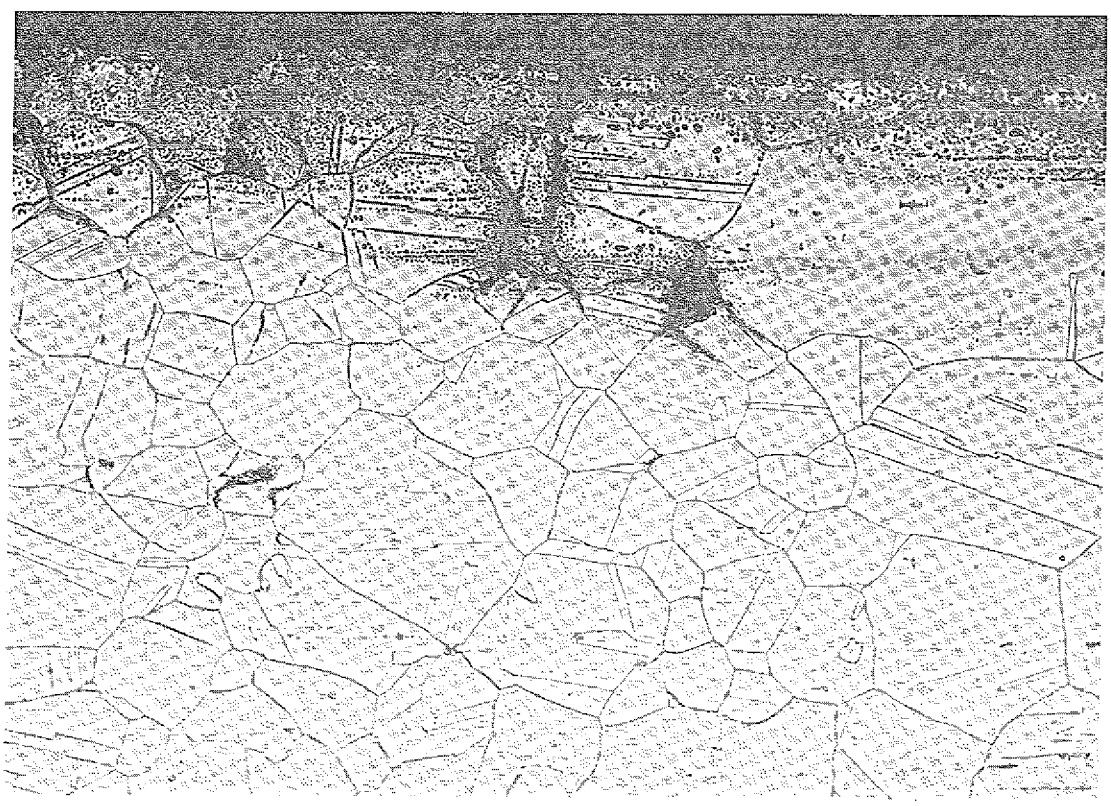


Abb. 4-3:
Probe AYK-3C
Längsschliff
100X

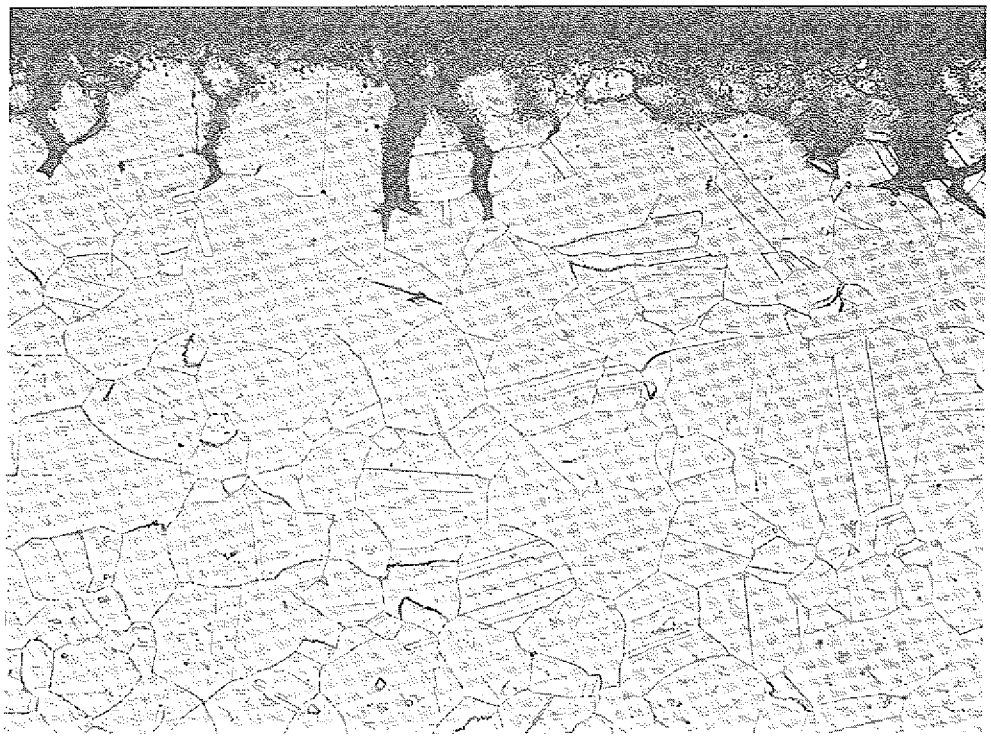


Abb. 4-4:
Probe AYK-2B
Querschliff
100X

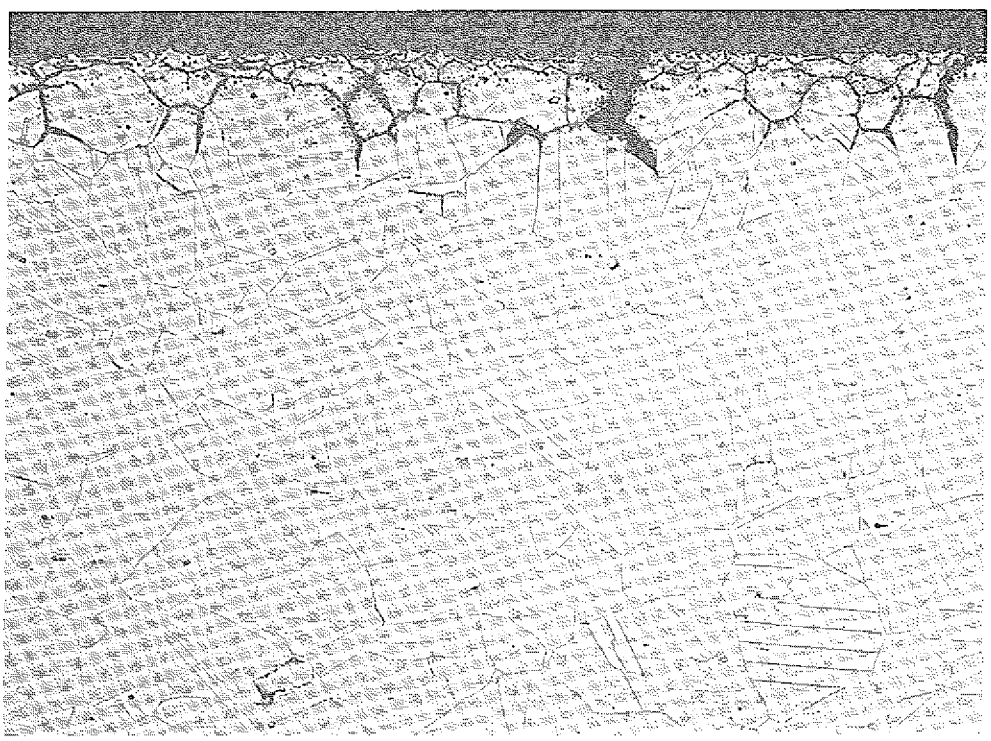


Abb. 4-5:
Probe AYK2B
Längsschliff
100X

5. *Rechnerische Analysen für Rohre mit unterschiedlichen Unrundheitsprofilen*

Für ein Rohr wurde der Querschnitt wie vermessen für eine Finite Elemente Rechnung modelliert. Weiterhin wurden auf Grundlage des größten und kleinsten gemessenen Durchmessers zwei elliptische Querschnitte erzeugt, die als "maximale" und "mittlere" Ellipse bezeichnet sind. In Abb. 5-1 sind die Polardiagramme der vermessenen, sowie der elliptischen Konturen bezogen auf den mittleren Rohrradius zu sehen (Aus Symmetriegründen ist nur ein 90° Bereich gezeigt).

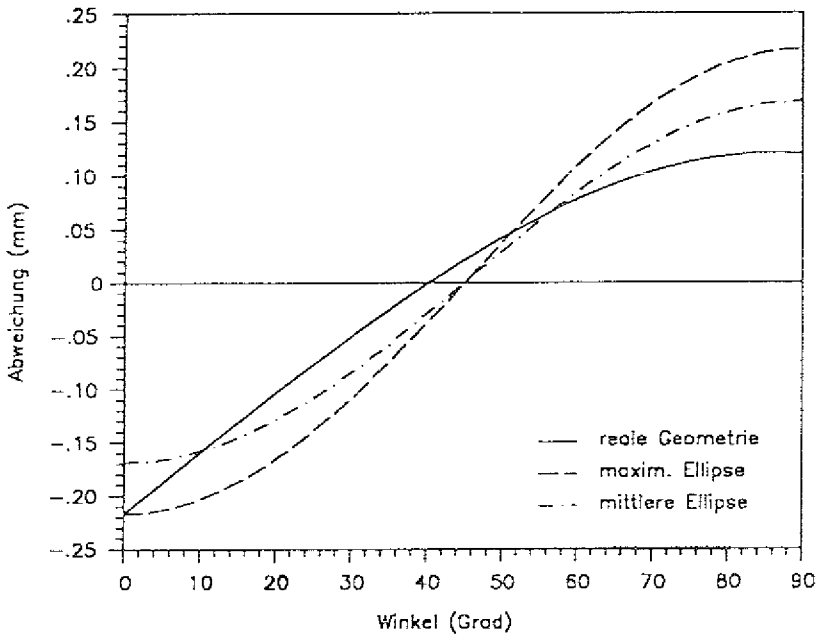


Abb. 5-1: Winkelabhängige Abweichung vom ideal runden Zustand für ein vermessenes Rohr (R=16,7mm); Messwerte, sowie elliptische Annäherungen

Bei der "maximalen" Ellipse wurde einfach die größte Abweichung des realen Profils vom mittleren Radius zur Konstruktion von großer und kleiner Ellipsenhauptachse verwendet. Bei der "mittleren" Ellipse wurden Mittelwerte der realen Geometrie bei 0° und 90° herangezogen. Die Abbildung 5-2 zeigt das FE-Netz der realen Geometrie. Die Netze der beiden auf Ellipsen beruhenden Querschnitte sind praktisch bis auf kleine mit dem Auge nicht feststellbare Unterschiede in den Abmessungen identisch.

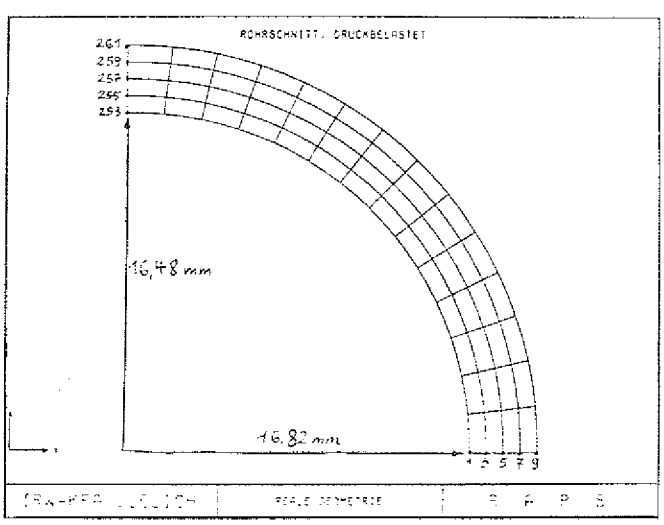


Abb. 5-2: Ausgangsgeometrie der realen Geometrie für FE-Rechnung

Die Berechnungen wurden mit dem FE-Programm PERMAS-VISCOUS durchgeführt, wobei ein ebener Dehnungszustand angenommen wurde. Sie erfolgten unter gleichen Belastungsbedingungen (40 bar Außendruck) und gleichem Stoffgesetz ($k = 5{,}168 \cdot 10^{-14}$, n=6,67). Die Tab. 7 zeigt Ergebnisse der Rechnung.

Geometrie t_{cr}	Biegemoment Schnitt 1-9 (Nmm/mm)	anfängliche Kriech-geschw. am Kpkt. 261 (mm/h)	Beulzeit (h)
reale Geo	14,2	$1{,}76 \cdot 10^{-3}$	199
mit.Ellipse	16,7	$1{,}91 \cdot 10^{-3}$	182
max.Ellipse	19,6	$2{,}27 \cdot 10^{-3}$	152

Tab. 7: *Vergleich der FE-Rechnungen für die 3 verschiedenen Querschnitte*

Die Analysen zeigten, daß die Form des kollabierten Querschnitts nicht vom jeweiligen Anfangszustand (max., mittl. Ellipse oder reale Geometrie) abhing. In der Tabelle 5 sind die anfänglichen Biegemomente der drei Konfigurationen im kritischen Querschnitt entlang der Knotenpunkte 1-9 aufgeführt. Sie bestimmen die anfängliche Kriechgeschwindigkeit des Knotenpunktes 261.
Als interessante Ergebnisse der Rechnungen sind die folgenden Punkte festzuhalten:
Die Rechnung am real modellierten Rohrquerschnitt ergab die größte Kollapszeit t_{cr}. Die vereinfachte Modellierung der Unrundheit durch elliptische Querschnitte führte auf kleinere Werte von t_{cr}. Das galt für beide hier untersuchten Ellipsenkonstruktionen. Insgesamt unterscheiden sich die berechneten Kollapszeiten nicht allzu stark. Unter Betrachtung dieser Aspekte scheint es so zu sein, daß die genaue Form der Unrundheit für eine Abschätzung der Beulzeit nicht unbedingt bekannt sein muß. Die Kenntnis des maximalen und des minimalen Radius reicht zur Charakterisierung der Ovalität aus. Für Beulzeitnachweise kann ein aus diesen Werten konstruierter elliptischer Querschnitt herangezogen werden.

6. *Definitionen, Formeln und Diagramme zur Auslegung gegen Kriechbeulen*

6.1 *Kurzer Überblick über das Hoff'sche Verfahren*

Hoff hat unter verschiedenen Vereinfachungen eine Theorie entwickelt, mit der die Kriechkollapszeit von unrunden Rohren bestimmt bzw. abgeschätzt werden kann (siehe dazu die detaillierten Ausführungen in Teil I). Im folgenden wird die im Rahmen der Hoff'schen Theorie abgeleitete Formel mit Hilfe der Dimensionsanalyse aufbereitet. Weiterhin werden Diagramme erstellt, mit denen Kriechbeulzeiten einfach ermittelt werden können.

Die die Kollapszeit beeinflussenden Größen und Faktoren sind das Kriechgesetz, das in Form eines Norton'schen Potenzansatzes verwendet wird, der Außendruck, die Rohrgeometrie sowie die Abweichung der Geometrie von der runden Idealform.

6.2 *Geometrische Größen*

Die wichtigen geometrischen Einflußgrößen, die die Widerstandsfähigkeit des Rohres gegen einen Kriechkollaps bestimmen, sind der Rohrdurchmesser D bzw. Rohrradius R und die Wandstärke h. Für Kollapsvorgänge entscheidend ist der Grad der Unrundheit. In den nächsten Abschnitten wird auf dessen Definition näher eingegangen.

6.2.1 *Möglichkeiten einer Unrundheitsdefinition*

Eine Abweichung eines Rohrquerschnittes von der ideal runden Form kann vielgestaltig sein. Wenn der Querschnitt leicht oval (d.h. annähernd elliptisch) ist, so bezeichnet man die Unrundheit als Ovalität. Andere Formen der Unrundheit sind z. B. Abplattungen.
Für eine quantitative Definition eines Unrundheitmaßes kann man im Prinzip den Außendurchmesser D_a, den Innendurchmesser D_i sowie den mittleren Durchmesser $D = (D_a + D_i)/2$ heranziehen. Im weiteren Verlauf dieses Abschnittes wird - mit Blick auf die Hoff'sche Theorie, die mit dem mittleren Rohrdurchmesser arbeitet - als Bezugsgröße stets D verwendet.

Der Mittelwert des mittleren Rohrdurchmessers $D(\beta)$ wird wie folgt definiert:

$$(6\text{-}1) \quad D_m = (1/(2\cdot\pi)) \cdot \int_0^{2\pi} D(\beta) \cdot d\beta$$

Die maximale Differenz der Größe $D(\beta)$ zum Mittelwert D_m wird als Maß des Unrundheitgrades genommen:

$$(6\text{-}2) \quad \delta D = \max \left| D(\beta) - D_m \right| \qquad 0 \leq \beta \leq 2 \cdot \pi$$

Im Falle einer durch eine Ellipse approximierbaren Abweichung von der Kreisform bezeichnet man die relative Größe $\delta D/D_m$ als Ovalität α:

$$(6\text{-}3) \quad \alpha = \delta D/D_m$$

Bei einer fast kreisförmigen Ellipse ist D_m nach Gleichung (6-1) durch das arithmetische Mittel der großen und der kleinen Ellipsenachse (D_{max}, D_{min}) gegeben. δD beträgt in diesem Falle die Hälfte ihrer Differenz (vergl. dazu den Abschnitt 6.2.2 mit den KTA-Definitionen!).

$$(6\text{-}3a) \quad \alpha = (D_{max}-D_{min})/(D_{max}+D_{min})$$

Im folgenden wird die einseitige Abplattung etwas näher behandelt. Mit Blick auf die Abb. 6-1 gilt für $D(\beta)$:

$$(6\text{-}4) \quad D(\beta) = \begin{cases} 0{,}5\cdot(D + D\cdot\cos(\Phi/2-\beta)) & 0 \leq \beta \leq \Phi/2 \\ D & \Phi/2 \leq \beta \leq 2\cdot\pi-\Phi/2 \\ 0{,}5\cdot(D + D\cdot\cos(\Phi/2+\beta)) & 2\cdot\pi-\Phi/2 \leq \beta \leq 2\cdot\pi \end{cases}$$

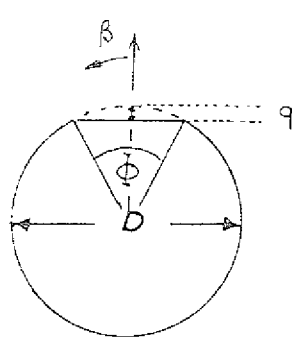


Abb. 6-1: Einseitige Abplattung

Der Mittelwert der Durchmesserverteilung gemäß Gl.(6-4) errechnet sich zu:

(6-5) $D_m = D \cdot (2 \cdot \pi - \Phi/2 + \sin(\Phi/2))/(2\ \pi)$

Einsetzen der Gln. (6-4) und (6-5) in Gl. (6-2) liefert δD. Der Ausdruck ist recht komplex, man kann aber zeigen, daß in guter Näherung für nicht allzu große Abplattungswinkel Φ folgendes für $\delta D/D_m$ gilt:

(6-6) $\delta D/D_m = q/D$

q bezeichnet hierbei das in der Abb. 6-1 eingezeichnete Abplattungsmaß.

6.2.2 KTA-Definitionen

Die in der KTA-Regel 3201.2 aufgeführten Definitionen zur Unrundheit dienen der Abgrenzung unzulässiger Formabweichungen bei Rohren. Die dort mit U bezeichneten Unrundheiten werden über den Innendurchmesser D_i definiert.
Für Ovalitäten wird festgelegt:

(6-7) $U = 2 \cdot (D_{i,max} - D_{i,min})/(D_{i,max} + D_{i,min})$

Dieser nach KTA-Regel berechnete Wert ist doppelt so groß wie der entsprechend der Definitionen des letzten Abschnitts!

Für Abflachungen wird in KTA 3201.2 festgelegt:

(6-8) $U = 4 \cdot q/D_i$

Bezüglich q und D siehe Abb. 6-1. Es ergibt sich gegenüber Abschnitt 6.2.1 ein Faktor 4 als Unterschied. Die KTA-Unrundheitsdefinition wendet sich in erster Linie an die Hersteller von Rohren, indem Tolanzgrenzen (je nach Bedingungen und Anwendungsfällen muß U unter 1 - 2 % liegen) angegeben werden. Die Definitionen des Abschnittes 6.2.1, hier insbesonders die

Gleichung (6-2) beziehen sich auf eine Ovalitätsdefinition, wie sie im Zusammenhang mit Kriechbeulen von Rohren benutzt wird. Werden beispielsweise Rohre mit einer gewissen Ovalitäts-Unrundheit U nach KTA geliefert, so muß man sich klar sein, daß dieser Wert nicht direkt dem entspricht, der als Ovalitätsparameter bei Kriechbeulnachweisen benutzt wird. Allerdings liegt man auf der sicheren Seite, wenn man mit dieser Größe rechnet.

6.2.3 Bemerkungen zur Unrundheit

Die eben gemachten Ausführungen sollten die Aufmerksamkeit auf Unrundheitsdefinitionen lenken. Die im weiteren entwickelte Hoff'sche Theorie geht von einer elliptischen Ausgangsgestalt eines Rohres aus. Falls eine Bewertung des Kriechbeulverhaltens eines abgeflachten Rohres durchgeführt werden soll, so stellt sich die Frage, inwieweit das Hoff'sche Verfahren zur Anwendung kommen kann.
Gemäß Abschnitt 5 ist es denkbar und möglich, einen äquivalenten elliptischen Querschnitt zu konstruieren, mit dem auf der sicheren Seite liegende Beulzeiten ermittelt werden könnten.

6.3 Zusammenfassung der Einflußgrößen und Bildung dimensionsloser Kennwerte

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Einflußparameter näher aufgeführt und spezifiziert. Zusammenfassend stellt sich die Kollapszeit t_{cr} als Funktion der folgenden Werte dar:

-Kriechkonstante	k	($MPa^{-n}\ h^{-1}$)
-Kriechexponent	n	(-)
-Anfangsovalität	α_o	(-)
-Außendruck	p	(MPa)
-Mittelwert des mittleren Radius	$R_m=D_m/2$	(m)
-Wandstärke	h	(m)

Die durch α_o charakterisierten Formabweichungen, darauf sei hier noch einmal hingewiesen, beziehen sich auf Rohre mit leicht

elliptischem Querschnitt, wobei die Definition (4a) verwendet wird. Anstelle von D_m wird ab jetzt der Mittelwert des mittleren Radius $R_m = D_m/2$ verwendet.
Die Kollapszeit als eine Funktion dieser Größen kann nun in der folgenden Form geschrieben werden:

$$(6\text{-}9) \quad t_{cr} = f(k, n, \alpha_o, p, R_m, h)$$

Faßt man Gl.(6-9) als eine Relation zwischen den sechs Einflußgrößen und der Kollapszeit t_{cr} als siebter Größe auf, so kann man etwas allgemeiner schreiben:

$$(6\text{-}10) \quad \Phi(t_{cr}, k, n, \alpha_o, p, R_m, h) = 0$$

Da 3 unabhängige Dimensionen vorliegen, können die 7 Parameter in der Funktion Φ zu 7-3 = 4 wesentlichen dimensionslosen Größen zusammengefaßt werden.
Die folgenden Größen erweisen sich dabei als geeignet:

- $T = t_{cr} \cdot k \cdot (p \cdot R_m / h)^n$
- $L = R_m / h$
- n
- $X_o = 2 \cdot \sqrt{3} \cdot \alpha_o \cdot R_m / h$

X_o wird im folgenden als gewichteter Anfangsovalitätsfaktor bezeichnet.
Die Gleichung (6-10) läßt sich nun als Funktion dieser dimensionslosen Parameter umschreiben:

$$(6\text{-}11) \quad \Omega(T, L, n, X_o) = 0$$

$\Omega(T, L, n, X_o)$, so wie es aus dem Hoff'schen Vorgehen folgt, wird im nächsten Abschnitt konkret angegeben werden.

6.4 Integration der Hoff'schen Differentialgleichung

Aus der Hoff'schen Differentialgleichung läßt sich für technisch wichtige Kriechgesetzexponenten n zwischen 4 und 8 die Gleichung (3-1) für die Kollapszeit ableiten.

Bezeichnet man die rechte Seite von Gl. (3-1) mit $g(n, X_o)$, so hat die Funktion Ω konkret die folgende Gestalt:

$$(6\text{-}12)\quad \Omega(T, L, n, X_o) = T - (1/(4\cdot n))\cdot(4/3)^{(n+1)/2}\cdot(1/L)^2\cdot g(n, X_o)$$

6.5 Auslegungsdiagramme

Für eine graphische Darstellung ist es zweckmäßig, T bei festgehaltenem L über X_o aufzutragen mit n als Scharparameter. Die Abbildungen 6-2 und 6-3 zeigen entsprechende Darstellungen. Sie beziehen sich auf R_m/h Werte, die typisch für die Rohre der Prozesswärmetauscher von HTR sind (Reformerrohre: $R_m/h = 5{,}56$; Helium-Helium-Wärmetauscherrohre: $R_m/h = 4{,}5$). Der technisch bedeutsame Bereich der Kriechexponenten liegt zwischen 4 und 8, so daß für Werte dieses Bereichs Kurven erstellt wurden.

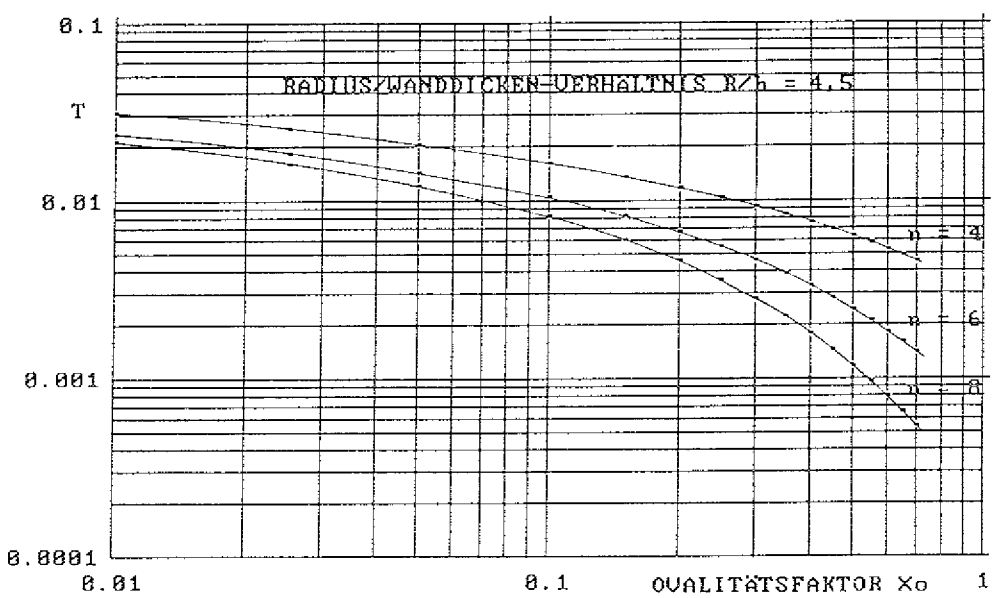


Abb. 6-2: Dimensionsloser Zeitparameter $T = t_{cr}\cdot k\cdot(p\cdot R_m/h)^n$ als Funktion des gewichteten Anfangsovalitätsfaktors X_o für ein R_m/h-Verhältnis 4,5. Der Scharparameter ist der Nortonexponent n.

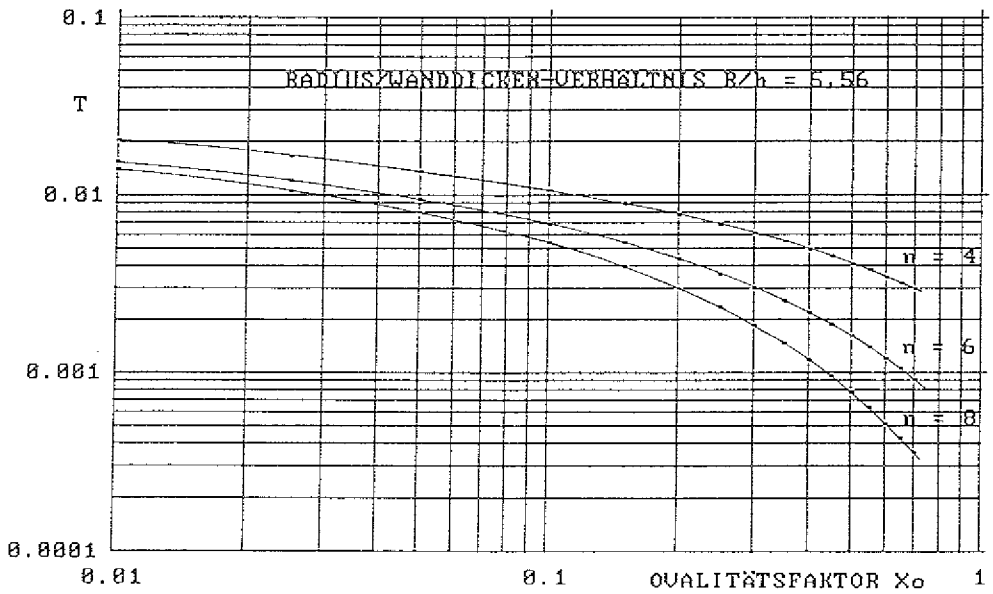


Abb. 6-3: Dimensionsloser Zeitparameter $T = t_{cr} \cdot k \cdot (p \cdot R_m/h)^n$ als Funktion des gewichteten Anfangsovalitätsfaktors X_o für ein R_m/h-Verhältnis 5,56. Der Scharparameter ist der Nortonexponent n.

6.5.1 Zum Gebrauch der Auslegungsdiagramme

Annahme:

Gegeben sei ein Rohr mit einem R_m/h Verhältnis von 4,5. Die Anfangsovalität sei α_o = 0,5%. Der Außendruck des betrachteten Lastfalles liege bei 50 bar, innen sei das Rohr drucklos.

Der Rohrwerkstoff zeige unter den Randbedingungen des Lastfalles ein Kriechverhalten, das durch ein Norton'sches Gesetz mit den Parametern $k = 1{,}5 \cdot 10^{-14}\ MPa^{-n} \cdot h^{-1}$ und n = 6 charakterisiert werden kann.

Bestimme die Kollapszeit unter Benutzung der gegebenen Auslegungsdiagramme.

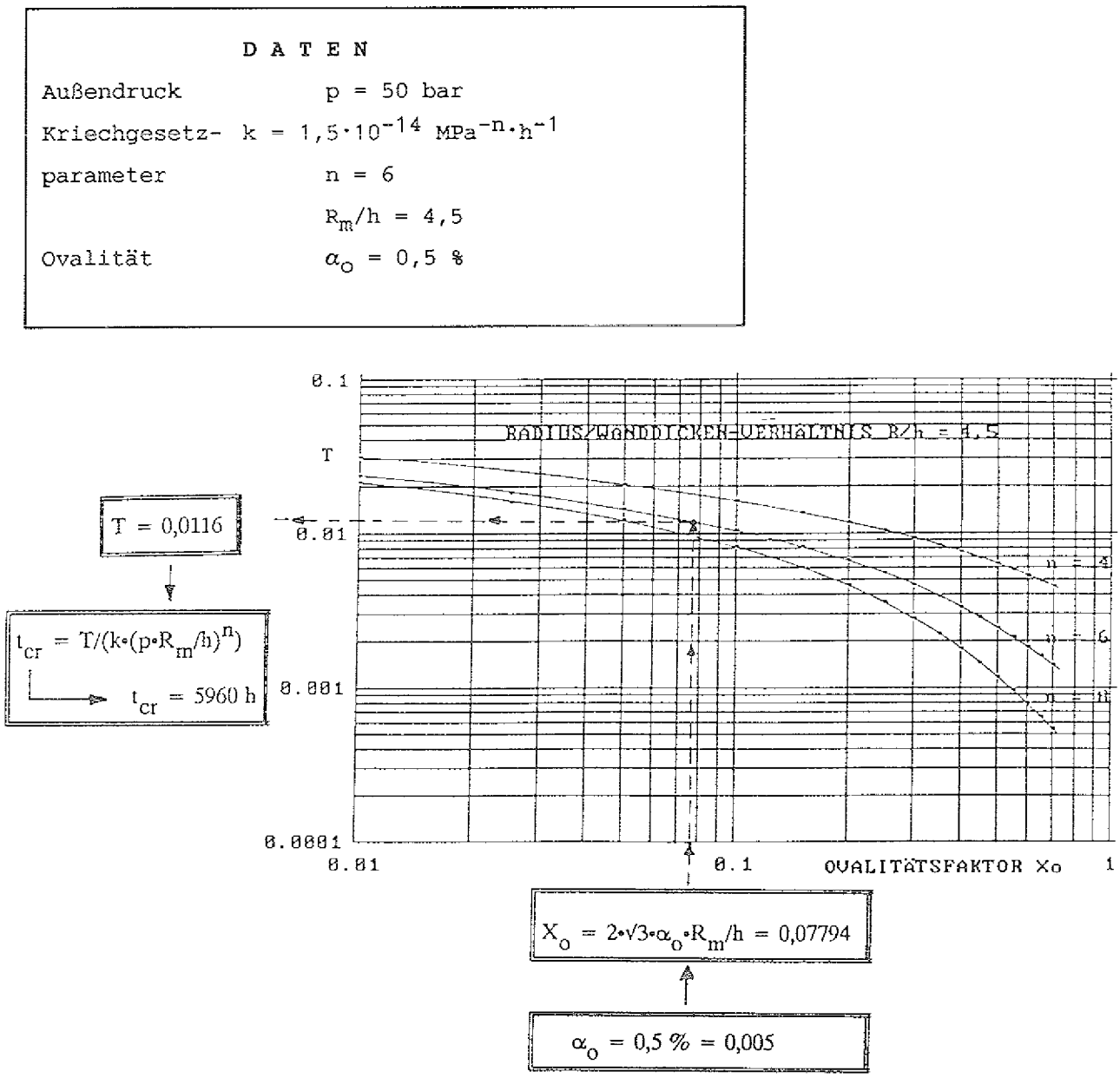


Abb. 6-4: Beispiel für die Benutzung des Auslegungsdiagramms

7. *Schlußbemerkungen*

Die Versuche an den Rohren aus INCOLOY 800 H haben gezeigt, daß die in Teil 1 entwickelte Vorgehensweise zur Bewertung und Abschätzung von Kriechkollapszeiten konservativ für die hier untersuchten Fälle ist. Allerdings zeigt die Versuchsserie, daß die Charakterisierung des Kriechverhaltens durch ein Norton'sches Gesetz ein zentraler Punkt ist. Will man die Methode auf Rohre aus weiteren Werkstoffen anwenden, so ist die Approximation des

Kriechverhaltens durch ein Potenzgesetz mit der nötigen Sorgfalt vorzunehmen.

8. Literatur

[1] Penkalla H.J., Offermann M.
Neuere Auswertung von Kriechkurven zur Bestimmung der k- und n-Werte des Norton'schen Kriechgesetzes an den Werkstoffen NiCr 22 Co 12 Mo und X10NiCrAlTi 32 20
IRW-TN 39/87, 10.04.87

[2] Cords H., Ennis P.J., Zimmermann R.
Auswertung von Kriech- und Warmzugdaten mit Berücksichtigung ihrer stochastischen Eigenschaften für Alloy 800 H bei Temperaturen zwischen 800 und 950°C
IRW-TN-71/88, 22.08.88

[3] Lahodny H., Spiradek K., Degischer H.P.
Identification of creep mechanisms and quantitative description of stress regimes relevant to design
Proceedings of the Conference "HIGH TEMPERATURE ALLOYS FOR GAS TURBINES AND OTHER APPLICATIONS", Liege, Belgium, Oct. 1986

[4] Zottmeier R., Over H.H., Schubert F., Nickel H.
Untersuchungen zum Kriechratchetingverhalten von Rohrproben
Jül.-2019, Sept. 1985

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2537
Oktober 1991
ISSN 0366-0885