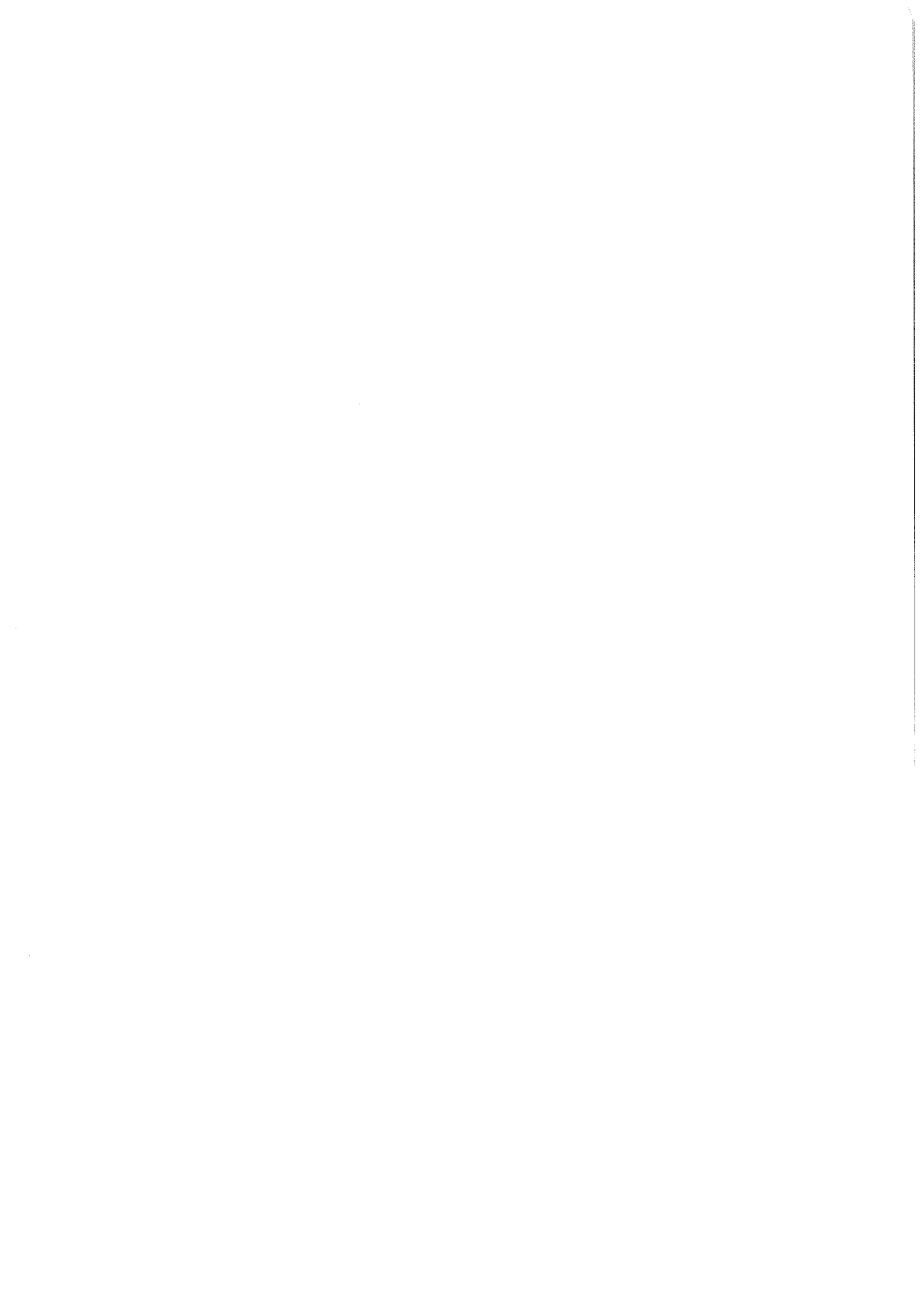


KfK 4668  
November 1989

**Bestrahlungsinduziertes  
Kriechen und Schwellen  
– Experimentelle Ergebnisse,  
phänomenologische Modelle  
und Modellgleichungen  
für Metalle –**

**C. Wassilew  
Institut für Material- und Festkörperforschung**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

Institut für Material- und Festkörperforschung

KfK 4668

**BESTRAHLUNGSINDUZIERTES KRIECHEN UND SCHWELLEN  
- EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE, PHÄNOMENOLOGISCHE MODELLE  
UND MODELLGLEICHUNGEN FÜR METALLE -**

Christo Wassilew

Dissertation, genehmigt von der Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen und  
Geowissenschaften der Rheinisch - Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Die im BR-2 Reaktor in Mol/Belgien, durchgeführten Zeitstand- und Kriechexperimente (Mol-2) dienen der Untersuchung des Zeitstand- und Kriechverhaltens während Neutronenbestrahlung. Es wurden dabei ausgesuchte austenitische Stähle und Ni-Basislegierungen untersucht, um geeignete kriechfeste, strukturstabile und duktile Werkstoffe bzw. Werkstoffzustände für die Hüllrohre, die Brennelementkästen und andere hochbelasteten Kernkomponenten der geplanten Schnellen Reaktoren auswählen und weiterentwickeln zu können. Da die maximalen nominellen Hüllrohrtemperaturen eines Schnellen Reaktors bei etwa 685°C liegen, wurden die erforderlichen Bestrahlungseinrichtungen entsprechend ausgelegt, um die Experimente in dem gewünschten Temperaturbereich zwischen etwa 600 und 780°C durchführen zu können.

Die in den zitierten Veröffentlichungen und Berichten publizierten Versuchsergebnisse der drei austenitischen Stähle 1.4981, 1.4988 und 1.4970 und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X wurden mit dem Ziel analysiert, allgemeingültige physikalisch begründete "Zustandsgleichungen" zur Beschreibung der beobachteten Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse zu formulieren. Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ergeben, daß während Neutronenbestrahlung sowohl die Kriech- als auch die Schadensakkumulationsmechanismen, welche die Kriechgeschwindigkeit bzw. die Zeitstandfestigkeit kontrollieren, bestrahlungsinduzierter Natur sind.

Unterhalb einer von der Prüftemperatur und dem Werkstoff abhängigen Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) werden die Kriech Eigenschaften von den Kletterkriechprozessen beherrscht, oberhalb der Übergangsspannung aber von den Gleit-Kletterkriechprozessen. Die Unterschiede im Zeitstand- und Kriechverhalten während Bestrahlung sind im Vergleich zum Verhalten dieser Werkstoffe bei rein konventioneller Beanspruchung bzw. bei Beanspruchung nach Bestrahlung so groß, daß man die Daten aus Experimenten der letzteren für Auslegungsrechnungen nicht zugrunde legen darf.

Den Modellvorstellungen folgend wurden ferner die zur Beschreibung der Schwellprozesse erforderlichen "Zustandsgleichungen" formuliert.

Die Gesamtheit der analysierten Versuchsergebnisse hat dazu beigetragen, phänomenologische Modelle aufzustellen und zu entwickeln, die es ermöglichen allgemeingültige "Zustandsgleichungen" zur Beschreibung sowohl der bestrahlungsinduzierten Deformationsphänomene als auch der Schadensakkumulationsprozesse zu formulieren. Diese gestatten es, unabhängig von der Konstellation und dem Betrag der externen Variablen die Standzeiten und die Verformungen in Hüllrohren, Brennelementkästen und andere der Bestrahlung ausgesetzten Komponenten zuverlässig vorzuberechnen.

Die "Zustandsgleichungen" können überall dort angewendet werden, wo durch Neutronen Zwischengitteratome und Leerstellen gebildet werden und Helium in ausreichenden Mengen in der Matrix produziert wird. Diese beschreiben die Phänomene als Funktion der externen Variablen - Spannung ( $\sigma$ ), Temperatur ( $\theta$ ), und Defekterzeugungsrate ( $\kappa$ ) sowie die Zeit ( $t$ ).

# IRREVERSIBLE THERMODYNAMICS MODELS AND CONSTITUTIVE EQUATIONS OF THE IRRADIATION INDUCED DEFORMATION AND DAMAGE ACCUMULATING PROCESSES

## ABSTRACT

This report gives an overall evaluation of several in-reactor deformation and creep-rupture experiments performed in BR-2, FFTF, and Rapsodie on pressurised tubes of the stabilized austenitic stainless steels 1.4970, 1.4981, 1.4988, and the nickel-base alloy Hastelloy-X.

The irradiation induced deformation processes observed in the components operating in a neutron environment can be divided into two main groups:

1. volume conserving creep and
2. volumetric swelling.

Each of these processes contributes in a specific manner to produce irreversible deformation due to the work done on the system by the external variables, i.e. stress, temperature, and the change of momentum of a neutron when generating atomic displacements. Also, helium gas produced by transmutations plays a central role in the deformation as well as in the damage accumulating processes. In comparison with the irradiation-induced deformation phenomena, the accompanying damage accumulating processes which lead to fracture have been experimentally much less investigated.

The main distinctive characteristics of the irradiation induced phenomena are consequently related:

- a. to the additional external variable, which is represented by the change of momentum of a neutron or of a charged particle in producing point defects.
- b. to the helium atoms generated by the inelastic scattering of neutrons with matrix atoms.

Since the observed deformation as well as damage accumulating phenomena are caused by the same constrained generated and free disposable point defects and helium atoms, it is obvious and advisable to analyze, and to model simultaneously the ensemble of the elementary mechanisms and processes effective at the same time.

Phenomenological models based on the thermodynamics of irreversible processes have been developed, with the aim of:

- \* grasping the partial relationships between the external variables and the response functions (creep, swelling, creep driven swelling, and time to rupture),
- \* fathoming the rate-controlling mechanisms,
- \* providing insight into the structural details and changes occurring during the deformation and the damage accumulating processes,
- \* integrating the damage accumulating processes comprehensively, and
- \* formulating the constitutive equations required to describe the elementary processes that generate plastic deformation as well as damage accumulation.

## INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG	1
2. LITERATURÜBERSICHTEN	3
2.1. Thermischaktiviertes Kriechen und Kriechbruch - geschichtliche Entwicklung	3
2.2. Bestrahlungsinduzierte Deformationsprozesse	5
2.2.1. Chronologischer Überblick	5
2.2.2. Bestrahlungsinduziertes Kriechen	6
2.2.2.1. <i>Die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses</i>	6
2.2.2.2. <i>Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate</i>	9
2.2.2.3. <i>Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Temperatur</i>	9
2.2.3. Bestrahlungsinduzierter Schadensakkumulationsprozeß - Heliumversprödungsmechanismen -	10
3. ZIELSETZUNG	13
4. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG	15
4.1. Versuchswerkstoffe	15
4.2. Bestrahlungseinrichtung, Probenarten und Beanspruchungszustand	15
4.3. Bestrahlungsbedingungen	17
4.4. Ermittlung der Spannungen und der Dehnungen	22
5. EXPERIMENTELL BEGRÜNDETE ZUSAMMENHÄNGE ZWISCHEN DEN REAKTIONSGRÖSSEN UND DEN INTERNEN UND EXTERNEN VARIABLEN DES BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN KLETTER - KRIECHPROZESSES	25
5.1. Partielle Zusammenhänge zwischen den internen und externen Variablen und der Kriechverformung der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse als "Reaktionsgröße"	25
5.2. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit bestrahlungsinduzierter Kriechprozesse von der Spannung	25

5.3.	<b>Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse von der Defekterzeugungsrate</b>	31
5.4.	<b>Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses von der Prüftemperatur</b>	40
5.5.	<b>Zur Kinetik des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses</b>	44
5.5.1.	Der bestrahlungsinduzierte stationäre Kletter - Kriechprozeß	44
5.5.2.	Der bestrahlungsinduzierte tertiäre Kriechprozeß	56
5.5.3.	Der bestrahlungsinduzierte nichtstationäre Kletter - Kriechprozeß	59
6.	<b>THERMODYNAMISCH-PHÄNOMENOLOGISCHES MODELL UND MODELLGLEICHUNG DES BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN KLETTER - KRIECHPROZESSES</b>	63
6.1.	Aspekte und Elemente eines Modells	63
6.2.	Die Modellgleichung des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses	74
6.3.	Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen der Kriechdeformation als Funktion der Zeit und den externen Variablen	79
6.4.	Phänomenologische Einteilung der bestrahlungsinduzierten Kriechkurven in charakteristische Bereiche der Reaktionsgröße	82
6.4.1.	Kaltverformte austenitische Stähle	82
6.4.2.	Lösungsgeglühte austenitische Stähle	87
7.	<b>THERMODYNAMISCH-PHÄNOMENOLOGISCHES MODELL UND MODELLGLEICHUNG DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN SCHWELLPROZESSE</b>	92
8.	<b>ANWENDUNG DER MODELLGLEICHUNGEN DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN DEFORMATIONSPROZESSE ZUR VERHALTENSBESCHREIBUNG VON MATERIALEXPERIMENTEN SOWIE VON BRENNSTÄBEN BEI BEANSPRUCHUNG UNTER REALEN REAKTORBETRIEBSBEDINGUNGEN</b>	100
8.1.	Beispiel: Verformung von Materialtestproben	100
8.2.	Beispiel: Verformung der Brennstabhülle	104
9.	<b>THERMODYNAMISCHES MODELL DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN SCHADENSAKKUMULATIONSPROZESSE</b>	108
9.1.	Einfluß der Spannung	108



9.2. Einfluß der Defekterzeugungsrate	115
9.3. Einfluß der Temperatur	116
9.4. Bruchverhalten bei Kriechbeanspruchung	118
9.5. Modellgleichung des bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesses	123
10. VERGLEICHENDE ERÖRTERUNGEN ZU DEN MODELLGLEICHUNGEN DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN UND DER THERMISCH- AKTIVierten KRIECH- UND SCHADENSAKKUMULATIONSPROZESSE	128
10.1. Modellgleichung des thermischaktivierten Schadensakkumulationsprozesses	135
10.2. Modellgleichung des thermischaktivierten Kriechprozesses	136
11. SCHLUSSFOLGERUNGEN	139
12. NOMENKLATUR	142
13. LITERATUR	144
14. TABELLENANHANG	158

## 1. EINLEITUNG

Die aus den Betriebsbedingungen eines Schnellen Brutreaktors resultierenden konventionellen Belastungen der Kernkomponenten, wie z.B. durch die Betriebstemperatur, die Temperaturgradienten und die Spannungen unterschiedlichen Ursprungs, können in Verbindung mit den durch die energiereichen schnellen Neutronen gebildeten Punktdefekten und Defektclustern sowie dem aus  $(n,\alpha)$ -Reaktionen entstehenden Helium über Diffusions-, Transport- und Wiederauflösungsvorgänge, sowohl plastische Verformungen und Volumenvergrößerungen als auch andere Materialschädigungen erzeugen. Diese können die Geometrie einzelner Komponenten unzulässig verändern oder die Standzeit erheblich verringern.

Für solche Veränderungen sind im wesentlichen zwei Elementarprozesse verantwortlich:

1. Kernreaktionen, wobei insbesondere  $(n,\alpha)$ -Prozesse von Bedeutung sind, da das so gebildete Helium wegen der geringen Diffusionsgeschwindigkeit Material verbleibt und bei höheren Temperaturen zu Heliumbläschen agglomiert. Die in den Korngrenzen entstehenden Heliumbläschen sind für die Versprödung, d.h. die Herabsetzung des plastischen Verformungsvermögens [1,2] und der damit verbundenen Veränderung des Schadensakkumulationsverhaltens der hier betrachteten hochwarmfesten austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierungen, verantwortlich.
2. Die elastischen und inelastischen Streuungen der Neutronen an den Gitterbausteinen, die zu Atom-Verlagerungen im Kristallgitter und somit zur Bildung von Frenkelpaaren, Leerstellen und Zwischengitteratomen [3], sowie Defektclustern führen. Solche "kontinuierlich" entstehenden Punktdefekte können
  - \* durch Rekombination oder Annihilation vernichtet werden oder
  - \* durch Agglomeration der einen oder der anderen Art Versetzungsschleifen (Loops) bzw. Porenkeime bilden.

Im Material entstehende Porenkeime können durch Absorption von freien und an Legierungselemente mit kleineren Atomradien gebundenen Überschuss-Leerstellen unter gewissen Bedingungen ungehindert wachsen. Volumenschwellen findet also statt, wenn sich Porenkeime bilden und diese durch Absorption von bestrahlungsinduzierten Überschuss-Leerstellen wachsen.

Die auf diese Weise hervorgerufene Aufweitung der Brennstäbe kann zur Verringerung der Kühlkanalquerschnitte führen, so daß der Kühlmitteldurchsatz herabgesetzt und die Wärmeabfuhr beeinträchtigt wird.

Radiale Neutronenflußgradienten können ferner, insbesondere bei Brennelement-

kästen, örtlich unterschiedliche Schwellraten bewirken, die inhomogene Volumenänderungen erzeugen und dadurch die Brennelemente in axialer Richtung verbiegen und ausbeulen.

Dies kann zur gegenseitigen Berührung von benachbarten Brennelementkästen führen. Dabei können sich an den Berührungsstellen bei den herrschenden hohen Betriebstemperaturen und den metallisch blanken Oberflächen mechanisch nicht trennbare Diffusionsschweißverbindungen bilden, welche die Entnahme abgebrannter Brennelemente aus dem Reaktorkern erschweren werden. Um dies zu verhindern muß die Standzeit der Brennelemente reduziert werden, was die Wirtschaftlichkeit von kommerziellen Kernenergieanlagen, zumindest aus heutiger Sicht, in Frage stellen kann.

Die kletternden Versetzungen können außerdem einen Teil des in den Kristalliten des Materials gebildeten Heliums aufnehmen und zu den Korngrenzen hinschleppen. Das in den senkrecht zur Hauptspannung liegende Korngrenzen sich ausscheidende Helium führt zur Bildung und zum Wachstum von Korngrenzenhohlräumen (Cavities). Wachstum und Zusammenwachsen (Coalescence) von Korngrenzenhohlräumen (Cavities) in den senkrecht zur Normalspannung liegenden Korngrenzen, sind aber die eigentlichen Ursachen für das Auftreten der verformungsarmen, interkristallinen Brüche und für die daraus resultierenden Standzeiteinbußen. Dieses Phänomen würde also durch Schadensbildung, das zum Versagen führt (Bersten eines Hüllrohres), die Standzeit eines Brennelementes begrenzen. Es wird ferner angenommen, daß durch die im Kristallit entstehenden Heliumbläschen die Poren - Keimbildungsmechanismen geprägt werden. Die Entstehung von stabilen überkritischen Porenkeimen führt bei den kubisch flächenzentrierten austenitischen Stählen zum Porenwachstum. Das Material quillt auf.

Die vorliegenden Versuchsergebnisse zum Kriech- und Zustandverhalten der drei austenitischen Stähle 1.4981, 1.4988 und 1.4970 und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X [17,25,36,48,51,52,65,70,96,109-117] sowie alle bereits publizierten amerikanischen, britischen und französischen [27-29,34,35,38,39,41,53,54,71,73,74,95,101,104,118,125] Versuchsergebnissen zum In-Reaktor Kriech- und Zeitstandverhalten, wurden mit dem Ziel analysiert, die Zusammenhänge zwischen den "externen Variablen" (Defekterzeugungsrate, Spannung und Temperatur) und den "Reaktionsgrößen" (Kriechverformung, Dehnung bzw. Zeitstandfestigkeit) unter Bestrahlung zu erkunden, um, sofern möglich, phänomenologische Modelle zu erarbeiten, die es gestatten sollten allgemeingültige physikalisch begründbare "Zustandsgleichungen" zur Beschreibung der Phänomene zu formulieren.

## 2. LITERATURÜBERSICHTEN

### 2.1. Thermischaktiviertes Kriechen und Kriechbruch - geschichtliche Entwicklung

Als eine wissenschaftliche Festigkeitsberechnung für den Maschinenbau im neunzehnten Jahrhundert entwickelt wurde, suchte man den Festigkeitsforderungen des Dauerbetriebes durch erfahrungsgemäße Sicherheitsfaktoren gerecht zu werden. Diese Sicherheitsfaktoren sollten es erlauben die "zulässigen Spannungen" zu berechnen, um eine genügende "Sicherheit gegen Bruch" der Bauteile zu gewährleisten. Diese wurden gewöhnlich mit Hilfe des Hooke'schen Gesetzes begründet. Insbesondere wollte man hierdurch auch die mit den Spannungen verbundenen Deformationen innerhalb erträglicher Grenzen halten.

Es zeigte sich aber, daß die genannte Berechnungsweise keineswegs zu befriedigenden Ergebnissen führte, auch dann nicht, wenn sie durch Festigkeitszahlen ergänzt wurde, die sich auf die betreffende Betriebstemperatur bezogen. In vielen Fällen traten mit der Zeit große und des öfteren unzulässige Deformationen auf, die in vielen Fällen zu Bruch führten. Man war mit einem bislang unbekanntem Deformationsphänomen konfrontiert, welches unter Umständen auch zur Zerstörung von Bauteilen führen konnte. Es handelte sich also um ein Phänomen, das eine zeitabhängige bleibende Verformung erzeugte. Diese Erscheinung wurde Kriechen (creep) genannt. Falls das Kriechen mit einem Bruch verbunden ist, spricht man vom Kriechbruch (creep-rupture).

Wenn von vereinzelt Beobachtungen von den Wissenschaftlern des neunzehnten Jahrhundert (Vicat, Weber u.a.) abgesehen wird, kann man sagen, daß die ersten Kriechuntersuchungen von C. Andrade [141] durchgeführt wurden. Andrade gelangte zu der Erkenntnis, daß das Kriechen nicht zum Stillstand kommt, wie dies damals im allgemeinen angenommen wurde. Zu ähnlichen Erkenntnissen kam auch F. H. Norton [142] so daß er, bereits 1929 sein bekanntes und bis in der Gegenwart verwendetes Potenzgesetz formulierte.

Vom ingenieurmäßigen Standpunkt waren die Eigenschaften des einachsigen Kriechens hierdurch genügend geklärt, obgleich noch vieles bezüglich des Kriechbruchs, der damals noch wenig bekannt war, fehlte. Wenig später begründete A. Nadai [143] die Dehnungsverfestigungstheorie. In Amerika beschäftigte man sich frühzeitig mit der technischen Bedeutung des Kriechens. In den 30er Jahren wurde ein großes Sammelwerk herausgegeben, das den damaligen Kenntnisstand des Kriechens metallischer Werkstoffe zusammenfaßte ("High Temperature Creep Characteristic, Creep Data", ASTM 1938). Dabei gelangte man zu der Überzeugung, daß die Stoffwerte des Kriechens viel schwieriger zu messen sind als die Stoffwerte aus Zugversuchen bei Zimmertemperatur. Daher wird vor Extrapolation auf längere Zeiten ausdrücklich gewarnt.

Auch in Deutschland wurde die Bedeutung des Kriechens und des Kriechbruchs

erkannt. Im Laboratorium der I. G. Farben AG wurden Dauerstandsuntersuchungen an einer Reihe von Stählen bei 500°C begonnen [144] und der russische Physiker G.N. Rabotnov führte, unter Berücksichtigung der Boltzmann'schen Funktion [145], neue Gesichtspunkte in der Theorie des Kriechens, ein. Ungefähr zur gleichen Zeit hatten Mott und Nabarro [146] eine Theorie des Kriechens aus Versetzungstheorien vorgeschlagen. Diese war Mitte der dreißiger Jahre ungefähr gleichzeitig von den Physikern Orowan, Polanyi und Taylor zur Erklärung der Diskrepanzen zwischen atomarer und tatsächlicher Festigkeit der kristallinen Metalle begründet worden.

Sherby und Dorn [147] trugen hierzu durch die Vorstellung einer fortlaufenden Auslösung der Versetzungswanderungs-Hindernisse durch Selbstdiffusion wesentliches bei. Die Versetzungstheorien sorgten für vertiefte Einsichten in die Mechanismen des Kriechens und die daraus resultierenden Kriech - Bruch Phänomene.

Die experimentellen Beobachtungen haben gezeigt, daß eine Kriechkurve im wesentlichen drei charakteristische Bereiche enthält:

1. Primärer Kriechbereich (die Dehngeschwindigkeit nimmt mit der Zeit ab),
2. Sekundärer Kriechbereich (die Dehngeschwindigkeit ist konstant) und
3. Tertiärer Kriechbereich (die Dehngeschwindigkeit nimmt stetig zu).

Bei technisch wichtigen Metallen ist die Dehngeschwindigkeit im sekundären Kriechbereich sehr stark von der Spannung abhängig. Die erste und bis in die Gegenwart am häufigsten angewandte Beziehung zur Beschreibung der Spannungsabhängigkeit wurde bereits 1929 von Norton [142] aufgestellt:

$$\dot{\epsilon} = k \sigma^n \quad (1)$$

Soderberg [148] versuchte die Unzulänglichkeiten des Norton'schen Kriechgesetzes zu beheben in dem er für die Spannungsabhängigkeit eine exponentielle Beziehung vorschlug:

$$\dot{\epsilon} = k_1 [\exp(\sigma/\sigma_0) - 1] \quad (2)$$

Die beiden Beziehungen beziehen sich auf den stationären Zustand, der zweifellos der wichtigste Teil des gesamten Kriechgeschehens ist.

Auf der Basis dieser phänomenologischen Beziehung haben Monkman und Grant [176] folgende empirischen Beziehung, zur Beschreibung der Zeitstandfestigkeit (Zeitbruchlinie)

$$t_m(\sigma) = k'/\sigma^{n'} \quad (3)$$

aufgestellt unter der Annahme, daß sekundäre Kriechgeschwindigkeit und Standzeit zueinander reziprok sind.

$$t_m = C/\dot{\epsilon}_s \quad (4)$$

Für den Spannungsexponenten  $n$  des Norton'schen Kriechgesetzes werden experimentelle Werte zwischen 3 und 10, aber auch weit darüber hinaus ermittelt. Die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit reflektierenden Spannungsexponenten  $n'$  liegen in derselben Größenordnung. Es wird generell angenommen, daß  $n$  bzw.  $n'$  von dem Material, dem Werkstoffzustand und der Temperatur abhängig sind. Der empirische Charakter der Beziehungen ist somit offensichtlich. An dieser Stelle sei auf die von Ilschner [177] vertretene Auffassung, bezüglich der Modellkompatibilität hingewiesen, wonach auch eine zunächst durch keine spezielle Theorie begründete "empirische Formel" so gestaltet sein sollte, daß sie mit allgemeinen Modellen im größeren Sachzusammenhang steht und mit deren mathematischer Formulierung kompatibel ist, d.h. nicht in Widerspruch steht. Die Spannungsexponenten müssen daher aus geeigneten oft mehrere Jahre dauernden Experimenten ermittelt werden.

## 2.2. Bestrahlungsinduzierte Deformationsprozesse

### 2.2.1. Chronologischer Überblick

Das Phänomen bestrahlungsinduziertes Kriechen wurde schon sehr früh (bereits 1955) von Konobeevsky et al. im Uranmetall entdeckt [4]. Im Jahre 1959 wurde von Roberts and Cottrell [5] das Phänomen bestätigt. Hesketh war einer der Ersten, der es versuchte das Phänomen des bestrahlungsinduzierten Kriechens theoretisch anzugehen [6]. In der zweiten Hälfte der 60er Jahre wurden von den britischen Wissenschaftlern Lewthwaite, Mosedale, Ward, Leet und Sloss die ersten systematischen Untersuchungen zum Phänomen des bestrahlungsinduzierten Kriechens in austenitischen Stählen publiziert [7,8], worauf in einem kurzen Zeitraum weltweit eine große Anzahl von wertvollen experimentellen und theoretischen Arbeiten folgten.

Das Phänomen des Schwellens wurde erst 1967 von Cawthome and Fulton [9] mit Hilfe des Elektronenmikroskops entdeckt und später durch Dichtemessungen bestätigt. Um den auf dem Gebiet weltweit tätigen Wissenschaftlern die Möglichkeit zum Austausch des sich rasch entwickelnden Zuwaches an Daten und Wissen zu geben, wurden zu diesem Themenkreis bereits im Jahre 1971 zwei internationale Konferenzen abgehalten [10,11].

Seit dieser Zeit wurden große Anstrengungen unternommen um die komplexe Natur der Phänomene theoretisch, experimentell oder auch phänomenologisch zu erschließen. Es erschien eine Vielzahl von Veröffentlichungen die die Einflüsse der Temperatur, der Dosis, der Legierungstypen, der Legierungselemente, des Neutronenspektrums usw. auf die Phänomene untersuchten. Die Theoretiker haben ihrerseits versucht theoretische Modelle mit dem Ziel aufzustellen, die geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen zu erfassen, um die Phänomene beschreiben zu können. Die allerwichtigsten, diese Arbeit tangierenden, Veröffentlichungen sollen nachfolgend kurz erörtert werden.

## 2.2.2. Bestrahlungsinduziertes Kriechen

### 2.2.2.1. *Die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses*

Die lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses wurde bereits Anfang der 70er Jahre durch Walters, Walter und Pugacz [12], für den Stahl AISI 304L, bei einer Testtemperatur von ca. 380°C, d.h. weit unterhalb  $0.5T_g$ , experimentell erfaßt und nachgewiesen. Für Neutronendosen zwischen  $3 \times 10^{21}$  und  $1.4 \times 10^{22}$  n/cm<sup>2</sup> ist die Kriechgeschwindigkeit stationär. Eine Reihe von Autoren haben danach, allerdings ausschließlich unterhalb  $0.5T_g$ , das Phänomen oder die gefundene Abhängigkeit mehrfach bestätigt bzw. übernommen [13,17,25-48,51-58] oder theoretisch begründet [19,21,24]. Im Jahre 1979 wurde von Wassilew, Schäfer, und Anderko, [48,51] erstmals auch bei Temperaturen weit oberhalb  $0.5T_g$  bei dem austenitischen Stahl 1.4970 bestrahlungsinduziertes Kriechen mit einer linearen Spannungsabhängigkeit beobachtet und beschrieben. Schweiger, Jung und Ullmaier [55,57] führten Simulationsexperimente mit 9 MeV Deuteronen bei 300°C mit dem Ziel durch, die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Spannung und der Defekterzeugungsrate zu untersuchen. Für die Untersuchungen verwendeten die Autoren einen kommerziellen AISI 316 Stahl und eine C-, Si- und Mn- arme Version dieses Stahles, beide im kaltverformten Zustand. Die Autoren fanden, daß für die kommerzielle Version dieses Stahles die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Spannung bis zu etwa 250 MPa linear, oberhalb dieser Spannung aber quadratisch ist. Dieser oberhalb der "Übergangsspannung" wirksame bestrahlungsinduzierte Deformationsprozeß konnte, wenn auch nur andeutungsweise, als der von Mansur [49] theoretisch vorausgesagte PAG-Kriechprozeß (Preferred Absorption Glide), identifiziert werden. Diese und andere, bislang unbekannte partielle Zusammenhänge zu diesem ebenfalls bestrahlungsinduzierten Deformationsprozeß, werden in dieser Arbeit kurz erörtert.

In mehreren Veröffentlichungen [27-29,34,36,39,47,63-65] wurde berichtet, daß

die Kriechgeschwindigkeit des beobachteten bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses mit der Zeit monoton zunehmen kann. Die beobachtete monotone Zunahme der Kriechgeschwindigkeit wird von einem Teil der Autoren auf eine während des Kriechprozesses auftretende Änderung der Spannungsabhängigkeit zurückgeführt [39,63-65]. Andere Autoren [25,28,47] führten den beobachteten monotonen Anstieg der Kriechgeschwindigkeit auf eine während des Kriechprozesses ablaufende Änderung des Ausscheidungszustandes und der damit verbundenen Abnahme der Konzentration an gelösten Kohlenstoffatomen zurück. Wieder andere Autoren folgern, auf Grund der simultan sich einstellenden Beschleunigung der Schwellrate, daß die Kriechmechanismen in Wechselwirkung mit den Schwellmechanismen stehen [27,29,36,47,63-65]. In den Arbeiten von Ehrlich und Schneider sowie Herschbach und Ehrlich [64,65,97] wird angenommen, daß der resultierende bestrahlungsinduzierte Deformationsbetrag die Summe aus den Beträgen zweier simultan ablaufende Prozesse ist, die mit dem sogenannten SIPA-Modell bzw. dem I-Kriechmodell beschrieben werden können. Dem SIPA-Modell für bestrahlungsinduziertes Kriechen [19,21,24] zufolge können sich unter dem Einfluß einer äußeren Spannung statistisch gesehen mehr Zwischengitteratome an senkrecht zur Normalspannung ausgerichteten Versetzungen oder Versetzungsringen (Versetzungsloops) anlagern. Die Versetzungen führen dabei Kletterbewegungen aus und erzeugen dadurch makroskopisch meßbare plastische Verformungen. Die bevorzugte Absorption von bestrahlungsinduzierten Zwischengitteratomen an in geeigneter Orientierung zur Normalspannung liegenden Versetzungsloops und Stufenversetzungen können also über Kletterprozesse Kriechverformungen erzeugen.

Dem SIPA - Kriechprozeß sehr ähnlich ist der von Hesketh bereits 1962 [6] vorgeschlagene SIPN - Kriechprozeß (stress induced preferred nukleation), der aus den zu Leerstellenloops kollabierenden Leerstellenagglomeraten entsteht. Bullough and Wood [58] analysierten den Sachverhalt und kamen zu der Schlußfolgerung, daß der SIPN Mechanismus nur in lösungsgeglühten Materialien und nur zu Beginn der Beanspruchung von Bedeutung sein könnte.

Die Kriechgeschwindigkeit des SIPA - Kriechprozesses ist in der einfachsten Form nach Bullough et al. [21] durch folgende Gleichung gegeben:

$$\dot{\epsilon}_{\text{SIPA}} = 0.5\sigma K_D / \mu e_i^{\circ} \quad (5)$$

Hier sind:

- $\dot{\epsilon}_{\text{SIPA}}$  - die Kriechgeschwindigkeit,
- $\sigma$  - die Spannung,
- $\mu$  - der Schermodul,
- $K_D$  - die Defekterzeugungsrate und
- $e_i^{\circ}$  - das Relaxationsvolumen für Zwischengitteratome.



Das SIPA-Modell wurde, insbesondere hinsichtlich einer spannungsinduzierten Diffusionsanisotropie, durch mehrere Autoren zum "SIPA-AD Modell" modifiziert [45,46,75,76,77,90,91,92,93,94,102,103] und wird als theoretische Grundlage dieser Arbeit benutzt.

In dem von Gittus [14] vorgeschlagenen I-Kriechprozeß wird angenommen, daß das bestrahlungsinduzierte Kriechen ein Gleit- Kletterkriechprozeß ist. Die gleitenden Versetzungen können durch Aufnahme von Zwischengitteratomen blockierende Hindernisse überwinden. Die schnelleren Zwischengitteratome annihilieren an den Versetzungen, so daß ein dynamischer Leerstellenüberschuß entsteht, welcher Porenbildung und Porenwachstum fördert. Obwohl dieses Modell einen Gleit- Kletterkriechprozeß beschreibt, und daher eine nichtlineare Spannungsabhängigkeit erwartet werden muß, wird von dem Autor die beobachtete lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit für möglich gehalten. Dieses Modell wird trotz dieser theoretischen Unzulänglichkeit bezüglich der Spannungsabhängigkeit von einigen Autoren immer wieder zur Beschreibung der nichtstationären bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse mit Beginn des Schwellens angewendet [29,31,36,64,65].

Die Kriechgeschwindigkeit des I-Kriechprozesses ist nach Gittus [14] durch folgende Gleichung gegeben:

$$\dot{\epsilon}_I = S\sigma / I \quad (6)$$

Hier sind:

- $\dot{\epsilon}_I$  - die Kriechgeschwindigkeit,
- $\sigma$  - die Spannung,
- S - die abgeschätzte Schwellrate und
- I - die abgeschätzte innere Spannung (Streckgrenze der bestrahlten Probe)

Der I - Kriechmechanismus ist somit direkt proportional zum Schwellen. Im Prinzip dem I-Kriechprozeß sehr ähnlich ist der von Mansur, Coghlan, Reiley und Wolfer vorgeschlagene CC-(cascade creep) Mechanismus [66]. Die Versetzungen können bei CC-Mechanismus durch Absorption sowohl von Leerstellen als auch von Zwischengitteratomen klettern, um Hindernisse zu überwinden, wogegen beim I-Kriechprozeß die Versetzungen nur durch die Absorption von den "Überschuß" - Zwischengitteratomen klettern, um Hindernisse zu überwinden.

### 2.2.2.2. *Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate*

Die Ratentheorie von Brailsford and Bullough [15] läßt, bezüglich der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit ( $\dot{\epsilon}$ ) des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ), nur zwei Möglichkeiten zu:

1. eine lineare Abhängigkeit bzw.
2. eine Wurzelabhängigkeit.

Eine lineare Abhängigkeit zwischen der Defekterzeugungsrate und der Kriechgeschwindigkeit ist zu erwarten, wenn die Annihilation der Punktdefekte der vorherrschende Ausheilprozeß ist. Diese Annihilation wird von dem überwiegenden Teil der Autoren angenommen, obwohl bislang nur wenige es unternommen haben, dies experimentell zu belegen. Eine Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate ist dagegen zu erwarten, wenn die wechselseitige Rekombination der Punktdefekte der dominierende Ausheilprozeß ist.

Bereits 1977 haben Mosedale, Harries, Hudson, Lewthwaite und McElroy [34], bei einer Testtemperatur von ca. 360°C, experimentell recht zuverlässig die Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate für die Stähle En 58B und AISI 316M, beide im kaltverformten Zustand, belegt ohne jedoch auf die gefundene Abhängigkeit näher einzugehen. Im Jahre 1979 fanden Wassilew, Anderko und Schäfer [51], daß sogar bei einer Testtemperatur von etwa 720°C beim Stahl 1.4970 im kaltverfestigten und angelassenen Zustand ( $kv+a$ ) zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate eine Wurzelabhängigkeit besteht. Die beobachtete Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate wurde als Nachweis für die Existenz des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses auch weit oberhalb  $0.5 T_g$  verstanden und gewertet.

Demgegenüber fanden Schweiger, Jung und Ullmaier [55,57] in Experimenten bei 300 MPa, d. h. im Wirkungsbereich des PAG-Kriechprozesses, daß zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate ein linearer Zusammenhang besteht.

### 2.2.2.3. *Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Temperatur*

Bullough et al. [30] haben theoretisch versucht die Temperaturabhängigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses zu analysieren. Die Autoren haben, auf ihre theore-

tischen Betrachtungen sich stützend, die Schlußfolgerung gezogen, daß der bestrahlungsinduzierte SIPA-Kriechprozeß athermisch ist. Gilbert and Bates [29] haben die In-Reaktor Kriecheigenschaften des kaltverformten AISI 316 Stahles im EBR-2 bei verschiedenen Temperaturen im Bereich zwischen etwa 375 und 575°C untersucht und fanden u. a., daß der bestrahlungsinduzierte plastische Verformungsbetrag zwar eine schwache aber deutlich ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweist. Die Autoren haben für den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß in dem experimentell erfaßten Temperaturbereich eine scheinbare Aktivierungsenergie von etwa 0.7 eV bzw. 16 kcal/Mol ermittelt. Die Kriechgeschwindigkeit nimmt in diesem Temperaturbereich um den Faktor 2.5 zu. Weiner, Foster und Boltax [43] hingegen haben für den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß eine aus dem Interstitiellen-Loopwachstum resultierende andere Temperaturabhängigkeit abgeleitet, für die die Autoren allerdings keinen mathematischen Formalismus angeben.

### 2.2.3. Bestrahlungsinduzierter Schadensakkumulationsprozeß - Heliumversprödungsmechanismen -

Über den Einfluß eines schnellen Neutronenflusses auf das Versagensverhalten von austenitischen Stählen, insbesondere bei Temperaturen oberhalb etwa 500°C, wurde bislang nur wenig publiziert. Beachtet man dabei, daß die Betriebstemperatur der Brennstäbe eines Na-gekühlten Brütters je nach Konzept etwa 620°C erreicht, die maximale Auslegungstemperatur sogar bei 685°C liegt, ist dies überraschend. Andererseits sind die bisher erzielten Ergebnisse uneinheitlich. So haben die Untersuchungen von Laue, Gast u.a. gezeigt, daß die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle, während Bestrahlung bei Temperaturen zwischen 600 und 700°C, bis auf etwa 45 bis 65% des Wertes des unbestrahlten Materials absinken kann [104-117]. Für die auftretende Abnahme der Zeitstandfestigkeit machte man vor allem die Heliumversprödung verantwortlich [2,109-117].

Zu diesem Themenkreis wurden auch Zyklotron (in - beam) Experimente vor allem von der Jülicher Gruppe [119-121,124] durchgeführt, um den Einfluß des Heliums und der Punktdefekterzeugung auf die Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle zu untersuchen. Die Autoren fanden, daß die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle durch kontinuierlich gebildete Punktdefekte mit simultan implantiertem Helium erheblich erniedrigt wird. An dieser Stelle sollten die in den Druckwasser-Reaktoren von Garzarola et al. durchgeführten Zeitstand- und Kriechexperimente [122,123] nicht unerwähnt bleiben, da die auftretenden Brüche, nach den in dieser Arbeit erfaßten Zusammenhänge und den aufgestellten Modellen und Zustandsgleichungen, infolge des bestrahlungsinduzierten Heliumblasenwachstum entstehen.

Puigh und Schenter [125] dagegen fanden, daß die Zeitstandfestigkeit des Ti-

modifizierten AISI 316 Stahles durch den schnellen Neutronenfluß bei 575, 605, 670 und 750°C kaum verändert wird.

Boutard et al. [126] bestätigten, daß bei Temperaturen oberhalb 600°C die Zeitstandfestigkeit der beiden austenitischen Stähle AISI 316 und AISI 321 vom schnellen Neutronenfluß unabhängig ist.

Auch Lovell u. a. [118] untersuchten den Einfluß des Neutronenflusses auf die Zeitstandfestigkeit des AISI 316 Stahles bei 650°C in dem EBR-2 Reaktor und fanden, daß die Zeitstandfestigkeit dieses Stahles während Bestrahlung sich nicht ändert. Ferner fanden sie, daß die Temperaturabhängigkeit der geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen sowohl des thermisch aktivierten als auch des bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesses die gleiche ist. Die scheinbare Aktivierungsenergie des geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismus wurde von den Autoren mit 2.86 eV angegeben. Ihre Gleichung vermag die Temperaturabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit bei Temperaturen oberhalb etwa 600°C noch am besten zu beschreiben. Die dabei beobachtete leicht erhöhte In-Reaktor-Zeitstandfestigkeit resultiert nach Auffassung der Autoren [118] aus der dynamischen Verfestigung, die zu einer Verlängerung des sekundären Kriechbereiches führt. Die beobachteten Veränderungen der Zeitstandfestigkeit sind in aller Regel auf die versprödende Wirkung des Heliums und des Schwellens zurückzuführen.

Die Theoretiker versuchten die beobachteten Phänomene modellmäßig zu erfassen, um somit einer zielorientierten Materialentwicklung die notwendige Unterstützung zu gewähren.

Das von Trinkaus und Ullmaier [130] und Trinkaus [134,137,139] vorgeschlagene Modell der heliuminduzierten Versprödung befaßt sich der Zielsetzung folgend ausschließlich mit der Heliumblasen - Nukleation und dem Wachstum in den Korngrenzen der zur Versprödung neigenden austenitischen Stähle und Ni-Basislegierungen. Das Modell basiert auf der klassischen Keimbildungstheorie, wobei der hohe Gasdruck in den Embryos die treibende Kraft zur Überwindung der Keimbildungsbarriere darstellt. Für das Blasenwachstum wurde von den Autoren eine Beziehung formuliert, die der von Hull and Rimmer [128] zur Beschreibung des Cavity-Wachstum verwendeten sehr ähnlich ist. Es wird ferner angenommen, daß die Wachstumsprozesse diffusionsgesteuerten Mechanismen gehorchen.

Bullough et al. [131] haben in Ihre Arbeit den Einfluß der Spannung auf die Blasenwachstumsgeschwindigkeit in austenitischen Stählen während Bestrahlung analysiert. Die Autoren haben, in Anlehnung an die experimentellen Befunde von Wassilew, Schäfer und Anderko [117] und unter Anwendung des von Brailsford und Bullough [15] erarbeiteten Modells zur Beschreibung des Heliumblasenwachstums während Bestrahlung, ein Modell zur Beschreibung der In-Reaktor Zeitstandfestigkeit entwickelt. Dem Modell folgend ist die Standzeit während Bestrahlung reziprok proportional zum Quadrat der Span-

nung. Als Schädigungsmechanismus wird gasgetriebenes Korngrenzen - Heliumblasenwachstum genannt. Die Autoren haben ferner den von Wassilew, Schäfer und Anderko [51] bei einer Temperatur von 720°C beobachteten bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß als den von Harris [129] vorgeschlagenen "jacking Mechanismus" interpretiert.

Wood und Kear [135] haben die von Bullough et al. [131] vorgeschlagene Gleichung um einen Temperaturgradienten mit dem Ziel erweitert, die Dichte der in den Korngrenzen angekeimten Heliumblasen zu erfassen und die Standzeit vorzuberechnen.

Alhajj [138] modellierte in seiner Dissertation theoretisch die Heliumversprödung. Er behandelte dabei ausführlich eines der wichtigsten und nur während Bestrahlung wirksamen Phänomene, nämlich die Wiederauflösung von Heliumclustern infolge der Stoßprozesse. Der Autor kam zu der Auffassung, daß die Wiederauflösung von primärer Bedeutung zur Beschreibung der Heliumblasenbildung und des Wachstums ist. Die zuverlässige Erfassung des Phänomens ist allerdings nur mit Hilfe von Experimenten möglich.

In den besprochenen theoretischen Ansätzen wird eine simple Form des Heliumgastransports zu den Korngrenzen angenommen ohne der notwendigen Berücksichtigung der treibenden Kräfte Rechnung zu tragen.

Da bestrahlungsinduziertes Schwellen und bestrahlungsinduziertes Kriechen synchron zueinander verlaufen liegt die Frage nahe, ob sie unabhängig voneinander ablaufen oder sich gegenseitig beeinflussen. Beispielsweise können - bei Bestrahlungstemperaturen unterhalb etwa 580°C - in den austenitischen Stählen und den Ni-Basislegierungen neben den bestrahlungsinduzierten Kriechverformungen auch Schwellverformungen entstehen. Die Schwellverformungen sind das Ergebnis aus der Bildung und dem Wachstum von Poren. Porenbildung und Porenwachstum läuft in diesem Temperaturbereich mit dem Kriechprozeß simultan ab. Die Poren werden durch die Agglomeration von Leerstellen gebildet und durch den Zufluß von solchen können sie wachsen. Die gemessenen Verformungen sind in solchen Fällen komplexe integrale Meßgrößen, so daß jede partielle Reaktionsgröße nur indirekt ermittelt werden muß.

Die uns interessierenden bestrahlungsinduzierten Kriechverformungen können aus den experimentell gemessenen Gesamtverformungen nur dann ermittelt werden wenn man die Schwellverformung derselben Probe kennt. Der Differenzbetrag aus der Gesamtverformung und dem Schwellbetrag könnte dann die gesuchte Kriechverformung repräsentieren, wie dies z.B. aus den Untersuchungen von Ehrlich und Schneider entnommen werden konnte [65].

Subtrahiert man dagegen von dem Gesamtverformungsbetrag (TOT. DEF.) die Schwellverformung (SWO) einer identischen unter äquivalenten Bedingungen jedoch spannungsfrei bestrahlten Probe, so wird man zwischen der auf dieser Weise experimentell ermittelten Kriechverformung und der mit der Zustandsgleichung des SIPA-AD Kriechprozesses berechneten Kriechverformung einen systematischen Fehlbetrag feststellen kön-

nen. Es konnte daraus geschlossen werden, daß zwischen den beiden Prozessen, dem Kriechprozeß und dem Porenbildungs- bzw. dem Porenwachstumsprozeß, Wechselwirkungen auftreten. Dieser aus den Durchmessererweiterungen von Kriech- bzw. spannungslos bestrahlten Schwellproben ermittelte Differenzverformungsbetrag enthält, neben der bestrahlungsinduzierten Kriechverformung, noch einen zusätzlichen Deformationsbetrag. Der Letztere stammt also aus einem sich den beiden bereits bekannten Prozesse überlagernden Prozeß. Dieser wurde bereits 1975 von Bates und Gilbert [22,29] und später auch von Flinn, McVay und Walters [27] sowie von Ehrlich und Schneider [65] beobachtet und als spannungsgetriebene Schwelldeformation interpretiert.

### 3. ZIELSETZUNG

Die Beschreibung der in dieser Arbeit behandelten bestrahlungsinduzierten Deformations- und Schadensakkumulationsmechanismen geht davon aus, daß die beobachtbaren Makroprozesse aus zahlreichen Elementarprozessen zusammengesetzt sind.

Unter Makrozustand versteht man dabei die Gesamtheit der Mikrozustände, die gleiche Mittelwerte aufweisen; also die Gesamtheit dessen, was beobachtbar ist. Die Zustandsfunktion, die den Makrozustand thermodynamisch charakterisiert - also den statistischen Mittelwert der nicht beobachtbaren Mikrozustände wiedergibt - ist die bereits 1850 von Rudolf Clausius eingeführte Größe die Entropie, die später von Boltzmann als Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit des jeweiligen physikalischen Zustandes eines Systems gedeutet wurde. Es soll versucht werden, eine analoge Funktion mathematisch zu formulieren, die die bestrahlungsinduzierten und thermisch aktivierten Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse erfaßt.

Solche Prozesse, zu deren Mechanismen u. a. die Diffusion [150], die innere und äußere Reibung, sowie die Energiezufuhr durch Strahlung gehören, sind irreversibel [149].

Die irreversiblen Prozesse zeichnen sich durch folgende Merkmale aus:

1. Alle irreversiblen Vorgänge verlaufen von selbst nur in einer Richtung.
2. Bei allen irreversiblen Vorgängen wird Arbeit "vergeudet".
3. Irreversible Vorgänge führen zu bleibenden Zustandsänderungen.

Prozesse, wie die hier betrachteten Verformungs- oder Schadensakkumulationsprozesse sind zeitabhängig. Das System befindet sich zu jedem Zeitpunkt in einem anderen Zustand; denn jede physikalische Größe des Systems hat in jedem Zeitpunkt einen bestimmten Wert. So hat z. B. der Verformungsbetrag wie auch die Spannung, die Temperatur, Energie, die Entropie und was das System sonst an Kenngrößen besitzt in jedem Au-

genblick einen bestimmten Wert. Bleibt der Zustand konstant ist das System im Gleichgewicht, ändert er sich mit der Zeit, handelt es sich um einen Ungleichgewichtszustand.

Der Definition eines Ungleichgewichtszustandes entsprechend, weist ein Werkstoff im Ungleichgewicht zeitabhängige Veränderungen auf. Die Zeitabhängigkeit bestimmt, mit welcher Geschwindigkeit sich der Übergang vom Ungleichgewichts- zum Gleichgewichtszustand vollzieht, d.h. sie bestimmt die Kinetik des Vorganges - die Diffusionsgeschwindigkeit. Diese, den zeitlichen Ablauf eines Vorganges bestimmende Geschwindigkeit, läßt sich mathematisch mit dem Arrheniusansatz

$$dv / dt = a \cdot \exp(- \Delta H / kT) \quad (7)$$

beschreiben.

Hier sind:

- dt - der Zeitabschnitt,
- dv - das aktivierte Volumen,
- dv/dt - die Ablaufgeschwindigkeit,
- a - der Proportionalitätsfaktor,
- k - die Boltzmann-Konstante,
- $\Delta H$  - die Aktivierungsenthalpie und
- T - die absolute Temperatur.

Aus der atomistischen Deutung der Arrheniusgleichung folgt, daß das aktivierte Volumen pro Volumeneinheit jenen Anteil von "Bausteinen" repräsentiert, der die Aktivierungsenthalpie zum Übergang in den Gleichgewichtszustand besitzt (Maxwell- Boltzmann- Verteilungsgesetz). Die Aktivierungsenthalpie im Arrheniusansatz läßt sich experimentell aus Messungen der Ablaufgeschwindigkeit des jeweiligen Prozesses bei verschiedenen Temperaturen ermitteln.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, zusammenfassend und ohne Anspruch auf Vollständigkeit Gleichungen vorzustellen, die den Zustand eines Werkstoffes unter Bedingungen

1. des bestrahlungsinduzierten Kriechens (Irradiation Induced Creep - IIC),
2. des bestrahlungsinduzierten Schwellens (Swelling - SW0),
3. des kriechgetriebenen Schwellens (Creep Driven Swelling - CDS) und
4. der Schadensakkumulation infolge bestrahlungsinduzierter Kriechverformung -  
(Zeitstandfestigkeit unter Neutronenbestrahlung;  
Time to Rupture during Irradiation - TRI)

beschreiben.

Die Gleichungen basieren auf der bereits 1930 von W. Schottky und C. Wagner [151] erstmalig zur Behandlung von Festkörperreaktionen gegebenen statistisch-thermodynamischen Theorie der festen Körper - auch "Fehlordnungstheorie" der Kristalle genannt. Diese beruht auf Transportgleichungen für Teilchen, bei denen die Teilchen infolge statistischer Bewegung, im allgemeinen unter dem Einfluß eines äußeren Potentials, transportiert werden. Solche Transporterscheinungen sind irreversibel, d.h. nicht umkehrbar.

#### **4. VERSUCHSDURCHFÜHRUNG**

##### **4.1. Versuchswerkstoffe**

Für die in Reaktor Zeitstand- und Kriechexperimente wurden Druckröhrchen mit den nominellen Abmessungen 6.00mm Außendurchmesser und 0.38mm Wandstärke bzw. mit den nominellen Abmessungen 7.6mm Außendurchmesser und 0.5mm Wandstärke verwendet [106].

Analysiert wurden bislang nur die Versuchsergebnisse der unter Bestrahlung durchgeführten Zeitstand- und Kriechexperimente an Proben der austenitischen Stähle 1.4981, 1.4988 und 1.4970 und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X. Die chemischen Analysen der verwendeten Hüllrohrproben, nach Werkstoffen und Chargen geordnet, sind in Tabelle 1 (vgl. Anhang) zusammengestellt.

Um auch den Einfluß der mechanisch-thermischen Vorbehandlung der Stähle auf das Zeitstand- und Kriechverhalten unter Bestrahlung erfassen zu können, wurden Proben aus unterschiedlich behandelten Hüllrohren untersucht.

Angaben über die Werkstoffzustände der bislang analysierten austenitischen Stähle enthält Tabelle 2 (vgl. Anhang)

##### **4.2. Bestrahlungseinrichtung, Probenarten und Beanspruchungszustand**

Die Bestrahlungseinrichtung ist eine vollinstrumentierte mit Temperatur- und Druckregeleinrichtungen versehene Anlage [105,107,108]. Sie erlaubt für jede Probe die Prüftemperatur und den Gasdruck während der Versuchszeit separat zu messen, zu regeln und kontinuierlich zu registrieren.

In der mit Schutzgas durchströmten Bestrahlungskapsel sind acht 45mm lange Druckröhrchen integriert. Die Proben wurden aus nahtlosen Präzisionsrohren für Brüter-Brennstabhüllen gefertigt. Der Aufbau einer Druckrohrprobe mit integriertem Heizwendel geht aus der Darstellung in Abb. 1 hervor.



Die Wärmemenge, die notwendig ist, um die gewünschte Probertemperatur erhalten zu können, wird durch die  $\gamma$ -Strahlung und durch den eingebauten Heizwendel zugeführt. Das im Inneren der Proben integrierte Heizelement erlaubt die Versuchstemperatur beliebig, zwischen ca. 500 und 800°C, einzustellen.

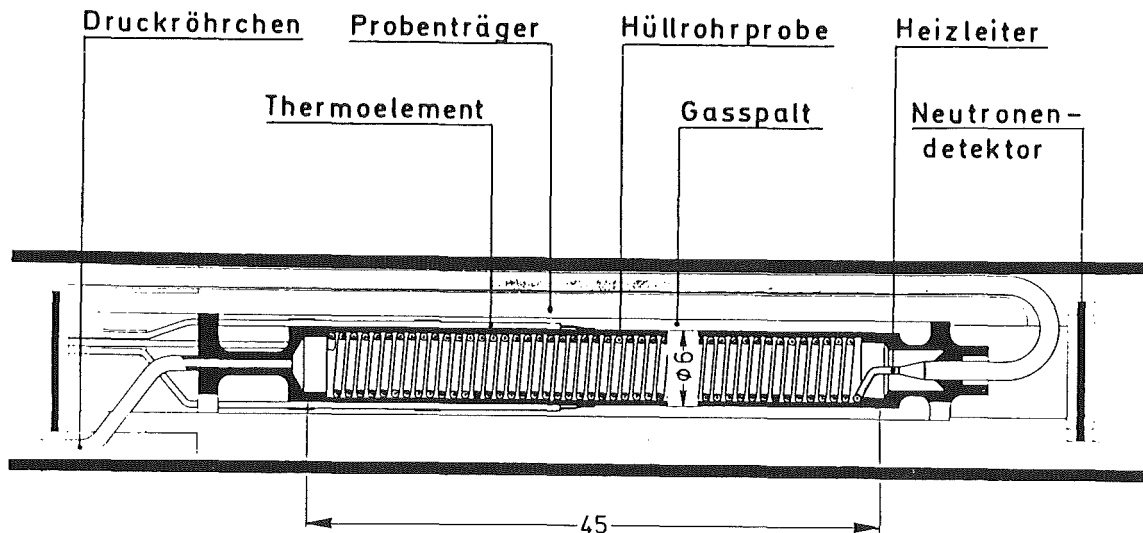


Abb. 1 Aufbau der mit Gasinnendruck beanspruchten Röhren-Kriechprobe (Mol-2 Experimente)

Die Probertemperatur wurde mit drei ummantelten Chromel-Alumel-Thermoelementen in der Mitte und in einem Abstand von 10mm beidseitig der Mitte gemessen, registriert und auf  $\pm 2$  K konstant gehalten.

Der Helium-Innendruck kann stufenlos eingestellt werden und wird während der gesamten Versuchszeit konstant gehalten und kontinuierlich registriert. Da der Gasdruck jedes einzelnen Druckröhrchens separat registriert wird, kann aus dem Druckabfall auf dem Schreiber die Standzeit ( $t_m$ ) der Probe ermittelt werden.

Vor dem Einbau der Proben in den Bestrahlungseinsatz wurden die Durchmesser mit einer Mikrometerschraube vermessen. Die Genauigkeit der Durchmesserbestimmung lag bei  $\pm 1 \mu\text{m}$ .

Die tangentielle Kriechaufweitung der in-pile getesteten Proben konnte damit aus der Durchmesserzunahme der Druckröhrchen ermittelt werden.

Diese Art mechanischer und thermischer Belastung der Mol-2 Proben entspricht allerdings nicht der Beanspruchungsart eines Brennstabhüllrohres, da sich dort einem über

die Betriebszeit ansteigenden Spaltgasdruck der Brennstoffdruck überlagert. Eine weitere Vereinfachung bei den Mol-2 Experimenten im Vergleich zu einem Brennstabhüllrohr besteht darin, daß bei den Druckröhrchen keine "thermischen" Spannungen, infolge eines radialen Wärmeflusses, auftreten. Während sich unter den Betriebsbedingungen eines mit Oxidbrennstoff betriebenen Brutreaktors in der Hüllrohrwand ein Temperaturgradient von etwa 50 K einstellt, sind die auftretenden Temperaturdifferenzen in der Wand der Mol-2 Druckröhrchen nur 2-3 K.

#### 4.3. Bestrahlungsbedingungen

Die Bestrahlungseinsätze wurden im Inneren der konzentrisch aufgebauten mehrschaligen Brennelemente des Reaktors BR2/Mol eingesetzt. Es wurden insgesamt 47 Einsätze mit jeweils 8 Proben bestrahlt. Die Einsätze wurden in verschiedenen Positionen des Reaktorkerns bestrahlt, so daß sowohl in Abhängigkeit von der axialen Position der Proben im Einsatz als auch in Abhängigkeit von der Position des jeweiligen Brennelementes im Reaktorkern unterschiedlich hohe Neutronenflüsse ergaben.

In Abb. 2 sind die mit Hilfe von eingebauten Detektoren gemessenen und zeitlich gemittelten Neutronenflüsse entlang des Probenbereiches eines Einsatzes für eine gegebene Position im Reaktorkern aufgetragen.

Man erkennt daraus, daß der schnelle Fluß sich über die Länge des Einsatzes etwa um den Faktor 2 ändert, so daß die Proben in Abhängigkeit von der axialen Position im Einsatz etwa um denselben Betrag unterschiedliche Fluenz pro Zeiteinheit akkumulieren.

Die Tabellen 3 bis 24 enthalten die für die Analysen der Zusammenhänge benötigten probenspezifischen Angaben über die externen Variablen:

- \* Prüftemperatur ( $\theta$ ),
- \* Prüfspannung ( $\sigma$ ) und
- \* Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) sowie

die Reaktionsgrößen

- \* Standzeit ( $t_m$ ),
- \* Kriechverformung ( $\epsilon$ ) oder Bruchdehnung ( $A_u$ ).

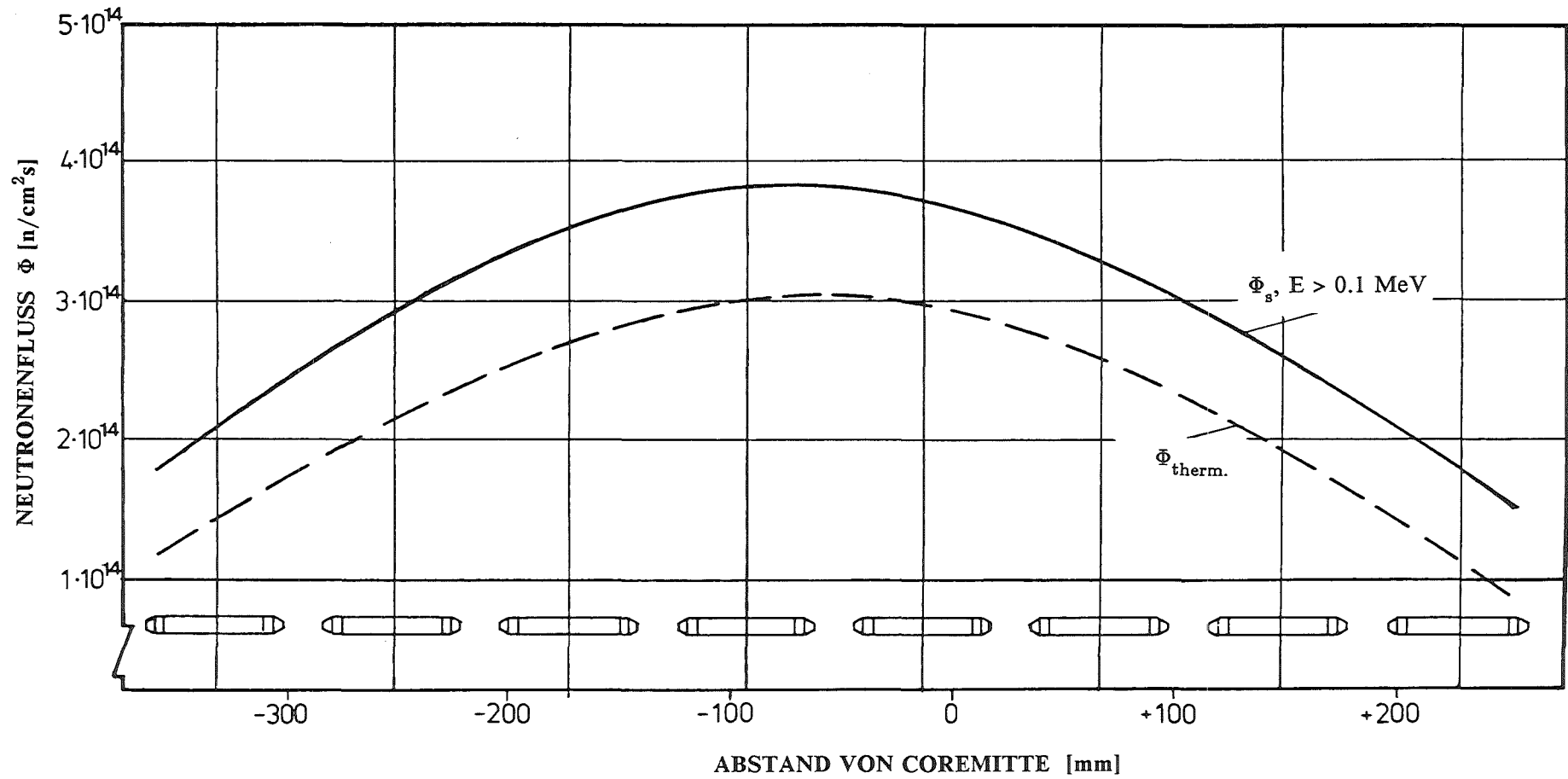


Abb. 2 Schneller bzw. thermischer Neutronenfluß im BR-2 Reaktor entlang der Mol-2 Bestrahlungseinrichtung

Das über  $(n,\alpha)$ -Reaktionen gebildete Helium, das sich in Form von Bläschen sowohl in der Matrix als auch an den Korngrenzen ausscheidet, wird als Hauptursache für das Auftreten der Heliumversprödung angesehen [1,2]. Diese führt zu einer Abnahme der Zeitstandfestigkeit ( $R_{m t/\theta}$ ) und einer Reduktion der Bruchdehnung [109-117,27,28]. Während in thermischen Reaktoren das Helium vorwiegend über die  $B^{10} (n,\alpha) Li^7$ -Reaktion sowie über die  $Ni^{58} (n,\gamma) Ni^{59} (n,\alpha) Fe^{56}$  - Doppelreaktion erzeugt wird [152], sind in schnellen Reaktoren praktisch alle Legierungselemente an der Heliumerzeugung beteiligt.

Die Heliumkonzentration und das Verhältnis Helium zu DPA sind sowohl von der chemischen Zusammensetzung des Werkstoffes als auch von dem Neutronenspektrum des Reaktors abhängig. Beide Größen werden immer wieder im Zusammenhang mit den mechanischen Eigenschaften (Versprödungsphänomene) bzw. mit der Übertragbarkeit von experimentell ermittelten Zusammenhängen aus einem Reaktor auf andere Reaktoren diskutiert. Beide sind auch für die in diesem Bericht behandelten Phänomene, nämlich den Schadensakkumulationsmechanismus (Zeitstandverhalten während Bestrahlung) und den bestrahlungsinduzierten Kriechmechanismus von Bedeutung.

Da die Wirkungsquerschnitte der an der Heliumerzeugung beteiligten Legierungskomponenten von der Neutronenenergie abhängen, sind auch die entstehenden He - Mengen für ein gegebenes Neutronenspektrum nur von der chemischen Zusammensetzung abhängig. Dies geht aus den für die Stähle 1.4981 in Abb. 3 und 1.4970 in Abb. 4 exemplarisch dargestellten Fluenzabhängigkeiten der akkumulierten Heliummengen hervor.

In Abb. 3 ist die in Abhängigkeit von der Neutronendosis akkumulierte Gesamtheliummenge des Stahles 1.4970 (Chg. 8-29052), als Summe der aus den entsprechenden Legierungselementen über  $(n,\alpha)$ -Reaktionen mit schnellen bzw. thermischen Neutronen entstehenden Teilmengen, dargestellt.

In Abb. 4 ist die Gesamtheliummenge des Stahles 1.4981 (Chg. HV139), ebenfalls in Abhängigkeit von der Neutronendosis als Summe der Teilmengen, dargestellt. Man erkennt aus dem Vergleich der beiden Diagramme, daß die unterschiedlichen Gesamtheliummengen für eine gegebene Neutronendosis sich im wesentlichen nur infolge der ungleichen Borgehalte ergeben.

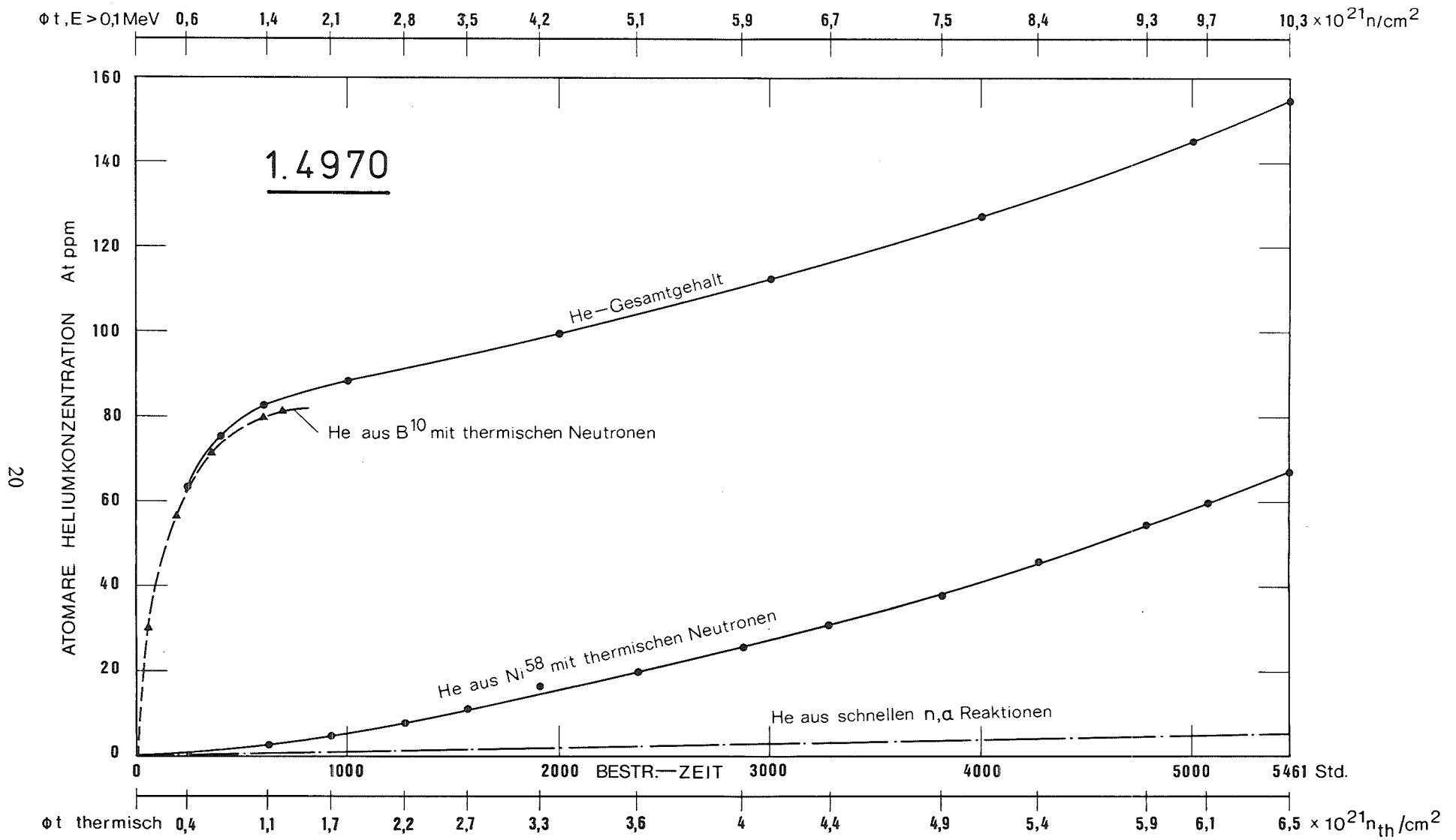


Abb. 3 Heliumkonzentration im Stahl 1.4970 in Abhängigkeit von der Neutronendosis bei Bestrahlung im BR-2 Reaktor

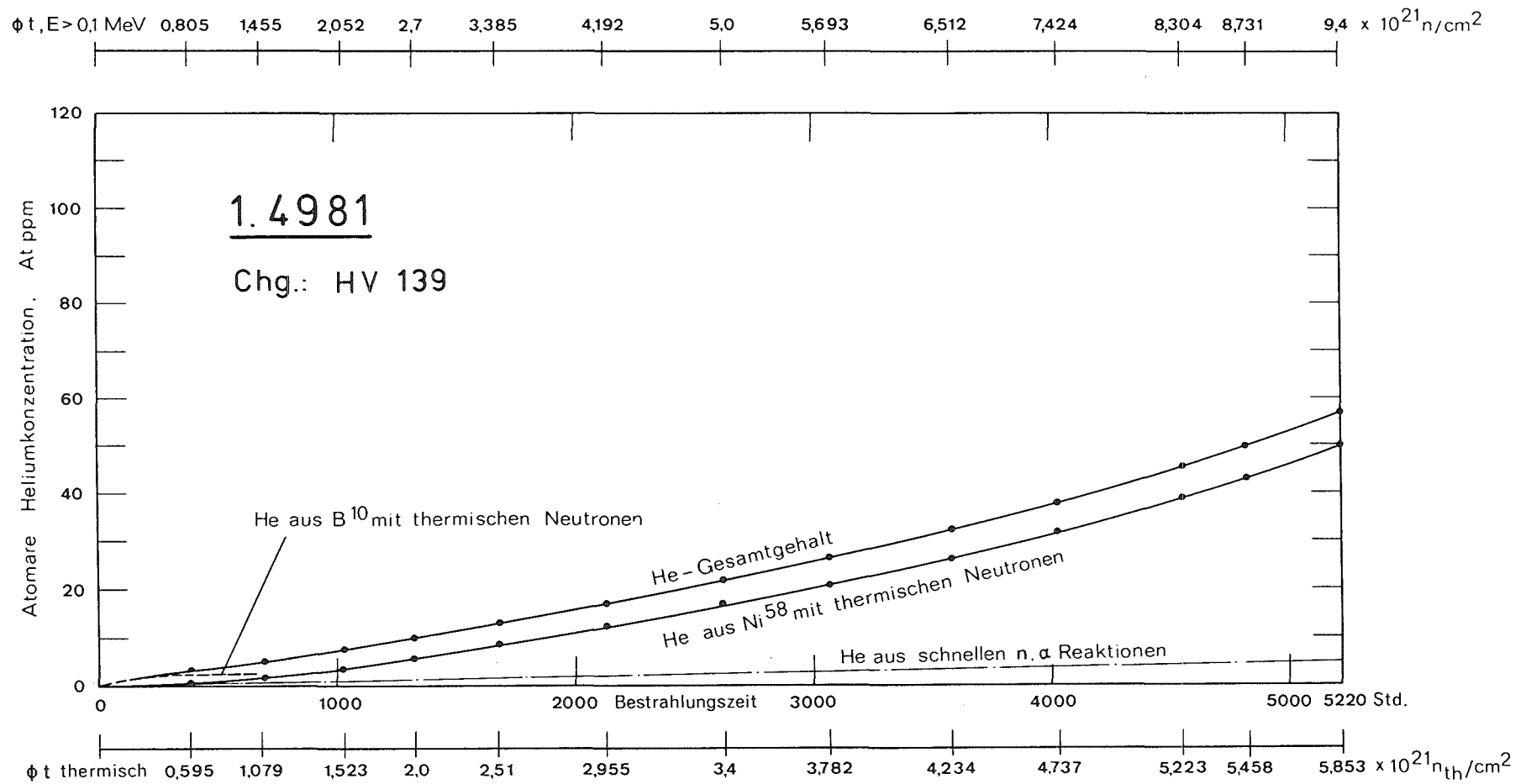


Abb. 4 Heliumkonzentration im Stahl 1.4981 in Abhängigkeit von der Neutronendosis bei Bestrahlung im BR-2 Reaktor

#### 4.4. Ermittlung der Spannungen und der Dehnungen

Um einen Vergleich der Zeitstand- und Kriecheigenschaften aus Versuchen mit unterschiedlichem Spannungszustand, beispielsweise bei Zug- und Rohrinndruckbelastung, vornehmen zu können ist es notwendig, für das mit Gasinnendruck belastete Rohr eine Vergleichsspannung ( $\sigma_{eq}$ ) zu berechnen. Die Vergleichsspannung ( $\sigma_{eq}$ ) gibt an, welche Spannung ( $\sigma$ ) im einaxialen Zeitstandversuch das gleiche Materialverhalten wie in dem durch Innengasdruck belasteten Rohr bewirkt.

Die Vergleichsspannung der Druckröhrchen, die einem einachsigen Spannungszustand äquivalent ist, wurde daher unter Zugrundelegung der von Mises'schen Invariantentheorie berechnet.

In einem Rohr, das unter Innendruckbelastung steht, werden Spannungen erzeugt, die in drei senkrecht aufeinander stehenden Hauptspannungsrichtungen zusammengefaßt werden können. Die drei Hauptspannungsrichtungen liegen entsprechend der Rohrgeometrie in tangentialer, axialer und radialer Richtung. Die drei Hauptspannungen können aus dem Innendruck und den Rohrabmessungen für jeden Ort der Rohrwand berechnet werden [154].

Damit können gleiche Belastungsfälle bei unterschiedlichen Rohrabmessungen berechnet werden. Bei den hier vorliegenden relativ dünnwandigen Rohren genügt es allerdings die mittleren Spannungen zu berechnen und die Ortsabhängigkeit zu vernachlässigen. Je dünnwandiger ein Rohr ist, desto geringer sind bei gleicher Materialbeanspruchung die Spannungsunterschiede in der Rohrwand.

Die Tangentialspannung wird mit der Kesselformel berechnet:

$$\sigma_t = p_i \cdot d_i / (d_a - d_i) \quad (8)$$

Darin bedeuten  $p_i$  - Rohrinndruck,  $d_a$  und  $d_i$  - Rohraußen- und -innendurchmesser.

Unter der Annahme folgender Vereinfachung für die Axialspannung  $\sigma_a$

$$\sigma_a = \sigma_t/2 \quad (9)$$

und unter der Annahme, daß die Radialspannung:

$$\sigma_r = 0 \quad (10)$$

ist, ergibt sich für  $\sigma_{eq}$  folgende Näherungslösung:

$$\sigma_{eq} = (1/2 \sqrt{3}) \cdot \sigma_{t,m} \quad (11)$$

Analoges gilt für die Vergleichsdehnung  $\varepsilon_{\text{eq}}$ , so daß man für die Vergleichsdehnung folgende Näherungslösung angeben kann:

$$\varepsilon_{\text{eq}} = (2/\sqrt{3}) \cdot \varepsilon_{\text{t,m}} \quad (12)$$

Aus technischen Gründen kann nur die Tangentialdehnung und diese auch nur an der Rohraußenwand gemessen werden. Für genauere Berechnungen der Vergleichsdehnung kann nach Soderberg [155,156] bei dünnwandigen Rohren die mittlere Tangentialdehnung  $\varepsilon_{\text{t,m}}$  aus der meßbaren äußeren  $\varepsilon_{\text{t,a}}$  berechnet werden.

$$\varepsilon_{\text{t,m}} = [1 + s_o / (d_a - s_o)]^2 \cdot \varepsilon_{\text{t,a}} \quad (13)$$

$$s_o = (d_a - d_i) / 2 \quad (14)$$

In dieser Arbeit werden die Dehnungen als die berechneten Äquivalentdehnungen der Rohrmittenwand ( $\varepsilon_{\text{eq}}$ ) angegeben. Ebenso wird die nominelle, d.h. die auf die Ausgangsabmessungen des Rohres bezogene Vergleichsspannung ( $\sigma_{\text{eq}}$ ) der Rohrwandmitte verwendet, weil die wahre Spannung von der Dehnung und damit von der Zeit abhängig ist.

Da jedoch nicht wenige der in-pile Zeitstand- und Kriechproben nicht immer bis zum Zeitpunkt des Berstens der Beanspruchung ausgesetzt waren, wird in den Darstellungen zwischen geborstenen und nicht geborstenen Proben unterschieden.

Für die vorgenommenen Analysen des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses sind die Versuchsergebnisse, sowohl der geborstenen als auch der nicht geborstenen Proben, voll verwertbar, wogegen bezüglich des daraus resultierenden Schadensakkumulationsprozesses hauptsächlich die Versuchsergebnisse der geborstenen Proben vollwertige Aussagen liefern.

Die in den Tabellen 3 - 24 angegebenen Versuchszeiten sind daher nur dann mit der Standzeit identisch, wenn die Proben geborsten sind. Bei den nicht geborstenen Proben ist die angegebene Versuchszeit kleiner als die zugehörige Standzeit ( $t_m$ ). Diese markiert daher nur den Zeitpunkt des vorzeitigen Abbruches des Experimentes.

Die Kenntnis der experimentspezifischen Versuchsabläufe, die über die Einhaltung der externen Variablen Aussagen liefern, ermöglichten es jedes einzelne Experiment entsprechend zu bewerten, um nicht alle experimentellen Daten als gleichwertig zu betrachten.

Für jeden Meßpunkt der in-pile Experimente wurde außerdem eine individuelle Fehlerrechnung durchgeführt, um feststellen zu können, inwieweit die aus den Versuchsergebnissen entnommenen Zusammenhänge belastbar sind.



Die tangentielle Kriechaufweitung der in-pile getesteten Proben wurde aus der Durchmesseränderung nach der Bestrahlung ermittelt.

Die Zeitstand- und Kriechexperimente wurden zur Bestimmung der Standzeit- und der Kriechverformung unter Neutronenbestrahlung vorwiegend bei Temperaturen zwischen 600 und 750°C konzipiert [105,107,108]. Einige der insgesamt etwa 240 bislang analysierten Einzelexperimente wurden bei Temperaturen zwischen etwa 300 und 390°C durchgeführt. Von den in den Mol-2 Experimenten untersuchten Werkstoffen wurden bislang nur die beiden NB-stabilisierten Stähle 1.4981 und 1.4988 sowie der Ti-stabilisierte Stahl 1.4970 analysiert, um die gefundenen partiellen Zusammenhänge zwischen den externen Variablen

- \* Spannung ( $\sigma$ ),
- \* Neutronenfluß ( $\Phi$ ) bzw. Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) sowie
- \* Temperatur ( $\theta$ )

und den Reaktionsgrößen :

- \* Kriechverformung ( $\epsilon$ ),
- \* Bruchdehnung ( $A_u$ ),
- \* Volumenzunahme ( $\Delta V/V_0$ ) sowie
- \* Standzeit ( $t_m$ )

sowohl überprüfen und bestätigen zu können als auch, wenn möglich, z.B. die Aktivierungsenthalpien und die Diffusionskoeffizienten, präziser zu ermitteln, wurden sowohl die "Ripceex-I" [36,52] und "Mol-5B1" bis "Mol-5B10" [17,25] Versuchsergebnisse, die publizierten und analysierbaren französischen, britischen und amerikanischen Experimente [27-29,34,35,38,39,41,53,54,71,73,74,95,101,104, 118,125] und die Brennstabbestrahlungsexperimente "Mol-7B" [167,168], "DFR-330", "Rapsodie" [163], u. a. herangezogen. In diesen Experimenten wurden die Hüllen der Brennstäbe brüternahen Betriebsbedingungen ausgesetzt, so daß die gemessenen Verformungen oder die aufgetretenen Schädigungen als typisch für das Verhalten eines Hüllrohres anzusehen sind.

5. EXPERIMENTELL BEGRÜNDETE ZUSAMMENHÄNGE ZWISCHEN DEN REAKTIONSGRÖSSEN UND DEN INTERNEN UND EXTERNEN VARIABLEN DES BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN KLETTER - KRIECHPROZESSES

5.1. Partielle Zusammenhänge zwischen den internen und externen Variablen und der Kriechverformung der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse als "Reaktionsgröße"

Die Formulierung einer allgemeingültigen Gleichung zur Beschreibung der bestrahlungsinduzierten Kriechverformungen setzt die Kenntnis der partiellen Zusammenhänge zwischen der Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  - als experimentell erfaßbare makroskopische Reaktionsgröße auf der einen Seite, und den internen und externen Variablen des betrachteten Systems auf der anderen Seite, voraus. Man wird somit die Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  des bestrahlungsinduzierten Verformungsprozesses als Funktion der externen und internen Variablen

$$\dot{\epsilon}(\dot{\kappa}) = f(\sigma, \theta, \dot{\kappa} \text{ und } S_0) \quad (15)$$

zu betrachten haben.

In dieser Gleichung sind:

- $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  - die Kriechgeschwindigkeit, als makroskopisch erfaßbare Reaktionsgröße,
- $\sigma$  - die externe Variable mechanische Spannung,
- $\theta$  - die externe Variable Prüftemperatur,
- $\dot{\kappa}$  - die externe Variable Defekterzeugungsrate und
- $S_0$  - eine interne Variable, die den Werkstoffzustand des Materials vor Beginn der Beanspruchung charakterisiert und hier "entropieanalog" betrachtet wird ("Entropieanalogon").

5.2. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit bestrahlungsinduzierter Kriechprozesse von der Spannung

In den Abbildungen 5, 6 und 7 ist die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit ( $\dot{\epsilon}$ ) der austenitischen Stähle 1.4970 (Abb. 5), 1.4988 (Abb. 6) und 1.4981 (Abb. 7) als Funktion der Spannung bei Prüftemperaturen vorwiegend oberhalb  $0.5T_g$  dargestellt.

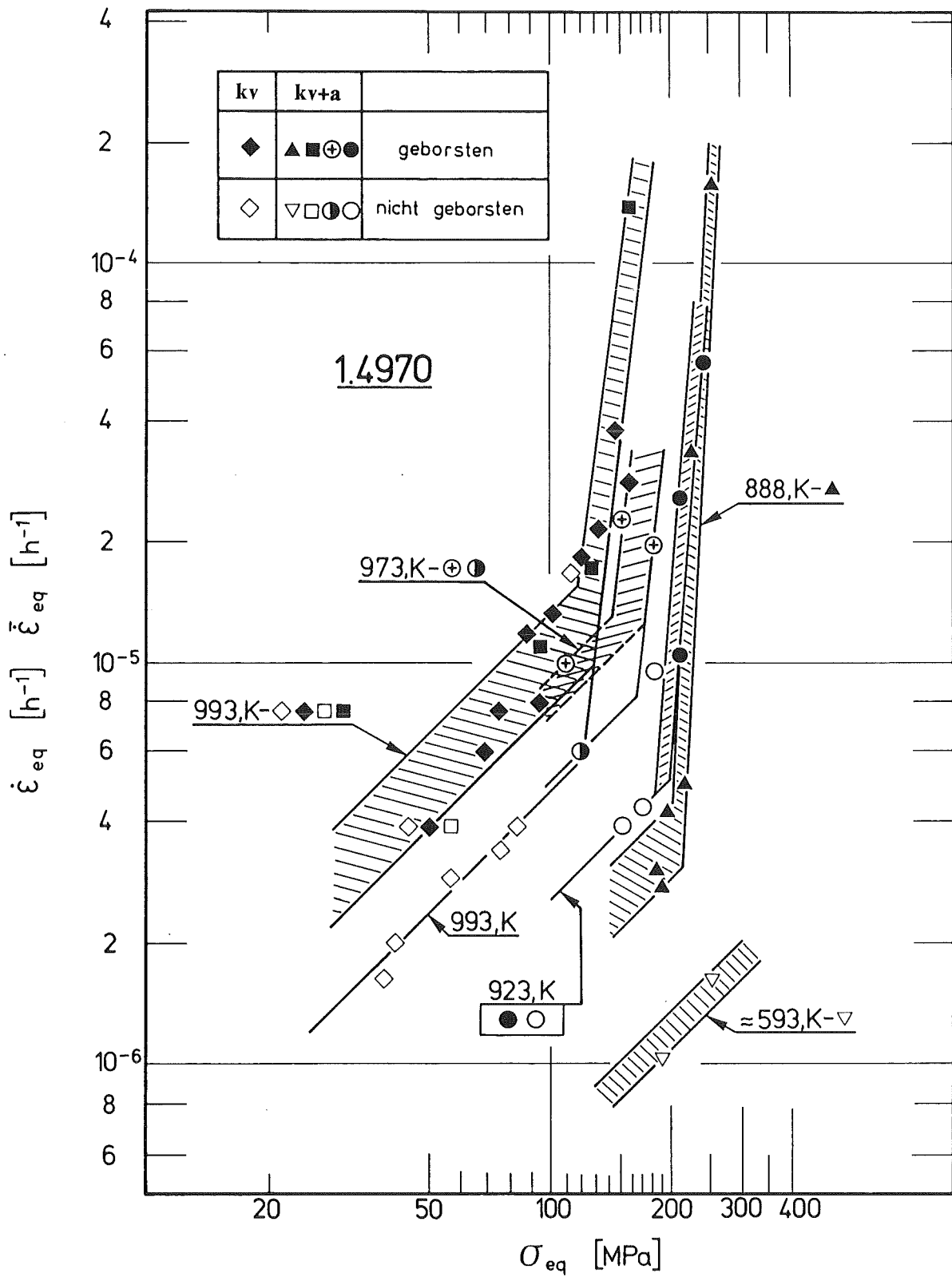


Abb. 5 Abhängigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4970 von der Prüfspannung

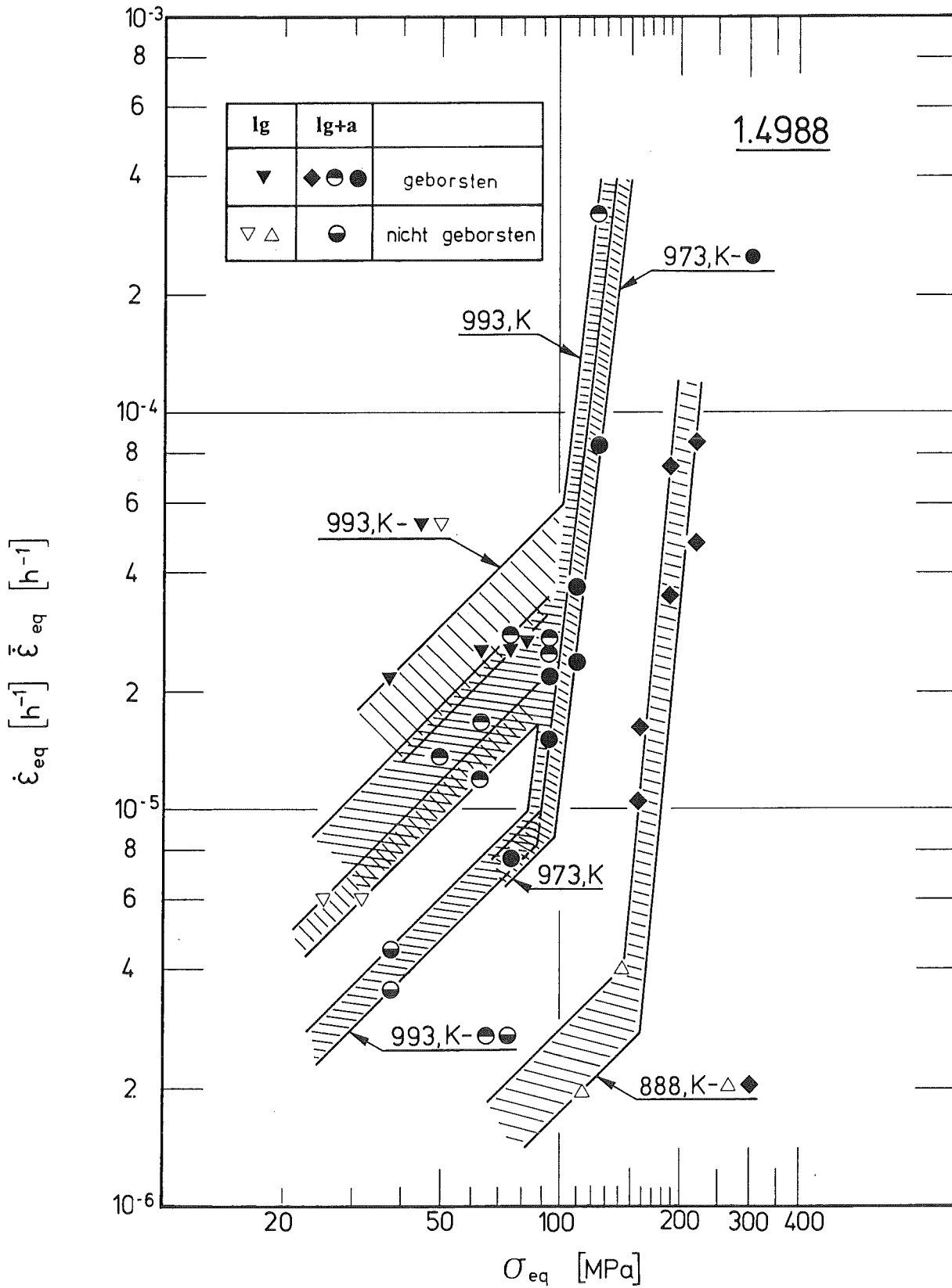


Abb. 6 Abhängigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4988 von der Prüfspannung

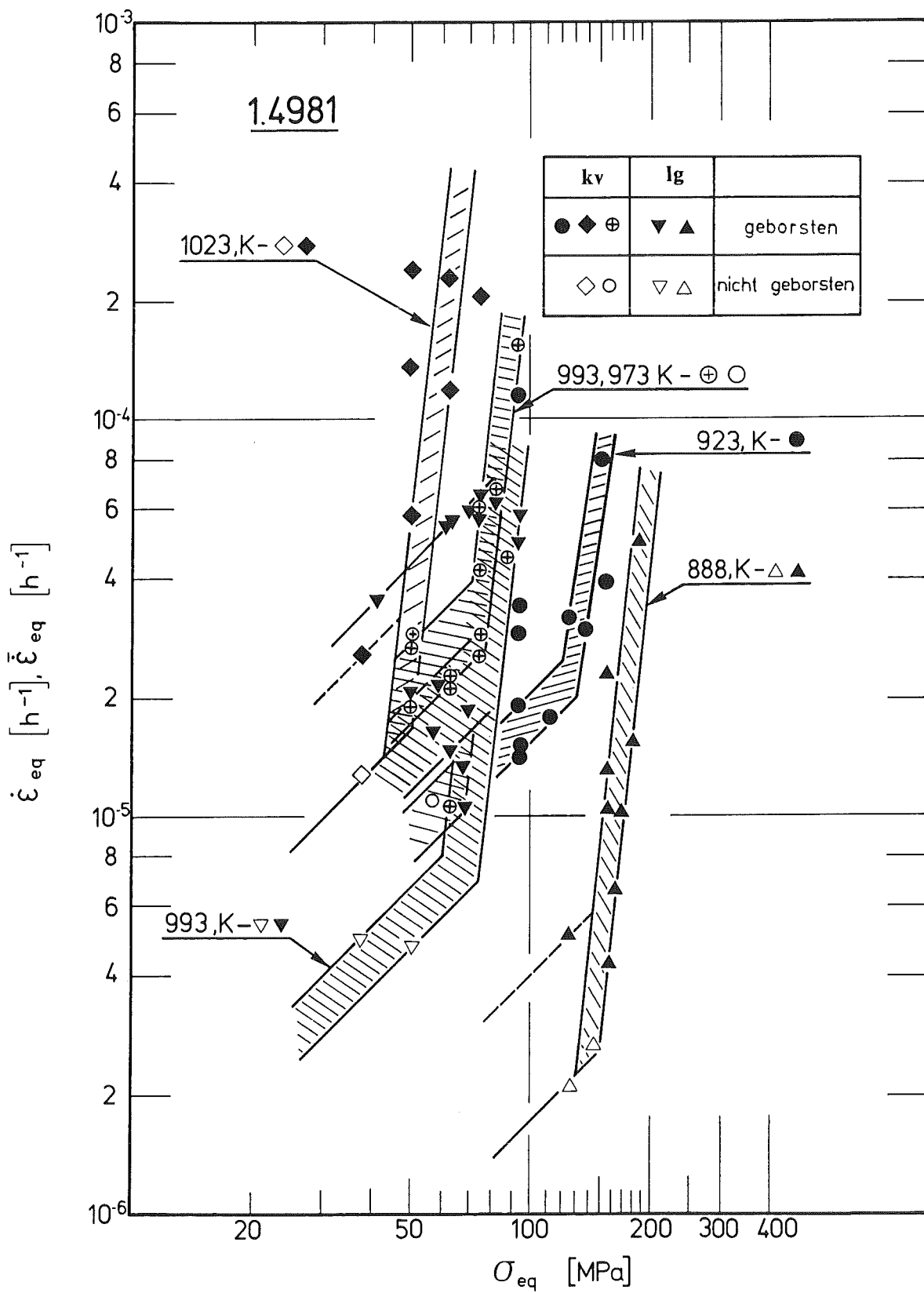


Abb. 7 Abhängigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4981 von der Prüfspannung

Man kann aus den Darstellungen erkennen, daß die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit sprunghafte Änderungen aufweist. Die Spannung, bei der eine sprunghafte Änderung der Spannungsabhängigkeit erfolgt, von der Prüftemperatur, dem Werkstoff und dem Werkstoffzustand abhängig ist. Die Spannung, die eine sprunghafte Änderung der Kriechgeschwindigkeit charakterisiert, wollen wir in Zukunft Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) nennen. Bei Prüfspannungen oberhalb der Übergangsspannung ist die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit stets höher als unterhalb dieser.

Zwischen Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  und Spannung ( $\sigma$ ) besteht bei Prüfspannungen unterhalb der Übergangsspannung ein linearer Zusammenhang.

$$\dot{\epsilon}_{(SIPA)}(\dot{\kappa}) \propto \sigma \quad (16)$$

Diese für den Stahl 1.4970 kv bei 720°C bereits 1979 experimentell ermittelte [51] und bei den anderen austenitischen Stählen ebenfalls auftretende lineare Spannungsabhängigkeit (vgl. 2.2.2.1.) der Kriechgeschwindigkeit (Abb. 5, 6 und 7) ist zur Charakterisierung des beobachteten Verformungsprozesses als bestrahlungsinduzierter Kletter-Kriechprozeß zwar eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung, da bei den betrachteten Temperaturen oberhalb  $0.5T_g$  auch andere diffusionsgesteuerte Verformungsmechanismen durchaus diskutabel sind.

Eine lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit ( $\dot{\epsilon}_p$ ) ist z.B. für den diffusionsgesteuerten gleitfreien Nabarro-Herring [158,159] Kriechprozeß charakteristisch. Dieser wird allerdings bei Temperaturen oberhalb etwa  $0.9T_g$  beobachtet.

Der Unterschied zwischen dem Nabarro-Herring und dem bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß besteht darin, daß der letztere durch die erzwungene Punktdefektbildung mit atomaren Bausteinen und zwar sowohl Leerstellen als auch Eigenzwischengitteratomen versorgt wird und daher auch bei Temperaturen weit unterhalb des Nabarro-Herring Existenzbereiches ablaufen kann. Da die erzwungene Punktdefektbildung Leerstellen und Eigeninterstitielle in gleich großen Mengen liefert, können im Falle des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses nicht nur die parallel oder nahezu parallel zur Normalspannung liegenden Versetzungen oder sich bildende Leerstellen-Versetzungsloops durch Aufnahme von Leerstellen klettern, sondern es werden auch die senkrecht oder nahezu senkrecht zur Normalspannung liegenden Versetzungen oder sich bildende Interstitiellen-Versetzungsloops durch Absorption von Eigeninterstitiellen zum Klettern befähigt.

Aus der in den Abbildungen 5, 6 und 7 dargestellten Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, der austenitischen Stähle 1.4970 in Abb. 5, 1.4988 in Abb. 6 und 1.4981 in Abb. 7, als Funktion der Spannung kann man erkennen, daß bei Spannungen oberhalb der Übergangsspannung die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit nicht linear ist. Die wenigen in dem betrachteten Spannungsintervall zur Verfügung stehenden expe-

rimentellen Daten lassen, bezüglich der Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, einen zunächst in etwa der des Werkstoffes in unbestrahltem Zustand gleich hohen Wert für den Spannungsexponenten vermuten. Dieser ist beim unbestrahlten Material in der Regel deutlich größer als 2.

Dieser oberhalb der Übergangsspannung wirksame bestrahlungsinduzierte Deformationsprozeß konnte, wenn auch nur andeutungsweise, als der von L. Mansur [49] theoretisch vorausgesagte und von Schweiger, Jung und Ullmaier [55,57] vor allem bei der im kaltverformten Zustand untersuchten C-, Si- und Mn- armen Version des Stahles AISI 316 bereits beobachtete PAG-Kriechprozeß (Preferred Absorption Glide), identifiziert werden. Die in dieser Arbeit experimentell ermittelte Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit,

$$\dot{\epsilon}_{(\text{PAG})}(\dot{\kappa}) \propto \sigma^2, \quad (17)$$

ist mit den theoretischen Voraussagen Mansurs [49] und den experimentellen Befunden von Schweiger et al. [55,57] in Übereinstimmung.

Bezieht man sich - zur Einschätzung der Genauigkeit der Ergebnisse- auf die in Abb. 5 dargestellten Verhältnisse, wonach bei Spannungen unterhalb etwa 110 MPa die aus den gemessenen Bruchdehnungen ermittelten mittleren Kriechraten  $\dot{\epsilon}''_p(\dot{\kappa})$  sich nur um den Faktor 2 gegenüber den aus den Dehnbeträgen der nicht geborsteten Proben ermittelten Kriechraten  $\dot{\epsilon}_p(\dot{\kappa})$  unterscheiden, so kann man sowohl die Versuchsergebnisse, die das IIC-Verformungsverhalten charakterisieren als auch die daraus abgeleiteten Zusammenhänge als nahezu mustergültig ansehen, insbesondere im Vergleich mit den bei unbestrahltem Material auftretenden experimentellen Streuungen, die bezüglich der Kriechgeschwindigkeit des öfteren zwei Zehnerpotenzen betragen können.

Das bei ca. 973 K durchgeführte "Mol-5B10" [25] Experiment zur Ermittlung des Kriechverhaltens des Stahles 1.4981 kv unter Bestrahlung im Bereich thermisch aktivierter Verformungsmechanismen ist ein gutes Beispiel zur Bestätigung der oben behandelten Zusammenhänge, wonach über längere Zeiträume hindurch die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_p(\dot{\kappa})$  annähernd konstant sein kann. Ein solches Kriechverhalten ist eine notwendige und hinreichende Voraussetzung für eine zuverlässige Bestimmung anderer Zusammenhänge so z. B. zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate oder der Temperatur, die nachfolgend erörtert werden.

### 5.3. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse von der Defekterzeugungsrate

Die bei der Spaltung von Atomkernen z.B.  $U_{235}$  entstehenden Neutronen geben insbesondere in Reaktoren mit schwach moderierenden Kühlmedien wie das Natrium nur in relativ kleine Mengen ihre kinetische Energie ab. Die Neutronen behalten daher über lange Strecken ein relativ hohes Energiepotential und können in den umgebenden metallischen Strukturwerkstoffen, beim Zusammenstoß mit Atomen des Kristallgitters, relativ große Punktdefektmengen (Frenkelpaare) erzeugen. Die Menge der pro Atom und Zeiteinheit erzeugten Punktdefektpaare wird Defekterzeugungsrate genannt.

Die Kenntnis des existierenden Zusammenhanges zwischen der Reaktionsgröße Kriechgeschwindigkeit und der externen Variablen Defekterzeugungsrate, die die Menge der pro Atom und Zeiteinheit erzeugten Punktdefektpaare angibt, ist zur Charakterisierung und Klassifizierung der beobachteten Deformationsprozesse von primärer Bedeutung. Es ist aus diesem Grunde erforderlich, die Zusammenhänge zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate im Bereich linearer Spannungsabhängigkeit, d.h. unterhalb der charakteristischen Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) bei Temperaturen unterhalb, um und vor allem oberhalb  $0.5T_g$  zu ergründen.

Wie bereits vorn ausgeführt (vgl. Abschnitt 2.2.2.2.) gibt es bezüglich der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ), nur zwei Möglichkeiten:

1. eine lineare Abhängigkeit bzw.
2. eine Wurzelabhängigkeit.

Diese Abhängigkeiten weisen auf annihilation- bzw. rekombinationgesteuerten Punktdefektverlusten hin.

Man kann durch Normalisierung der Kriechgeschwindigkeit mit der Defekterzeugungsrate bzw. mit der Wurzel aus der Defekterzeugungsrate überprüfen, welcher der beiden Zusammenhänge eine bessere Kompensation des Einflusses der Defekterzeugungsrate liefert.

Um die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate nicht mit anderen Einflußgrößen, z. B. der Prüfspannung, zu vermengen, wurden für die Analysen zunächst nur solche Versuchsergebnisse ausgewählt, die den gleichen Werkstoff, den gleichen Werkstoffzustand hatten und bei denselben Prüftemperaturen untersucht wurden. Da hierfür eine ausreichende Menge von Versuchsergebnissen bei gleicher Spannung aber unterschiedlichen Defekterzeugungsraten nicht vorliegt, wurde für die Analysen folgende Vorgehensweise gewählt, die es erlaubt, unabhängig von der Spannungsabhängigkeit des Prozesses, die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate nicht nur qualitativ zu erkennen, sondern recht zuverlässig quantitativ anzu-



geben: es werden die gemessenen Kriechgeschwindigkeiten durch die vermutete Abhängigkeit von der Defekterzeugungsrate dividiert, um damit ihren Einfluß auf die gemessenen Verformungen zu eliminieren.

An Hand der für den austenitischen Stahl 1.4970 kv bei 720°C ermittelten und in Abb. 5 bereits in Abhängigkeit von der Spannung dargestellten Kriechgeschwindigkeiten soll gezeigt werden, wie man die bestehenden Zusammenhänge zwischen der Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  und den beiden voneinander unabhängigen Zustandsvariablen, Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) bzw. Spannung ( $\sigma$ ) gleichzeitig quantitativ zuverlässig bestimmen kann. In Tab. 26 sind die Daten der für diesen Zweck ausgewählten Versuchsergebnisse zusammengestellt. Die aus den gemessenen Verformungsbeträgen der bei 720°C geprüften Proben des Stahles 1.4970 ermittelten Kriechgeschwindigkeiten wurden nicht normalisiert, d.h. wie berechnet und durch die Defekterzeugungsrate bzw. durch die Wurzel aus der Defekterzeugungsrate dividiert, erneut in Abhängigkeit von der Prüfspannung jeweils getrennt für die geborstenen bzw. die nicht geborstenen Proben dargestellt.

1. Wie gemessen, also ohne den Einfluß der, sowohl von der axialen Position im Einsatz als auch von der Position des betreffenden Bestrahlungskanals im Reaktorkern abhängigen, Defekterzeugungsrate der jeweiligen Probe auf die Kriechgeschwindigkeit zu berücksichtigen:

\* Abb. 8 enthält die, dem stationären Kriechprozeß zugeordneten, aus den Verformungsbeträgen der nicht geborstenen Proben ermittelten Kriechgeschwindigkeiten.

\* Abb. 9 enthält die aus den Verformungsbeträgen der geborstenen Proben ermittelten mittleren Kriechgeschwindigkeiten.

2. Die gemessenen Kriechgeschwindigkeiten dividiert durch die jeweils zugeordnete Defekterzeugungsrate:

\* Abb. 10 enthält die entsprechend normierten Kriechgeschwindigkeiten der nicht geborstenen Proben.

\* Abb. 11 enthält die so normierten Kriechgeschwindigkeiten der geborstenen Proben.

3. Die gemessenen Kriechgeschwindigkeiten dividiert durch die Wurzel aus der jeweils zugeordneten Defekterzeugungsrate:

\* Abb. 12 die entsprechend normierten Kriechgeschwindigkeiten der nicht geborstenen Proben.

\* Abb. 13 enthält die so normierten Kriechgeschwindigkeiten der geborstenen Proben.

Aus der Gegenüberstellung der in den Abb. 8 bis 13 in entsprechender Weise dargestellten, der besseren Zuordnung wegen numerierten Versuchsergebnisse kann man nicht nur qualitative sondern quantitativ vollwertige Zusammenhänge entnehmen.

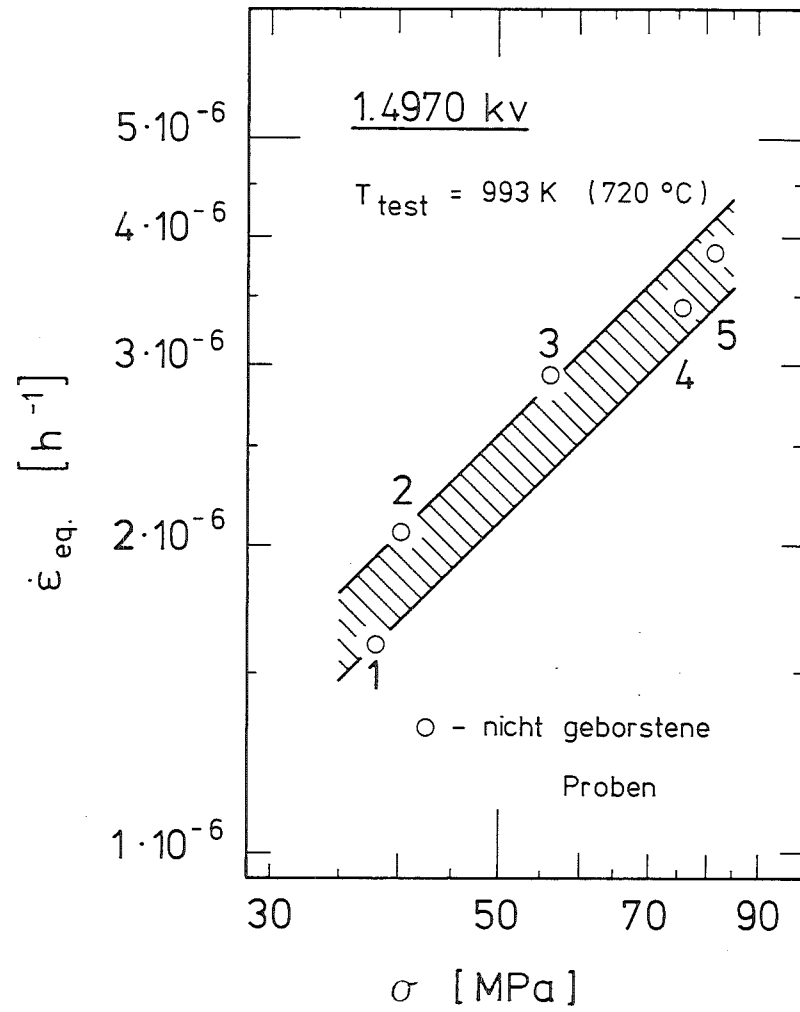


Abb. 8 Spannungsabhängigkeit der bestrahlungsinduzierten stationären Kriechgeschwindigkeit nicht geborstener Proben

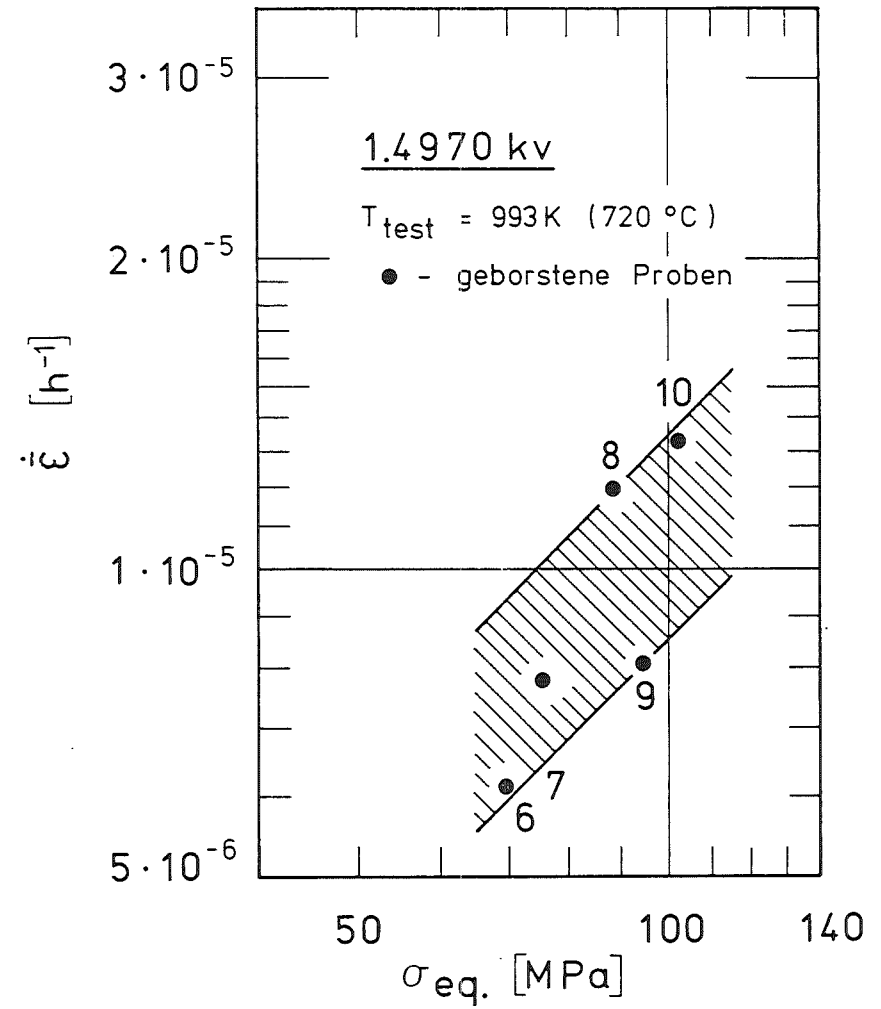


Abb. 9 Spannungsabhängigkeit der bestrahlungsinduzierten mittleren Kriechgeschwindigkeit geborstener Proben

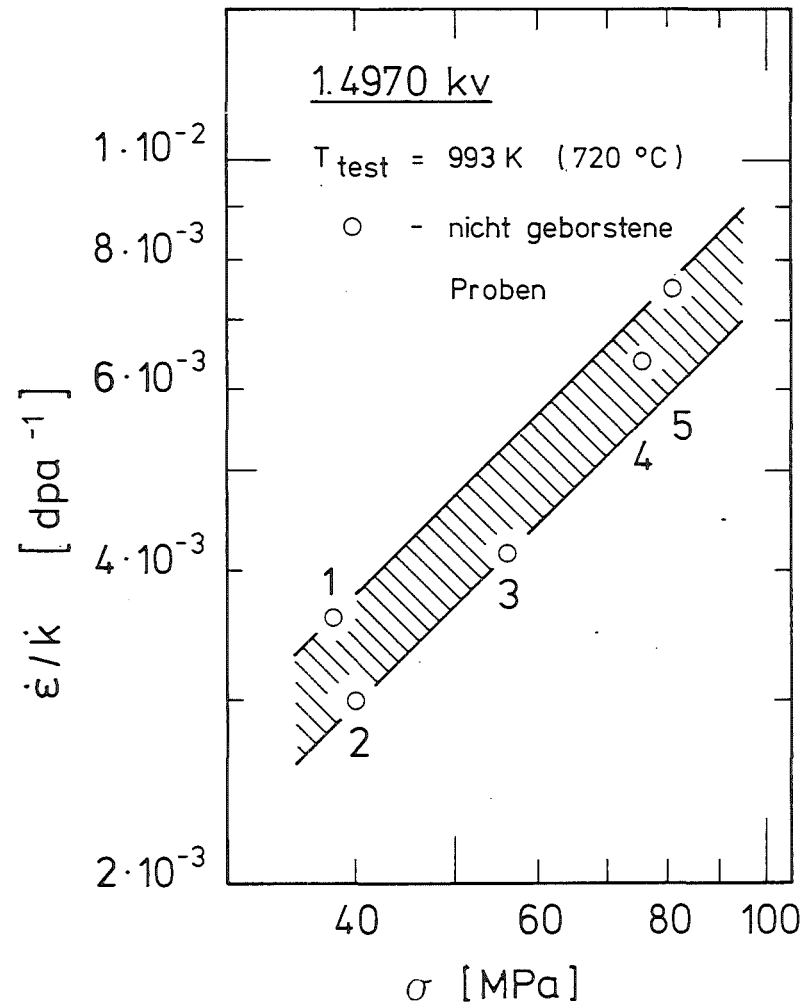


Abb. 10 Spannungsabhängigkeit der auf die Defekterzeugungsrate normierten stationären Kriechgeschwindigkeit

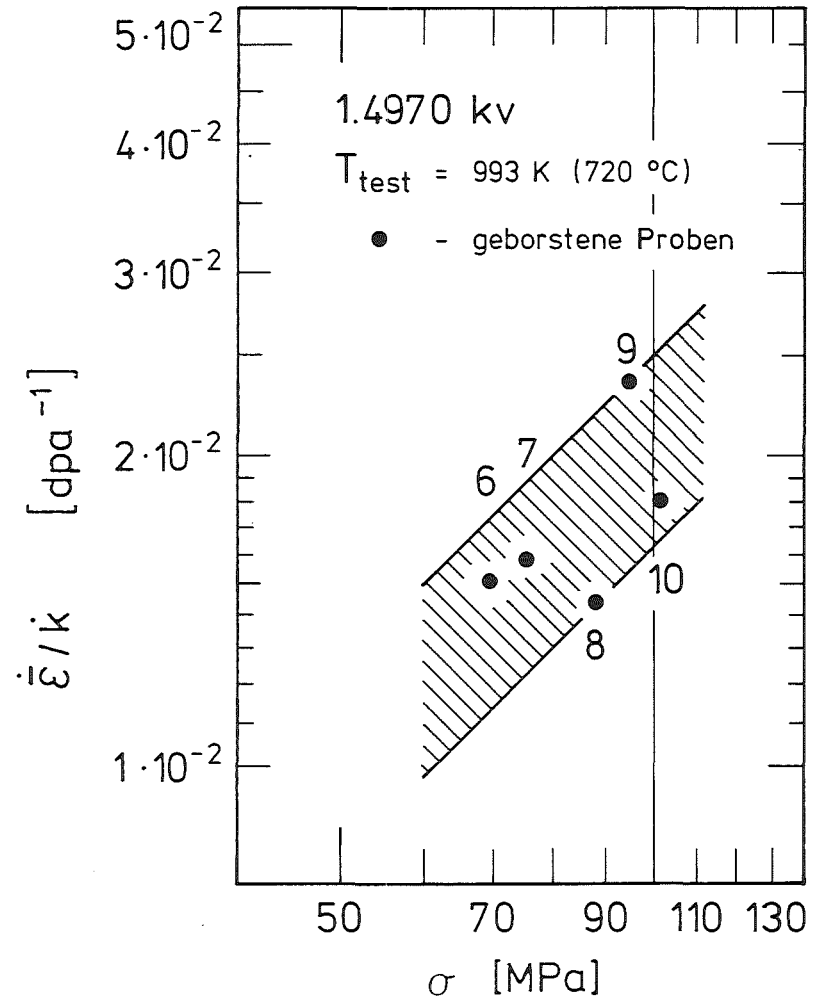


Abb. 11 Spannungsabhängigkeit der auf die Defekterzeugungsrate normierten mittleren Kriechgeschwindigkeit

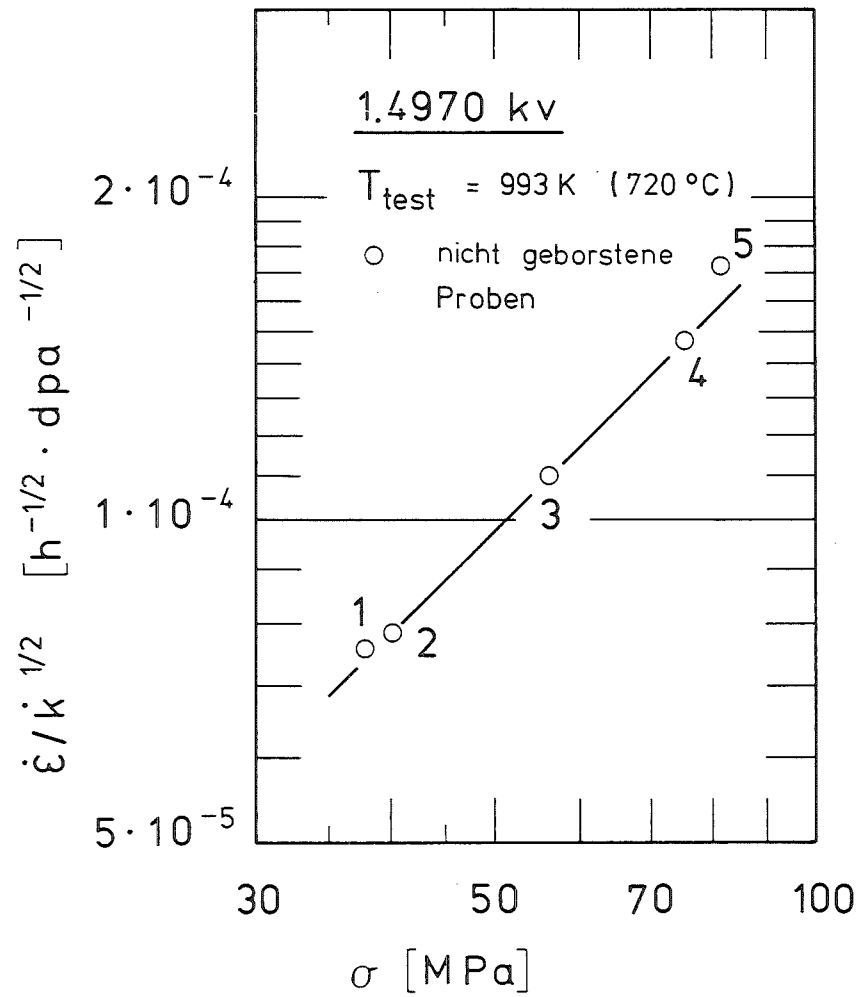


Abb. 12 Spannungsabhängigkeit der auf die Wurzel aus der Defekterzeugungsrates normierten stationären Kriechgeschwindigkeit

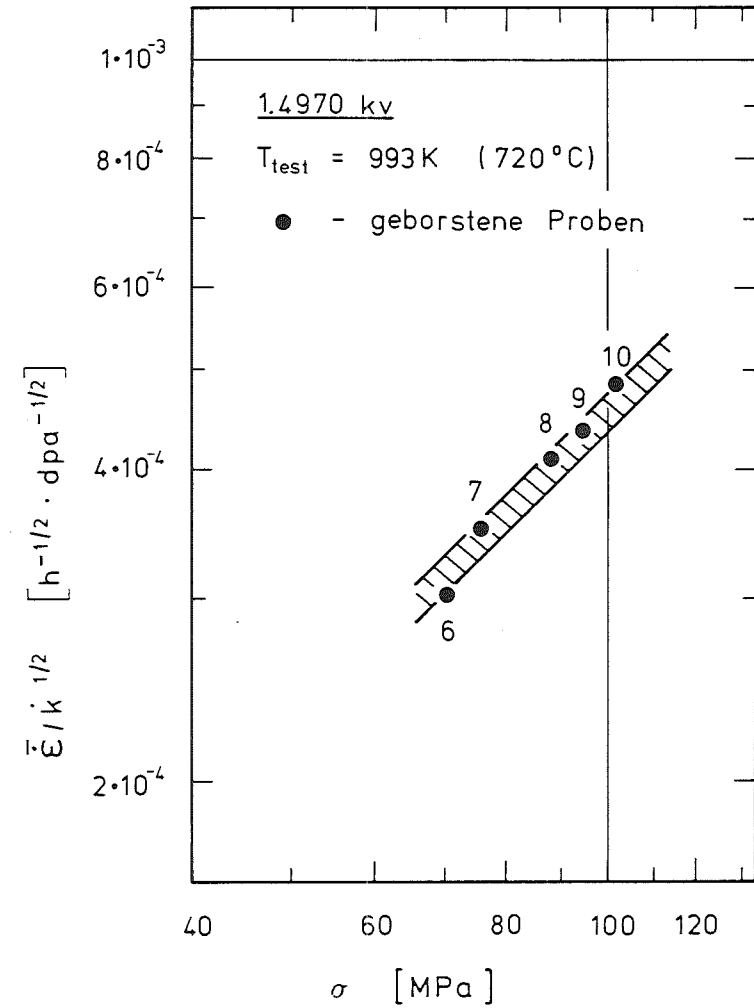


Abb. 13 Spannungsabhängigkeit der auf die Wurzel aus der Defekterzeugungsrates normierten mittleren Kriechgeschwindigkeit

Aus der Darstellung in Abb. 8 kann man zunächst erkennen, daß diejenigen das obere Streuband begrenzenden Kriechgeschwindigkeiten der Proben Nr. 8 und Nr. 10 mit den höchsten für diese Gruppierung in Tab. 26 angegebenen Defekterzeugungsraten korrespondieren. Die Kriechgeschwindigkeiten der beiden Proben Nr. 6 und Nr. 9, die das untere Streuband begrenzen, stimmen wiederum mit den niedrigsten Defekterzeugungsraten überein.

Die gleiche Tendenz kann man auch bei den in Abb. 9 dargestellten Kriechgeschwindigkeiten der nicht geborstenen Proben erkennen. Auch hier korrespondieren Kriechgeschwindigkeit und Defekterzeugungsrate zueinander.

Aus Abb. 10 und Abb. 11 kann man wiederum erkennen, daß die angenommene lineare Abhängigkeit zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate die experimentellen Daten infolge der dabei auftretenden Überkompensation invertiert. Die angenommene lineare Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate steht also in Widerspruch zu den Experimenten, da sie zur Überkompensation der Meßwerte führt; **sie ist also falsch.**

Zur Überprüfung einer möglichen Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate wurden die gemessenen Kriechgeschwindigkeiten jeweils durch die Wurzel aus der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\epsilon}/\kappa^{1/2}$ ) dividiert und in Abb. 12 und Abb. 13 als Funktion der Spannung dargestellt. Hieraus kann man erkennen, daß die angenommene Wurzelabhängigkeit den Einfluß der Defekterzeugungsrate auf die Kriechgeschwindigkeit optimal kompensiert.

Dieses Erkenntnis erlaubt es die Schlußfolgerung zu ziehen, daß die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate ist:

$$\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA})}(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{1/2} \quad (18)$$

Die in Abb. 12 und Abb. 13 mit der Wurzel aus der Defekterzeugungsrate erzielte Kompensation des Einflusses der Defekterzeugungsrate auf die Kriechgeschwindigkeit verringert die Breite der Streubänder derart, daß man dadurch aus den beiden Darstellungen zusätzlich noch die lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit unterhalb der Übergangsspannung bestätigen kann.

Zur Überprüfung dieses wichtigen Befundes wurden die oben genannten und andere hierfür geeigneten Versuchsergebnisse nochmals eingehend analysiert. Einige wenige, sowohl aus der Mol-2 als auch aus der Ripcex-I Versuchsreihe [36,52], enthalten die geeigneten unterschiedlichen Konstellationen der Zustandsvariablen, um den ermittelten Zusammenhang überprüfen zu können. Die Daten der hierfür geeigneten Proben sind in Tab. 27 zusammengestellt.

In Abb. 14 ist die spannungsnormierte Kriechgeschwindigkeit der ausgewählten Experimente in Abhängigkeit von der Defekterzeugungsrate dargestellt. Diese zugleich als Grundlage und Prüfstein dienenden Experimente gestatten es, unter der Annahme der bereits mehrfach bestätigten linearen Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, die Abhängigkeit dieser Reaktionsgröße von der Defekterzeugungsrate aus der Steigung der jeweils einer Gruppierung charakterisierenden Ausgleichsgeraden abzuleiten.

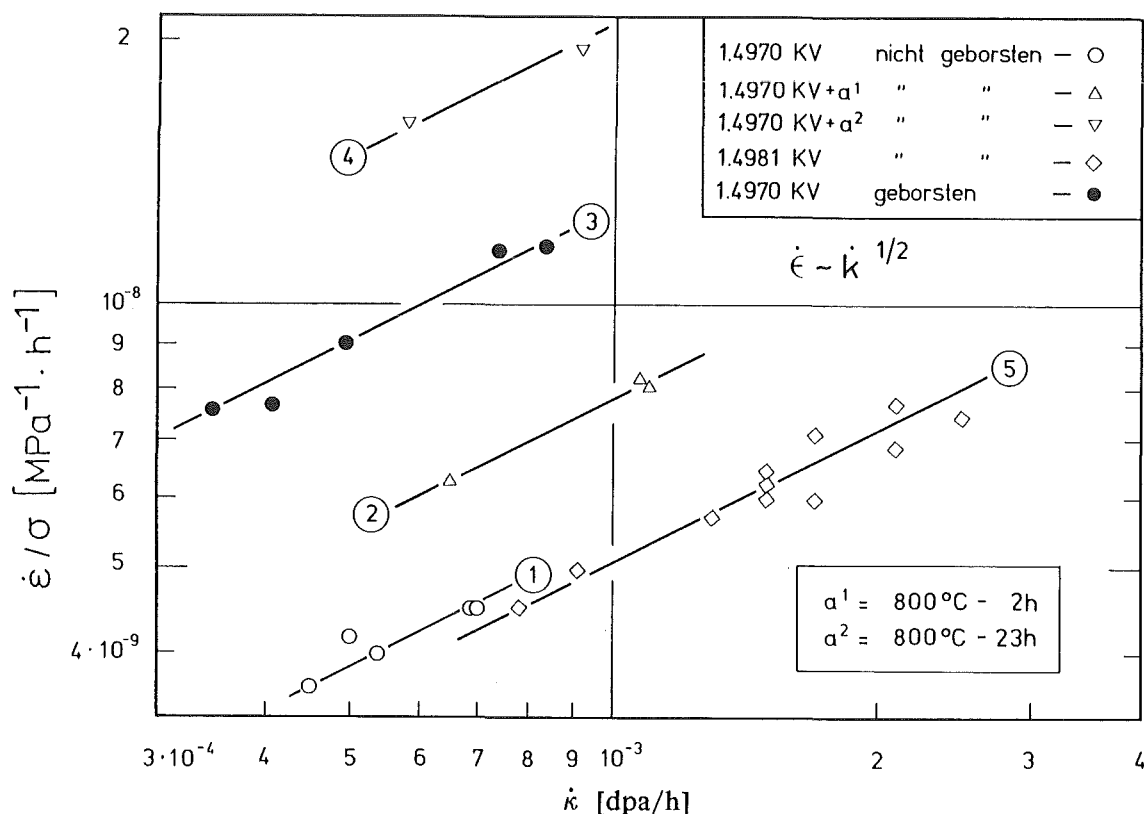


Abb. 14 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate

Mit Ausnahme der Prüfspannung und der Defekterzeugungsrate haben die übrigen externen und internen Variablen einer gegebenen Gruppierung gleiches Niveau. Man kann aus der Darstellung der Versuchsergebnisse erkennen, daß für alle Gruppierungen, unabhängig von der Prüftemperatur, den betrachteten Werkstoffen und den hier analysierten Werkstoffzuständen, sich immer wieder die gleiche Steigung ergibt. Die Kriechgeschwindigkeit des beobachteten stationären bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozesses ist also proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate.

In vollem Widerspruch dazu steht wie bereits angedeutet, die von Schweiger et al. [55,57] experimentell ermittelte lineare Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, allerdings für den bestrahlungsinduzierten PAG-Kriechprozeß, von der Defekterzeugungsrate, die jedoch nicht zwangsläufig mit der oben experimentell mehrfach nachgewiesenen Wur-

zelabhängigkeit des bestrahlung induzierten Kletter-Kriechprozesses identisch sein muß.

Die Kenntnis der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate ist in vieler Hinsicht für das Verständnis der im Mikrobereich ablaufenden Prozesse von großer Bedeutung. Es wurden daher, sowohl die Versuchsergebnisse von Mosedale et al. [34] als auch die zu widersprüchlichen Interpretationen führenden Versuchsergebnissen von Schweiger et al. [55,57] der eigenen Vorgehensweise folgend und nach eigenem Verständnis nochmals analysiert, bewertet und interpretiert. Da man im allgemeinen einfache lineare bzw. vor allem nicht lineare Zusammenhänge aus der Steigung der sich im doppellogarithmischen Maßstab ergebenden Geraden problemlos und in gewisser Weise recht zuverlässig ermitteln kann, wurden die Versuchsergebnisse sowohl von Mosedale et al. [34] als auch von Schweiger et al. [55,57] entsprechend dargestellt.

Aus den in Abb. 15 reproduzierten Versuchsergebnissen von Mosedale et al. [34] kann man ohne jede Einschränkung die Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter- Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate entnehmen.

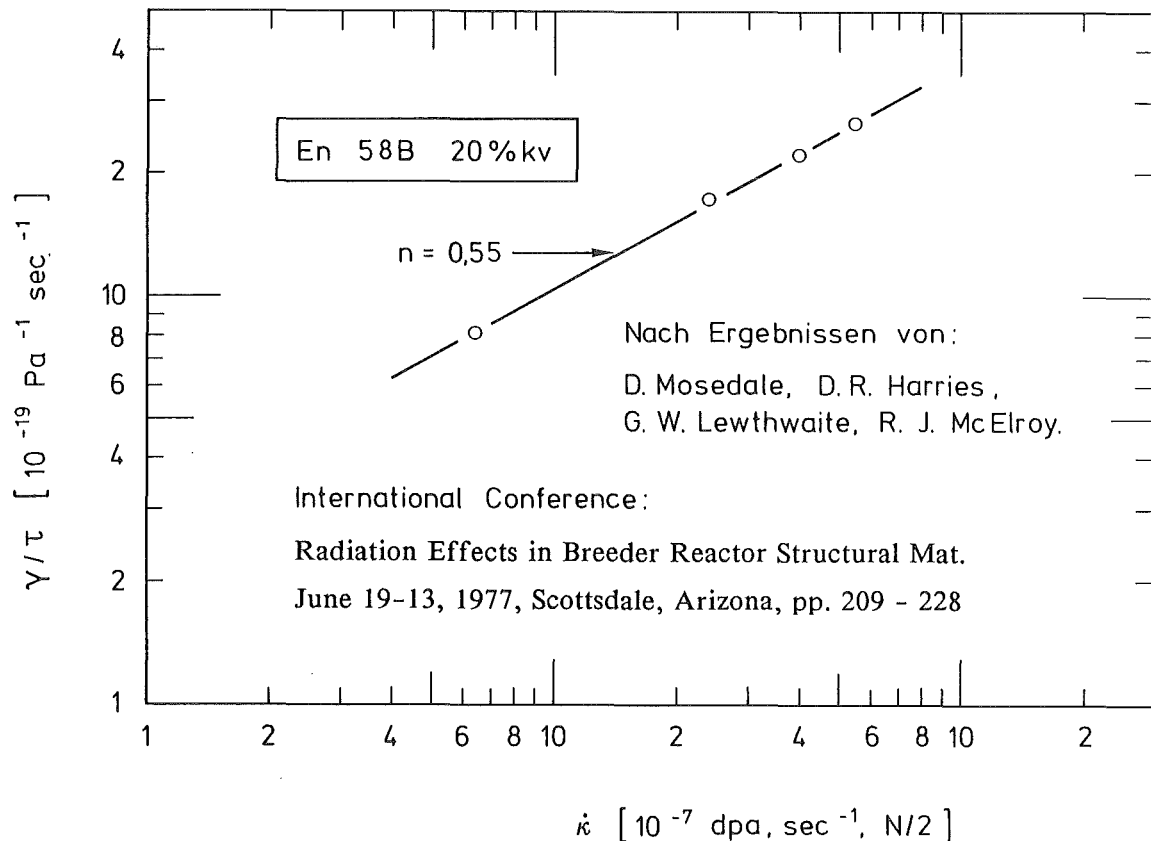


Abb. 15 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate

Aus den in Abb. 16 reproduzierten Versuchsergebnissen von Schweiger et al.

[55,57] ist entgegen der von den Autoren vertretenen Auffassung einer linearen Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate die Wurzelabhängigkeit zutreffender, denn keine der beiden den Versuchsergebnissen folgenden Geraden hat die Steigung 1.

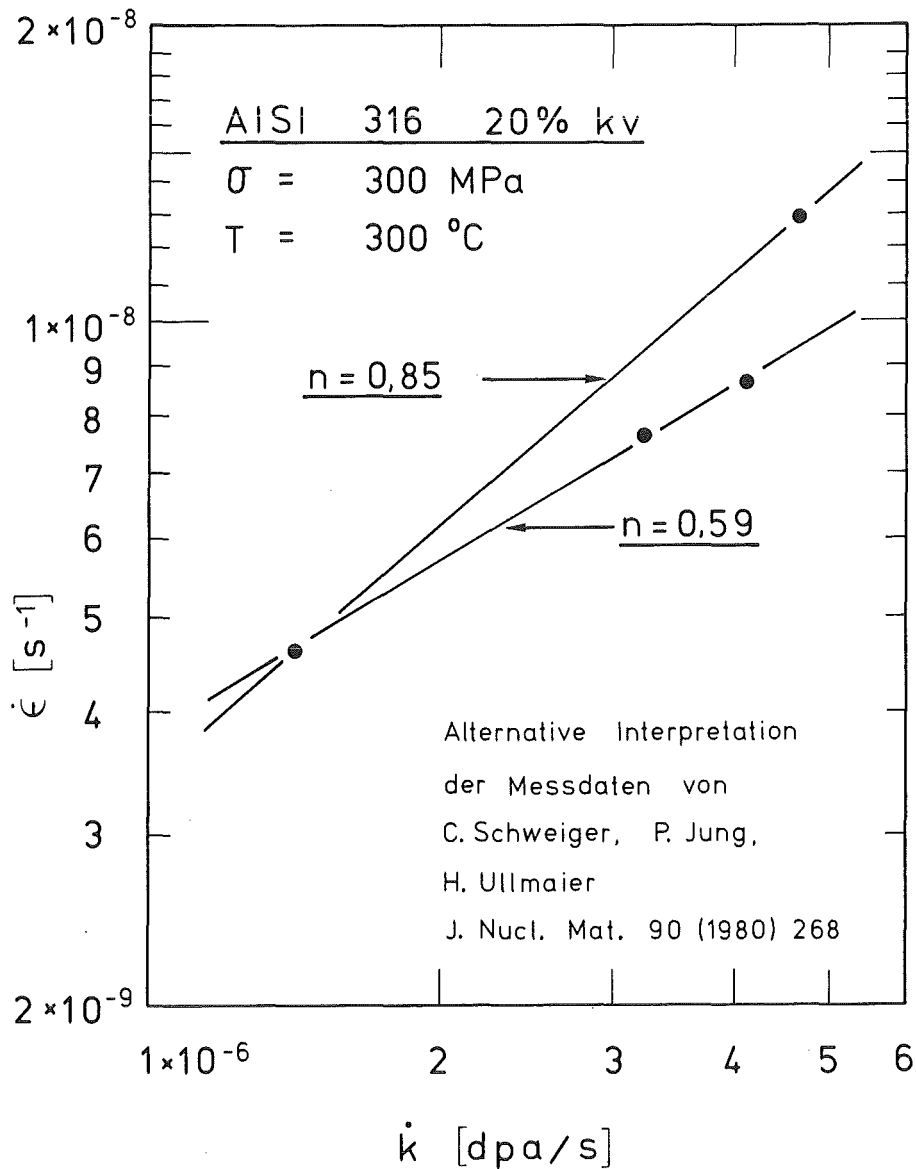


Abb. 16 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate

Aus der Darstellung in Abb. 16 kann entnommen werden, daß die Geradensteigungen mit 0.59 bzw. 0.85 teilweise deutlich vom dem Idealwert 0.5, der die Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit charakterisiert, abweichen. Die beiden in dieser Abbildung experimentell ermittelten Steigungen repräsentieren zwei mögliche Interpreta-



tionen, die dritte die zu der Fehlinterpretation führte müßte noch steiler sein; und alle drei sind zweifelsohne reell. Alle drei sind so zu sagen das Spiegelbild eines äußerst komplexen Vorganges, welcher aus der Überlagerung von mehr als einem Elementarmechanismus entsteht. Diese Erkenntnis wird zu einem späteren Zeitpunkt eingehend diskutiert.

Die experimentell ermittelte Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten stationären Kletter-Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate konnte sowohl durch die Analysen der eigenen Versuchsergebnisse als auch ergänzend durch die Versuchsergebnisse der beiden kaltverformten Stähle En 58B und AISI 316M von Mosedale et al. [34] überzeugend nachgewiesen und bestätigt werden. Die vorgenommene Interpretation der Versuchsergebnissen von Schweiger et al. [55,57] hat gezeigt, daß auch diese nicht in Widerspruch stehen.

Die experimentell ermittelte Wurzelabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate ist von der chemischen Zusammensetzung der austenitischen Stähle unabhängig und konnte für Temperaturen im Bereich zwischen ca. 280 und 750°C nachgewiesen werden. Diese charakterisiert und klassifiziert den betrachteten Verformungsprozeß als einen bestrahlungsinduzierten Prozeß.

#### **5.4. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses von der Prüftemperatur**

Bei Temperaturen unterhalb  $T_g/2$  kommt der thermisch aktivierte Kriechprozeß mit sinkender Prüftemperatur rasch zum Erliegen. Es kann daher angenommen werden, daß die während der Bestrahlung entstehenden Kriechverformungen bestrahlungsinduzierter Natur sind. Im Temperaturbereich um bzw. oberhalb  $0.5T_g$  treten dagegen konkurrierende Kriechmechanismen auf. Man kann daher den beobachteten Verformungsprozeß erst nach Kenntnis der internen Variablen und der Zusammenhänge zwischen den externen und internen Variablen auf der einen Seite und der Reaktionsgröße auf der anderen Seite entsprechend zuordnen.

Die Kenntnis sowohl der beiden experimentell ermittelten und in den zwei vorliegenden Kapiteln eingehend diskutierten Zusammenhänge zwischen der Reaktionsgröße Kriechgeschwindigkeit und der externen Variablen Spannung bzw. Defekterzeugungsrate als auch die Beobachtung, daß bei kaltverformten sowie kaltverformten und ausgelagerten austenitischen Stählen mit Beginn des Experimentes der Verformungsprozeß über bestimmte Zeiträume hinweg stationär verläuft, gestatten es, durch Eliminierung des Einflusses der beiden Zustandsvariablen, recht genau und zuverlässig die Temperaturabhängigkeit des Prozesses experimentell zu ermitteln. Die Temperaturabhängigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses konnte, vor allem mit Hilfe der Mol-2 In-

Reaktor Experimente, die den Temperaturbereich zwischen ca. 300°C (573 K) und 750°C (1023 K) abdeckten, zuverlässig belegt werden.

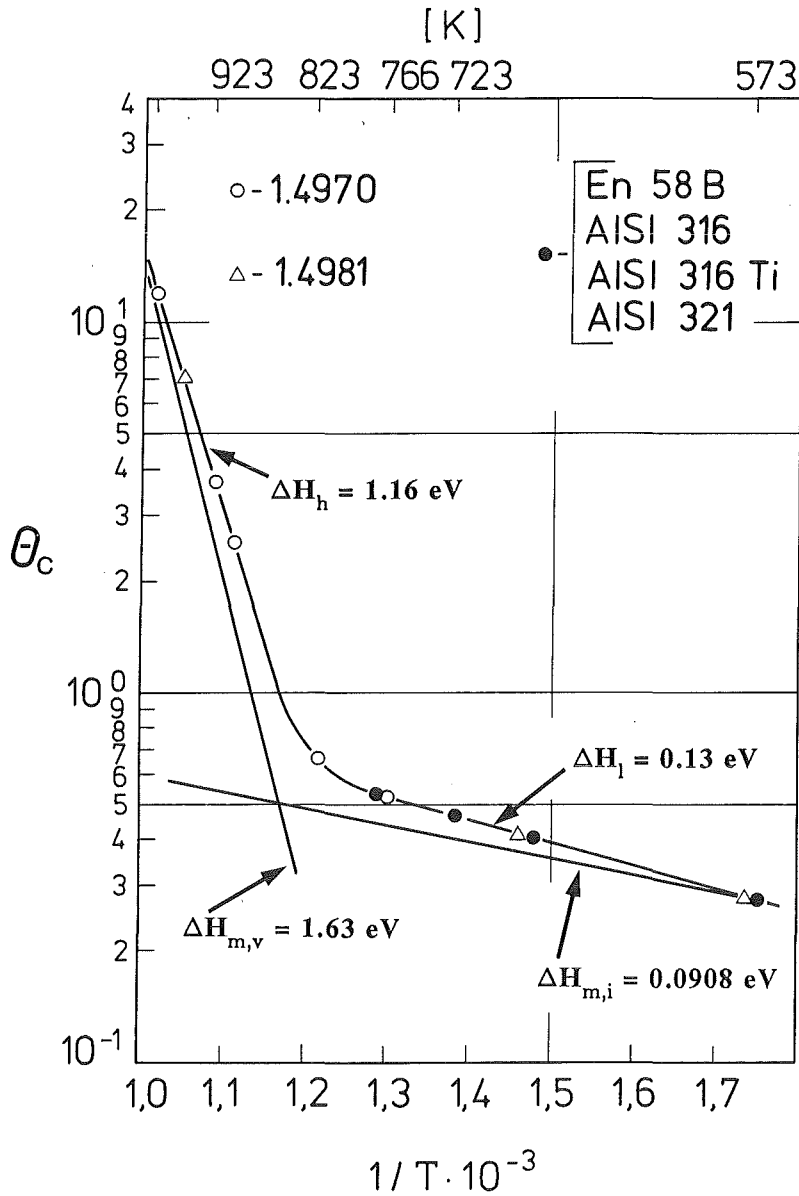


Abb. 17 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des Kletter-Kriechprozesses von der Prüftemperatur

In Abb. 17 sind die aus den Experimenten ermittelten  $\Theta_c$  - Werte als Funktion des Kehrwertes der absoluten Temperatur dargestellt. Die  $\Theta_c$  - Werte entsprechen den mit der Wurzel aus der Defekterzeugungsrate und der Prüfspannung normierten Kriechgeschwindigkeiten

$$\Theta_c = \dot{\epsilon} \cdot C_o / \sigma \cdot \dot{\kappa}^{1/2} \quad (19)$$

Die Konstante  $C_o$  wurde nur zur Festlegung des  $\Theta_c$  eingeführt, derart daß für  $T_{\text{test}} \simeq T_g/2$ ,

$$\Theta_c = 1 \quad (20)$$

ist. Sie wird später nochmals behandelt.

Der die Versuchsergebnisse interpretierende Kurvenzug vermittelt den Eindruck, daß die Aktivierungsenthalpie eine temperaturabhängige Größe ist. Diese strebt bei hohen Temperaturen einem maximalen bei tiefen Temperaturen hingegen einem minimalen Wert zu. Aus der Steigung der beiden Asymptoten, die bei den hohen bzw. bei den tiefen Temperaturen sich als Geraden darstellen, kann man den oberen bzw. den unteren Grenzwert der den Anschein nach temperaturabhängigen Aktivierungsenthalpie des beobachteten Makroprozesses ermitteln. Die, bei Temperaturen oberhalb etwa 830 K, dem Experiment entnommene Aktivierungsenthalpie des Makroprozesses wurde zu 1.16 eV bestimmt. Die Aktivierungsenthalpie, im Temperaturbereich unterhalb etwa 830 K, ist mit 0.13 eV um fast eine Zehnerpotenz kleiner. Beide dem Experiment entnommenen Aktivierungsenthalpien sind als die scheinbare Aktivierungsenthalpien aufzufassen. Der Kurvenzug selbst ist seiner Bedeutung nach als der scheinbare Diffusionskoeffizient zu interpretieren.

Die experimentell ermittelte Temperaturabhängigkeit des Makroprozesses läßt sich in zwei Grundelemente zerlegen. Die Zerlegung ergab, wie dies in der Abbildung graphisch illustriert ist, exakte Geraden, die man als zwei voneinander unabhängige Elementarprozesse auffassen kann. Diese sind sodann einer physikalisch begründbaren Interpretation zugänglich. Ein jeder der beiden Elementarprozesse wird durch eine exakt definierte und von den externen und internen Variablen unabhängige Aktivierungsenthalpie charakterisiert.

Die Aktivierungsenthalpie des jeweiligen Elementarprozesses kann man als die wahre Aktivierungsenthalpie bezeichnen, denn diese ist nur für den geschwindigkeitbestimmenden Mikromechanismus des betrachteten Elementarprozesses spezifisch. Die Summe der beiden voneinander unabhängigen Elementarprozesse beschreibt wiederum die beobachtete Temperaturabhängigkeit des Makroprozesses.

$$\Theta_c = D_{o,v} \cdot \exp(-\Delta H_{m,v} / kT) + D_{o,i} \cdot \exp(-\Delta H_{m,i} / kT) \quad (21)$$

Hier sind:  $\Theta_c$  - die Temperaturfunktion des Makroprozesses,

$\Delta H_{m,v}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Leerstellen,

$\Delta H_{m,i}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Eigeninterstitiellen

$k$  - die Boltzmann Konstante,

T - die Temperatur und

$D_{o,v}$  und  $D_{o,i}$  - die entsprechenden Frequenzfaktoren.

Die beiden in dieser Doppel-Arrhenius - Funktion enthaltenen Aktivierungsenthalpien sind die berechneten wahren, den Elementarprozessen zugeordneten Aktivierungsenthalpien. Diese die Elementarmikromechanismen charakterisierenden Kenngrößen wurden zu 1.63 bzw. 0.091 eV berechnet. Da man unter Neutronenbestrahlung, infolge der Stoßprozesse, die Bildung von Punktdefekten quasi gratis bekommt, braucht die Bildungsenthalpie zur Bildung eines Frenkelpaares - einer Leerstelle und eines dazugehörigen Zwischengitteratoms - nicht aufgebracht zu werden.

Man kann daher die berechneten wahren Aktivierungsenthalpien wie folgt atomistisch deuten:

\*  $\Delta H_{m,v} = 1.63$  eV als die Wanderungsenthalpie der Leerstelle, und

\*  $\Delta H_{m,i} = 0.091$  eV als die Wanderungsenthalpie des Zwischengitteratoms,

interpretieren.

Aus Abb. 17 kann man erkennen, daß bei Temperaturen unterhalb etwa 830 K die Zwischengitteratome das Geschehen kontrollieren oberhalb dieser sind es die Leerstellen. Die berechnete extrem niedrige und als Wanderungsenthalpie des Zwischengitteratoms interpretierte Kenngröße ist in guter Übereinstimmung mit der von Huntington and Seitz [160] theoretisch berechneten Wanderungsenthalpie für den Zwischengitteratom, die sie mit 0.1 eV angegeben haben.

Die dem Experiment entnommenen scheinbaren Aktivierungsenthalpien reflektieren eigentlich die Mischgröße, die sich in Abhängigkeit von der Temperatur aus verschiedenen Anteilen der beiden Elementarprozesse zusammengesetzt, daher nach außen variabel erscheint. Die Zerlegung der experimentell beobachteten Abhängigkeit des Makroprozesses gestattet es praktisch nicht nur alle interessierenden Detailinformationen bezüglich der Elementarprozesse zu entnehmen sondern auch diejenigen aus der Überlagerung der beiden Elementarprozesse resultierenden Phänomene zu begründen. Folgende Beispiele sollen die Bedeutung dieser Funktion verdeutlichen:

\* Für  $D_{o,v} \cdot \exp(- \Delta H_{m,v} / kT) = D_{o,i} \cdot \exp(- \Delta H_{m,i} / kT)$  ist der Beitrag der Eigeninterstitiellen zur Kriechverformung gleich dem der Leerstellen.

\* Für  $D_{o,v} \cdot \exp(- \Delta H_{m,v} / kT) < D_{o,i} \cdot \exp(- \Delta H_{m,i} / kT)$  ist, auf Grund der geringeren Beweglichkeit der Leerstellen, anisotrope Kriechverformung möglich, wobei die Verformungsanisotropie mit abnehmender Temperatur wahrscheinlicher wird.

Die so formulierte "Zustandsfunktion" für die Temperaturabhängigkeit des beob-

achteten bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses steht allerdings in Widerspruch zu der von Bullough et al. [30] vertretenen Auffassung. Die Autoren haben, auf ihren theoretischen Betrachtungen sich stützend, die Schlußfolgerung gezogen, daß der bestrahlungsinduzierte SIPA-Kriechprozeß athermisch ist.

Vergleicht man fernerhin die wahren oder die scheinbaren Aktivierungsenthalpien des beobachteten Kriechprozesses mit denjenigen der thermisch aktivierten Kriechprozesse, die bei 4.1 eV liegen, so kann man auch seitens der geschwindigkeitbestimmenden Mikromechanismen die bestrahlungsinduzierte Natur des betrachteten Kriechprozesses erkennen.

Die Temperaturabhängigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses aller bislang untersuchten austenitischen Stähle ist dieselbe. Das bedeutet, daß sowohl die geschwindigkeitsbestimmenden Mikromechanismen charakterisierenden thermodynamischen Kenngrößen - die Aktivierungsenthalpien als auch die Frequenzfaktoren in der Temperaturfunktion (Gl. 20) von der chemischen Zusammensetzung der austenitischen Stähle weitestgehend unabhängig sind (Tab. 30).

## **5.5. Zur Kinetik des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses**

### **5.5.1. Der bestrahlungsinduzierte stationäre Kletter - Kriechprozeß**

Da die Versuchsergebnisse der Mol-2 in-Reaktor Zeitstand- und Kriechexperimente nur den Verformungsendbetrag geborstener bzw. nicht geborstener Proben ohne Zwischenwerte lieferten, wird immer wieder die Frage nach der zeitlichen Abhängigkeit des beobachteten Deformationsprozesses gestellt. Die, aus solchen Verformungsendbeträgen ermittelten Kriechgeschwindigkeiten können daher ohne die erforderlichen Kenntnisse über die Abhängigkeit der Reaktionsgröße Kriechgeschwindigkeit von der Zeit weder einem stationären, noch einem monoton zu- oder abnehmenden Prozeß zugeordnet werden.

Nichtstationäre Kriechprozesse sind aus vielerlei Gründen nur bedingt zur Untersuchung der Abhängigkeiten zwischen den externen und internen Variablen und der Reaktionsgröße geeignet. Daher ist die Ermittlung des Zusammenhanges zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Zeit sowohl für die Bewertung der entnommenen partiellen Abhängigkeiten als auch für die aus den Versuchsergebnissen gezogenen Schlußfolgerungen und den vorgenommenen Interpretationen von großer Bedeutung.

Obwohl jedes einzelne Mol-2 Experiment durch eine andere Konstellation der beiden externen Variablen Spannung und Defekterzeugungsrate charakterisiert ist, sind die Experimente für die erforderlichen Analysen der Zeitabhängigkeit des Kriechprozesses trotz allem gut geeignet, da man mit Hilfe der bereits gefundenen Zusammenhänge

den Einfluß der Defekterzeugungsrate und der Spannung auf die Kriechgeschwindigkeit eliminieren, und somit die Zeitabhängigkeit der Reaktionsgröße Kriechgeschwindigkeit bestimmen kann.

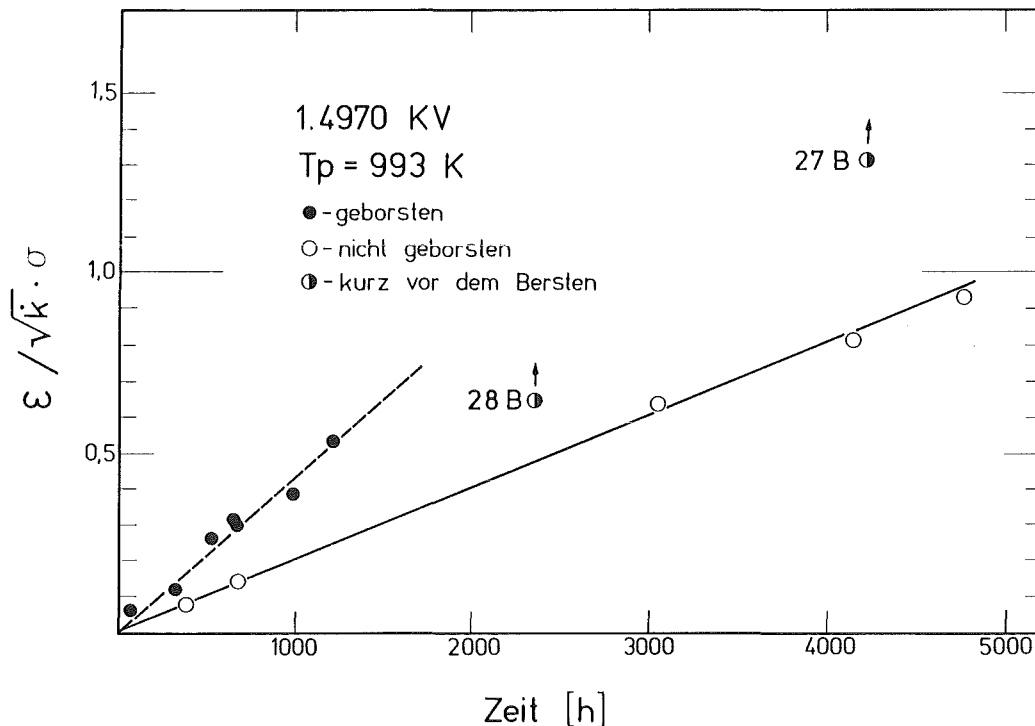


Abb. 18 Synthetische Kriechgeraden zusammengestellt aus Kriechdehnungen von Proben, getestet bei verschiedenen Prüfspannungen und DPA-Raten

Trägt man die so normierten Verformungsbeträge gegen die Prüfzeit ( $t$ ) auf,

$$\varepsilon / \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \sigma = f(t) \tag{22}$$

wie dies in Abb. 18 illustriert wird, so werden diese, wenn die Kriechgeschwindigkeit der einzelnen Experimente stationär war, eine Gerade ergeben. Alle Experimente, die diese Gerade tangieren, können somit einem stationären Deformationsprozeß zugeordnet werden.

Die Annahme eines stationären Deformationsprozesses wird, wie dies aus der Darstellung in Abb. 18 ersichtlich ist, für den überwiegenden Teil der nicht geborstenen Proben bestätigt.

Aus den in Abb. 19 im doppellogarithmischen Maßstab dargestellten Wertepaare kann man die Zeitabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, aus der Steigung der Geraden bestimmen. Die Versuchsergebnisse lassen erkennen, daß die gemessenen Verformungsbeträge sowohl der nichtgeborstenen als auch der geborstenen Proben Geraden mit derselben Steigung nämlich 1 ergeben und somit die Zeitabhängigkeit als linear charakterisieren.

Daraus kann ebenfalls geschlossen werden, daß für alle experimentell ermittelten Deformationsbeträge, die die Gerade der nicht geborstenen Proben tangieren, die Kriechgeschwindigkeit stationär ist.

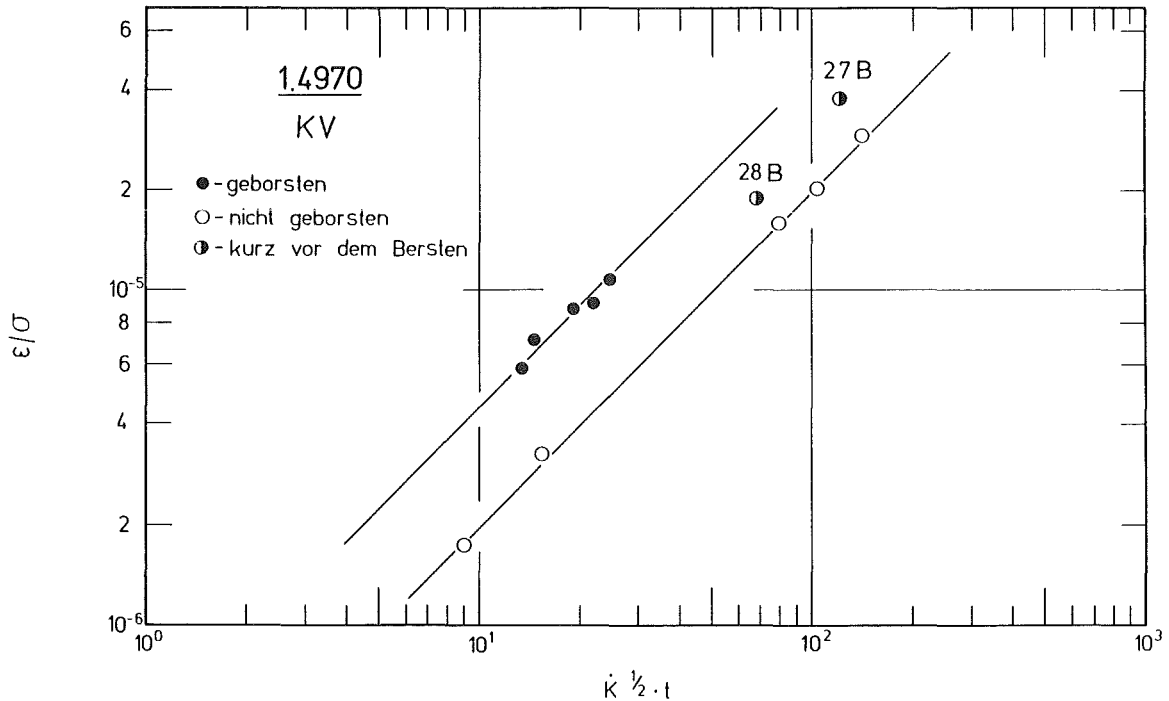


Abb. 19 Synthetische Kriechgeraden zusammengestellt aus Kriechdehnungen von Proben, getestet bei verschiedenen Prüfspannungen und DPA-Raten

Deshalb kann man alle diejenigen aus den Verformungsbeträgen der nicht geborstenen Proben ermittelten Kriechgeschwindigkeiten, die die Gerade der nicht geborstenen Proben in Abb. 19 tangieren, mit Gewißheit als stationär betrachten, da sie sich beim Abbruch des Experimentes noch im Bereich des stationären Verformungsgeschehens befanden.

Neben den Mol-2 Experimenten selbst ist nur das In-Reaktor Kriechexperiment Mol 5B-10 [17,25] geeignet, bei den betrachteten hohen Prüftemperaturen die Zeitabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit zu analysieren. Dieses Kriechexperiment dient als Stütze für die aus den Mol-2 Experimenten selbst ermittelten Zusammenhänge, da die Kriechkurve "kontinuierlich" aufgenommen wurde.

In Abb. 20 sind die gemessenen Verformungsbeträge der Mol 5B-10 Probe zu Beginn des Experimentes (1. Zyklus) in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die Abbildung enthält auch die Verformungsbeträge der unbestrahlten Vergleichsprobe, die bei gleicher Spannung und Prüftemperatur untersucht wurde.

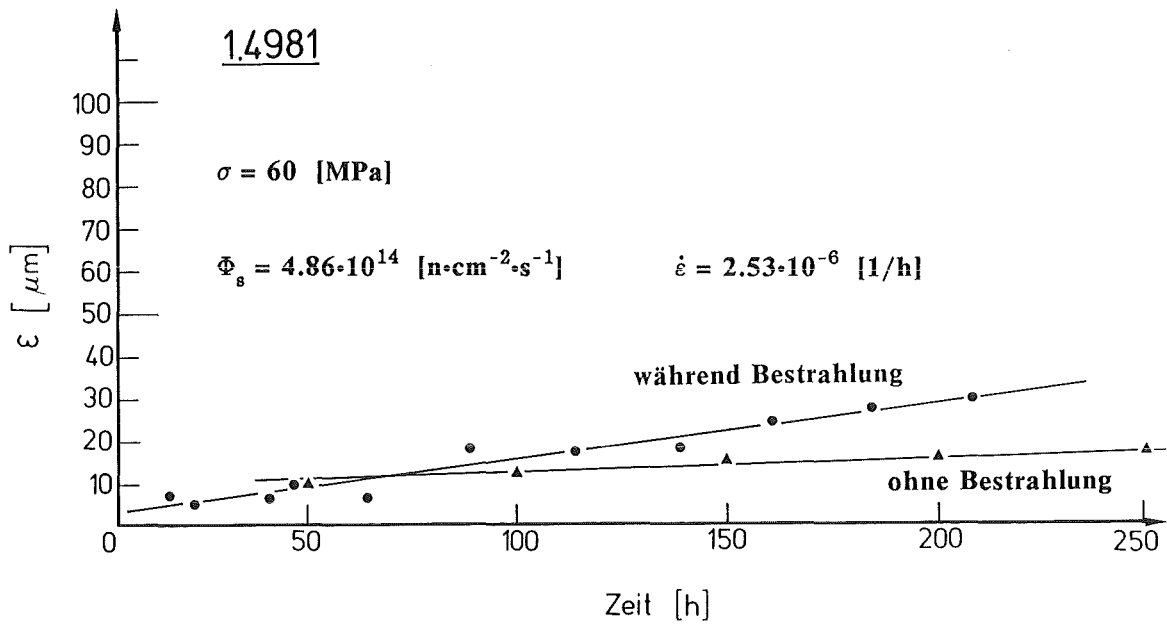


Abb. 20 Abschnitt aus der In-Reaktor Kriechkurve für den Stahl 1.4981 kv

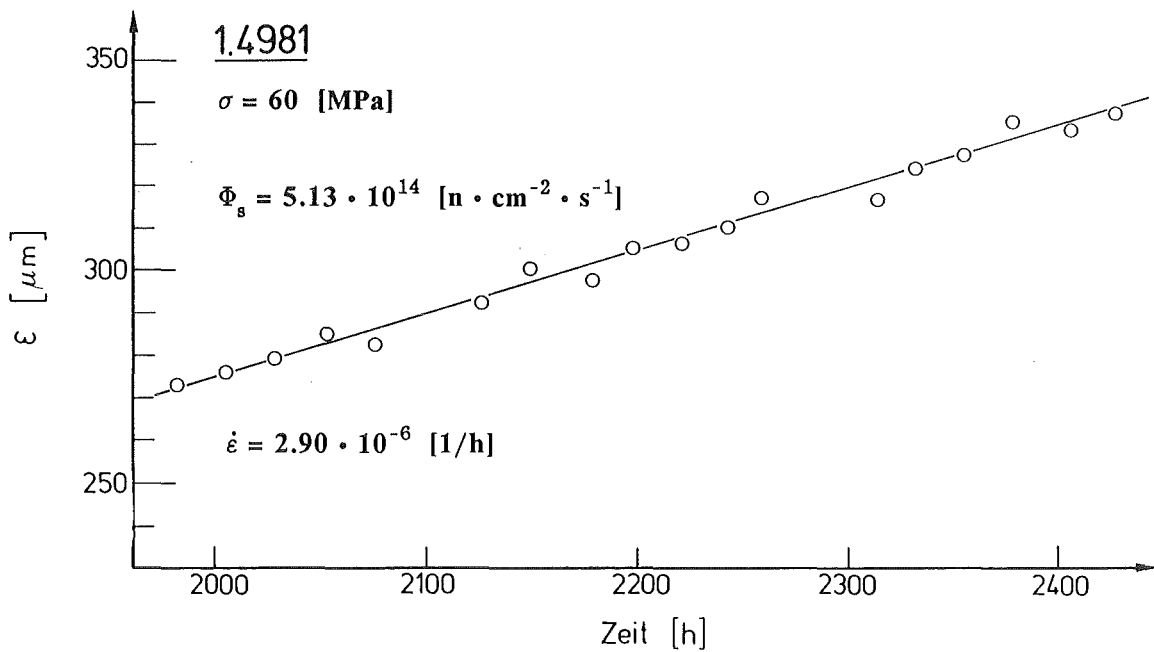


Abb. 21 Abschnitt aus der In-Reaktor Kriechkurve für den Stahl 1.4981 kv



Aus der Darstellung kann man zunächst entnehmen, daß die Kriechgeschwindigkeit der In-Reaktor geprüften Probe deutlich höher ist als die der unter normalen Bedingungen beanspruchten Probe.

Dabei sollte beachtet werden, daß die hier beobachtete Kriechgeschwindigkeit der Vergleichsprobe einen nicht genau definierten Abschnitt des primären Kriechbereiches charakterisiert und sicherlich deutlich höher als die zugehörige stationäre Kriechgeschwindigkeit ist.

Vergleicht man ferner die mit der Wurzel aus der Defekterzeugungsrate normierten Kriechgeschwindigkeiten der beiden aus weit auseinanderliegenden Zeiträumen stammenden Kriechabschnitten, dargestellt in den Abbildungen 20 und 21, miteinander so kann man feststellen, daß sich die Kriechgeschwindigkeit auch nach etwa 2500 h Prüfzeit nur geringfügig erhöht hat. Daraus kann geschlossen werden, daß der beobachtete bestrahlung induzierte Kriechprozeß über längere Zeiträume hinweg nahezu stationär verläuft.

Die Versuchsergebnisse dieser von Cloß und Herschbach [25] durchgeführten Experimente lassen sich ohne Einschränkung auf die gemessenen Verformungsbeträge der nicht geborstenen Mol-2 Proben eines kaltverformten Werkstoffes übertragen, denn es gibt keine Gründe, die gegen ein analoges Verhalten des ebenfalls kaltverformten Stahles 1.4970 sprechen würden.

Die aus den Verformungsbeträgen der Mol - 2 Experimenten ermittelten Kriechgeschwindigkeiten kaltverformter austenitischer Stähle können somit im Rahmen der experimentell erreichten Genauigkeit als zuverlässige Bezugsgrößen angesehen werden, so daß die vorgenommenen Analysen auf einer unumstößlichen Grundlage beruhen.

Die zeitliche Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit wurde bislang nur bei den im kaltverformten Zustand untersuchten austenitischen Stählen analysiert. Zu einem späteren Zeitpunkt sollen alle anderen Werkstoffzustände analysiert und diskutiert werden.

Unter der Voraussetzung, daß bei dem beobachteten Deformationsmechanismus die Kriechgeschwindigkeit konstant bleibt, eine Forderung die im Rahmen der experimentell erreichbaren Genauigkeit bestätigt werden konnte und normalerweise strukturelles Gleichgewicht impliziert, würden die Kenntnisse der besprochenen partiellen Zusammenhänge genügen, um eine einfache Beziehung zu formulieren, die es gestattet, die entstehenden Kriechverformungen infolge des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses zu beschreiben:

$$\dot{\epsilon}(\dot{\kappa}) = \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \sigma \cdot \Theta_c \cdot \Omega_1 / S_o \quad (23)$$

Darin bedeuten:

$\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  - die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses,

- $\kappa$  - die Defekterzeugungsrate,
- $\sigma$  - die Prüfspannung,
- $\Theta_c$  - die Zustandsfunktion für die Temperaturabhängigkeit des Kriechprozesses,
- $\Omega_1$  - der Effizienzfaktor und
- $S_o$  - die Entropieanalogon als Meßgröße für den Werkstoffzustand.

Der Effizienzfaktor ist eine athermische Kenngröße, die die Anzahl der pro Zeiteinheit aktiv am Kletterprozeß beteiligten Punktdefekte von der Gesamtmenge Zeiteinheit erzeugten Punktdefekte, für  $\Theta_c$  und  $\sigma$  gleich 1, angibt.

Mit der oben angegebenen Zustandsgleichung lassen sich die beobachteten bestrahlungsinduzierten Kriechverformungen der kaltverformten austenitischen Stähle 1.4970 und 1.4981 bei Spannungen kleiner  $\sigma_{tr}$  relativ gut beschreiben, wie dies aus den Abbildungen 22 bis 29 hervorgeht. Jede Abbildung enthält die gemessene bestrahlungsinduzierte Kriechverformung einer nichtgeborstenen Probe und die mit der in (Gl. 23) angegebenen Beziehung, unter Verwendung der dem Experiment zugeordneten externen Variablen Spannung, Temperatur und Defekterzeugungsrate berechneten Kriechkurve. Die Diagramme enthalten sowohl alle das jeweilige Experiment charakterisierenden Werte der externen Variablen als auch eine Summengleichung,

$$(IIC + CDS) + SWO = (TOT. DEF.) \quad (24)$$

die folgendes aussagt:

Die Summe aus bestrahlungsinduzierter Kriechverformung (IIC) plus kriechgetriebener Schwellverformung (CDS) plus linearer Schwellverformung (SWO) liefert die Gesamtverformung (TOT. DEF.). Die eigentliche Bedeutung dieser Summe, die auch die Zustandsgleichungen für die Schwell- und die kriechgetriebenen Schwellprozesse enthält, wird zu einem späteren Zeitpunkt eingehender besprochen. Bei der Behandlung des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses sollte sie uns helfen zu erkennen ob der gemessene Verformungsbetrag aus reiner Kriechverformungen besteht oder auch andere Deformationsbeträge enthält.

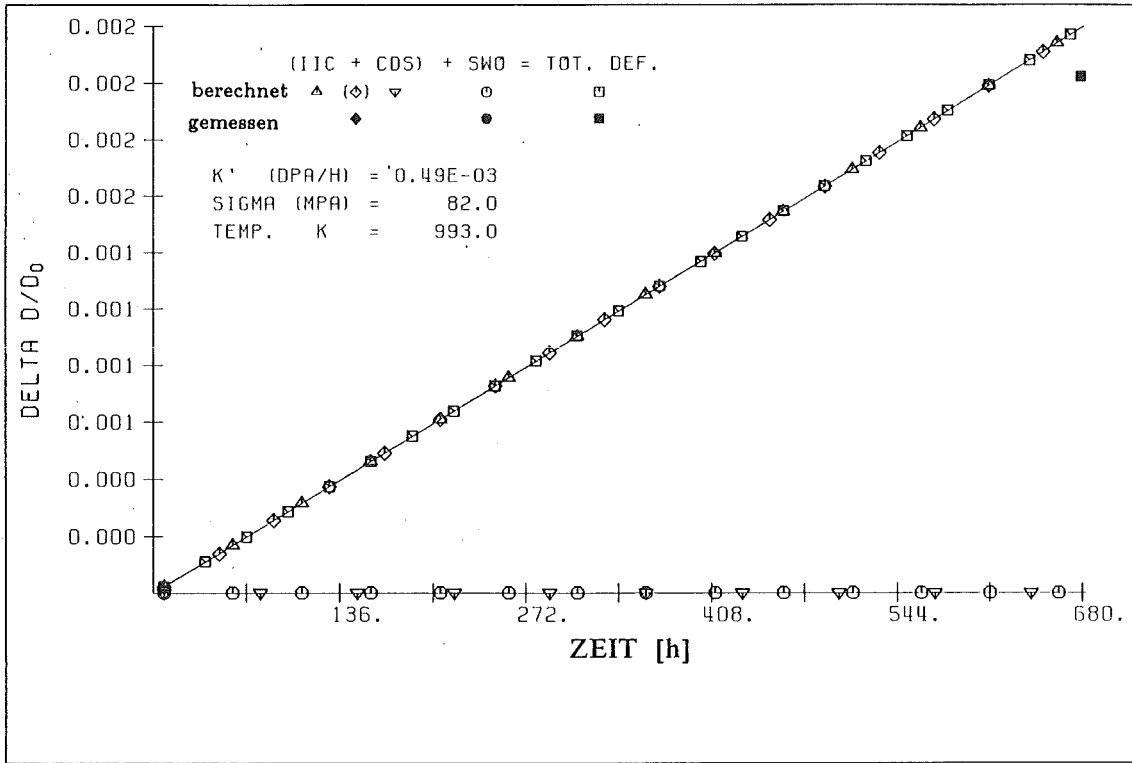


Abb. 22 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

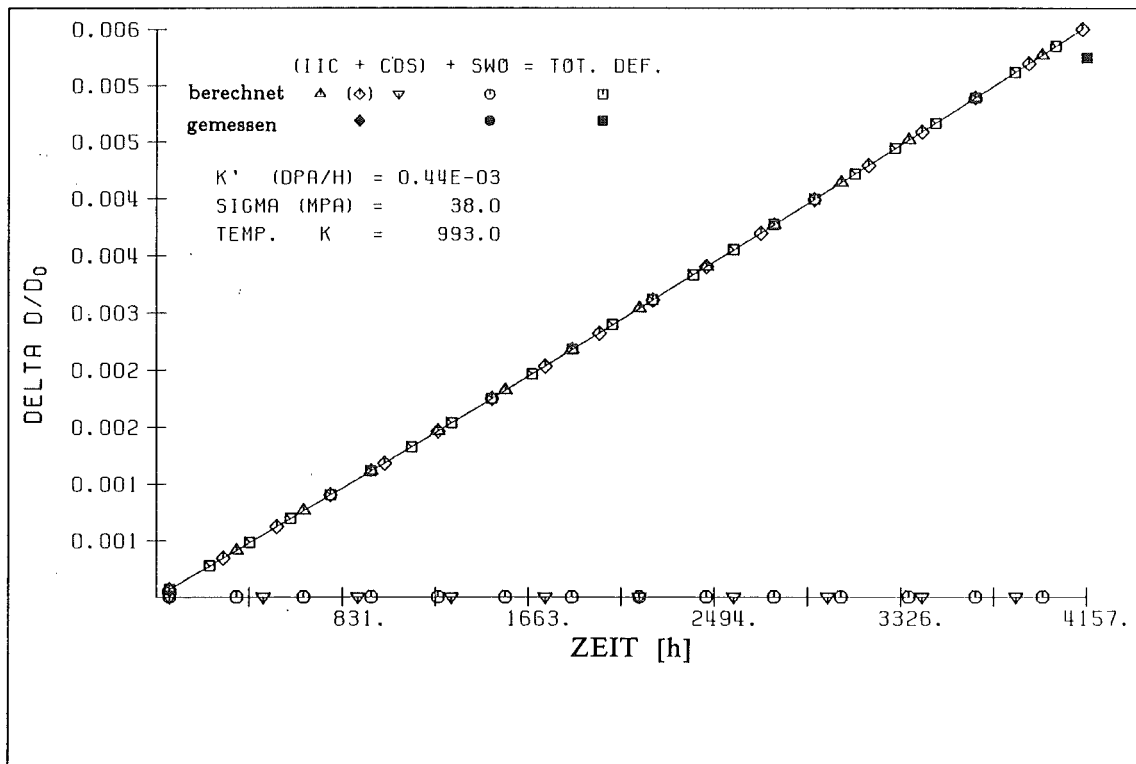


Abb. 23 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

Mit der oben angegebenen Beziehung konnten die bestrahlungsinduzierten Verformungsbeträge, bei dem überwiegenden Teil der im kaltverformten Zustand untersuchten Proben der austenitischen Stähle 1.4970, En58B, 1.4981, und AISI 316M, recht genau beschrieben werden, wie dies aus den Abbildungen 22 und 23 am Beispiel des Stahles 1.4970 kv hervorgeht. Es wurde allerdings festgestellt, daß mit der oben angegebenen Beziehung nur, bei einem Teil der im kaltverformten Zustand untersuchten Proben des Stahles 1.4981, die beobachteten bestrahlungsinduzierten Kriechverformungen genauso gut beschrieben werden konnten, wie dies beim Stahl 1.4970 kv der Fall war und in Abb. 24 exemplarisch gezeigt wird.

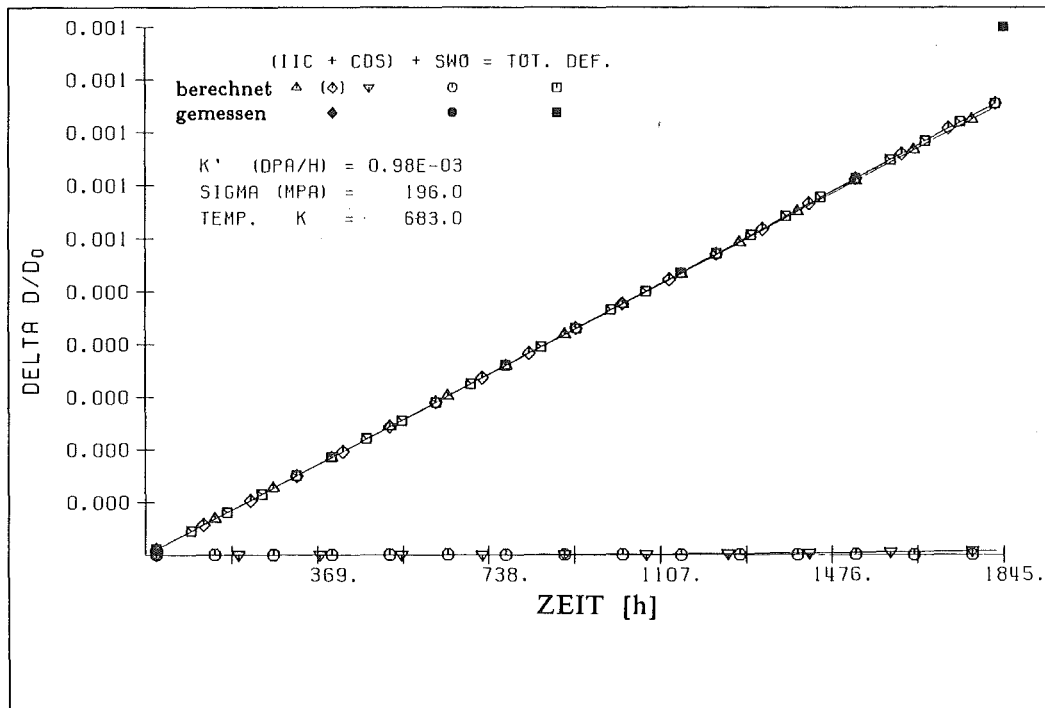


Abb. 24 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4981 kv

Die bestrahlungsinduzierten Verformungsbeträge der im lösungsgeglühten bzw. im lösungsgeglühten und ausgelagerten Zustand untersuchten Proben des Stahles 1.4988 konnten nicht beschrieben werden. Da man in diesem Fall nicht nur den Werkstoff, sondern auch den Werkstoffzustand veränderte, mußte zunächst geklärt werden, ob die Ursache hierfür werkstoff- oder werkstoffzustandsspezifischer Natur ist.

Ferner sollte auch die Gültigkeit des Postulates, das diese Beziehung charakterisiert nämlich, daß die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses stationär ist, überprüft werden.

Da aus dem Stahl 1.4988 nur Proben im lösungsgeglühten und in unterschiedlich ausgelagerten Zuständen untersucht wurden, war es nicht möglich, eine befriedigende Antwort auf die Fragestellung nach dem Einfluß des Werkstoffes bzw. des Werkstoffzu-

standes auf die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses zu erhalten. Aus diesem Grunde wurden auch die am Stahl 1.4981 durchgeführten Mol-2 In-Reaktor Experimente analysiert, da für diesen Stahl Versuchsergebnisse sowohl an Proben in kaltverformten als auch in lösungsgeglühten und anderen Werkstoffzuständen zur Verfügung standen.

Es zeigte sich dabei, daß die Beschreibung der gemessenen Verformungsbeträge, der im lösungsgeglühten Zustand untersuchten Proben des Stahles 1.4981 mangelhaft war, wie zuvor bei dem sowohl im lösungsgeglühten als auch im lösungsgeglühten und ausgelagerten Zustand untersuchten Stahl 1.4988. Daraus konnte geschlossen werden, daß der Werkstoffzustand das Kriechverhalten deutlich beeinflussen kann.

Besonders mangelhaft war die Beschreibung der gemessenen bestrahlungsinduzierten Verformungsbeträge der im kaltverformten Zustand bei 750°C (1023 K) untersuchten Proben des Stahles 1.4981, wie dies aus Abb. 25 ersichtlich ist.

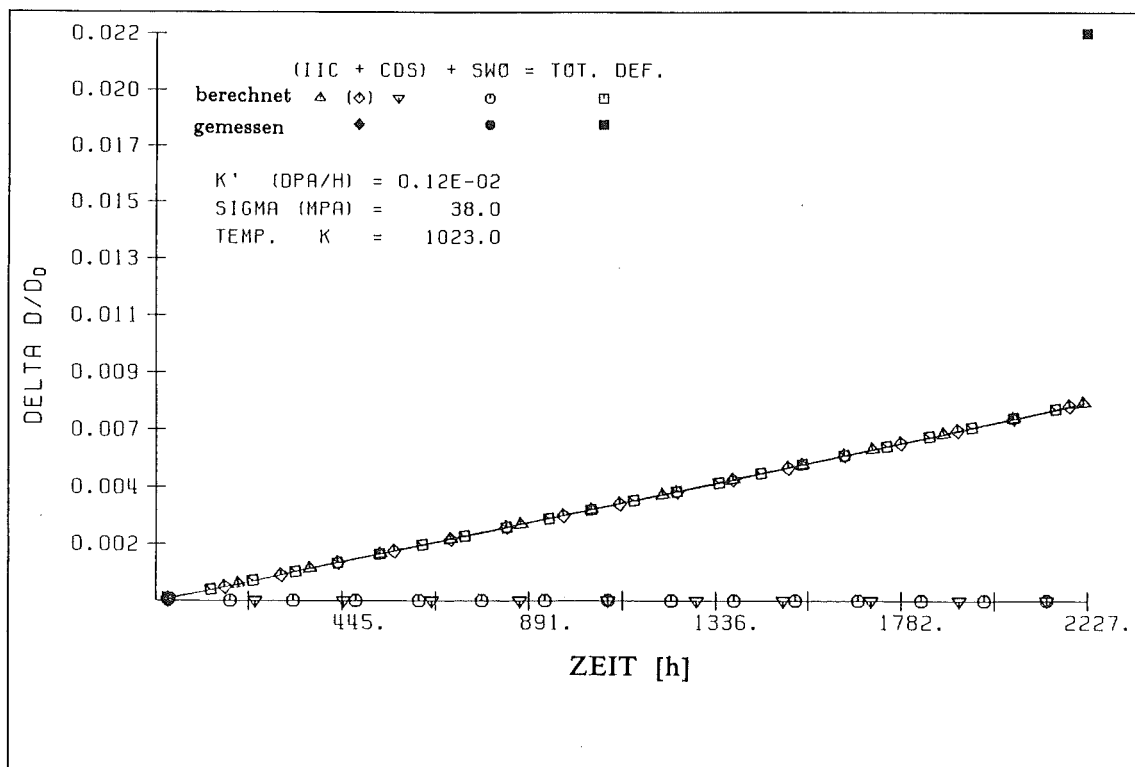


Abb. 25 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4981 kv

Daraus konnte geschlossen werden, daß es neben dem Werkstoffzustand noch andere Ursachen geben muß, die die bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse austenitischer Stähle kontrollieren.

Aus Abb. 14 kann ebenso entnommen werden, daß die stationäre Kriechgeschwin-

digkeit der sich in einer Gruppierung einreihenden Versuchsergebnisse eines gegebenen Werkstoffes, z.B. 1.4970 Gruppe 1 und 4, bei der gleichen Prüftemperatur zusätzlich noch vom Werkstoffzustand, d.h. von der ihm aufgeprägten Entropie ( $S_0$ ), abhängig ist. Diese Abhängigkeit ist allerdings eine andere als beim thermisch aktivierten Kriechprozeß.

Die stationäre Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses der verschiedenen austenitischen Stähle im kaltverformten Zustand ist von der Zusammensetzung des Stahles weitestgehend unabhängig, wie dies aus dem Vergleich der Kriechgeschwindigkeiten der beiden kaltverformten Stähle 1.4970 und 1.4981 (Gruppe 1 und 5) in Abb. 14 deutlich erkennbar ist und aus (Gl. 23) hervorgeht.

Versucht man mit der in Abschnitt 5.5.1. angegebenen Beziehung (Gl. 23) die gemessenen Verformungen derjenigen Proben zu berechnen, die bei Spannungen oberhalb der Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) untersucht wurden, also im Spannungsbereich in dem die bestrahlungsinduzierten Gleit-Kletter Kriechmechanismen das Geschehen kontrollieren, so ist gemäß Abb. 26 und 27 eine deutliche Diskrepanz zwischen gemessener und berechneter Verformung erkennbar.

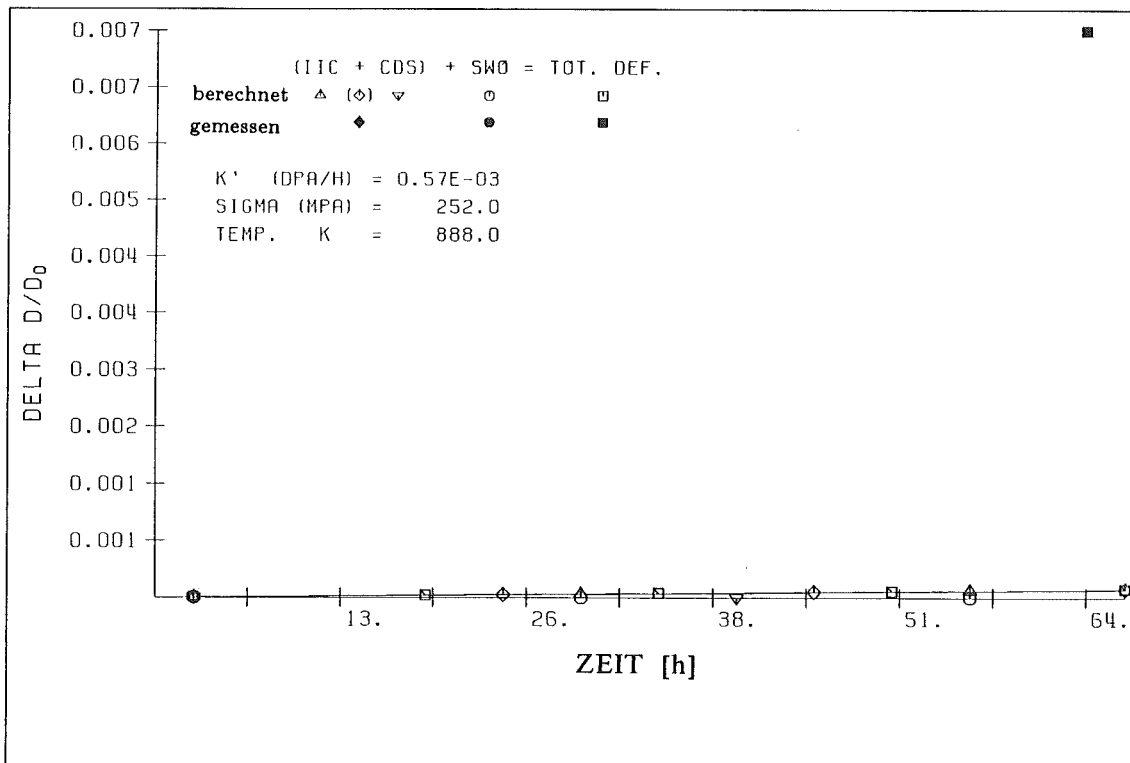


Abb. 26 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

Auf Grund der höheren Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des Gleit- Kletter- Kriechprozesses wird die Diskrepanz mit zunehmender Prüfspannung zunehmen. Die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit in diesem Bereich sollte

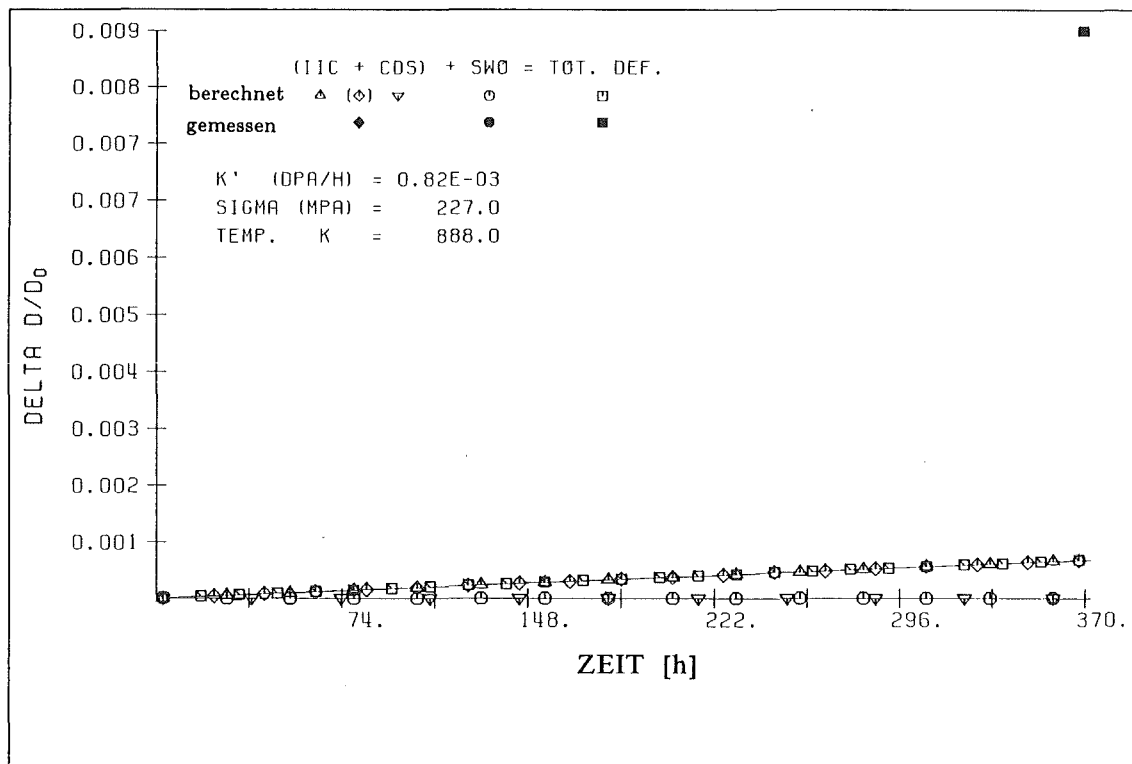


Abb. 27 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

der des Werkstoffes im unbestrahlten Zustand entsprechen. Der Kriechwiderstand unter Bestrahlung wird allerdings deutlich abnehmen, da die dynamische Erholung infolge der erzwungenen Punktdefektbildung in Abhängigkeit von der Defekterzeugungsrate überproportional zunimmt. Die Kriechgeschwindigkeit des unter Bestrahlung entarteten thermisch aktivierten Gleit- Kletter- Kriechprozesses wird daher stets wesentlich höher sein, als die des unbestrahlten oder nach Bestrahlung unter vergleichbaren Bedingungen beanspruchten Materials. Diese Auffassung wird durch die Experimente voll bestätigt. In Abbildung 28 wird dies exemplarisch für den Stahl 1.4970 kv gezeigt.

Die dynamische Erholung, das geschwindigkeitsbestimmende Element des thermisch aktivierten Gleit- Kletter- Kriechprozesses, ist ein Punktdefekte absorbierender Kletttervorgang. Man kann daher annehmen, daß unter Neutronenbestrahlung nicht nur bei Temperaturen oberhalb, sondern auch weit unterhalb  $0.5T_g$ , im Temperaturbereich also, wo normalerweise der thermisch aktivierte Kriechprozeß schon längst zum Erliegen gekommen ist, Gleit- Kletter- Kriechprozesse oberhalb einer jeweils von der Prüftemperatur abhängigen Übergangsspannung ablaufen werden, weil die erforderlichen Punktdefekte athermisch über die von außen zugeführte Arbeit in ausreichenden Mengen erzeugt werden.

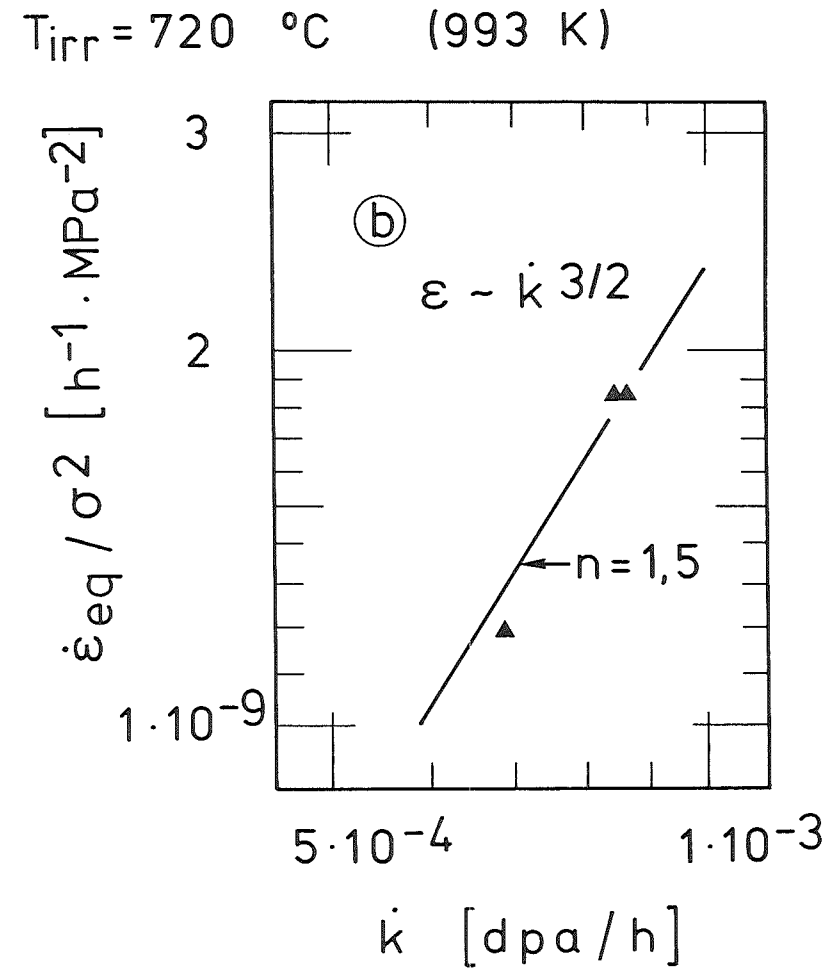
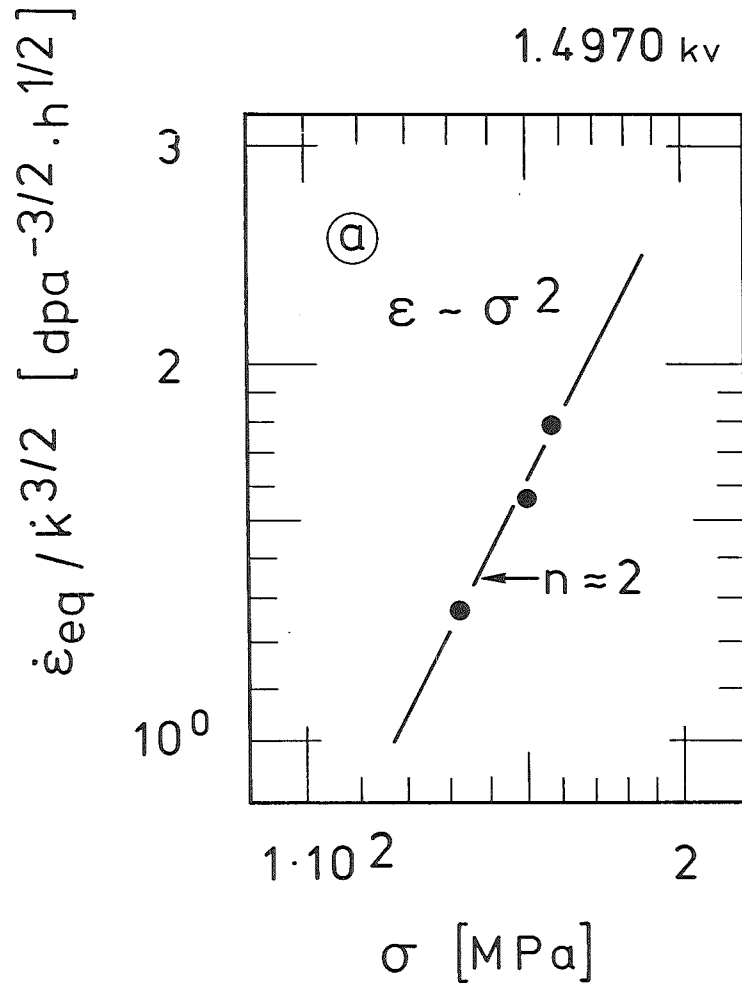


Abb. 28 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des Gleit-Kletterkriechprozesses von der Spannung bzw. von der Defekterzeugungsrate



Solche oberhalb der Übergangsspannung wirkenden Deformationsmechanismen werden in der vorliegenden Arbeit ebenfalls nicht näher behandelt, da sie zu einer ganz anderen Kategorie von Verformungsmechanismen gehören.

### 5.5.2. Der bestrahlungsinduzierte tertiäre Kriechprozeß

Jede der Abbildungen 29 bis 32 enthält der gemessene bestrahlungsinduzierte Gesamtverformungsbetrag jeweils einer geborstenen Probe der im kaltverformten Zustand untersuchten Stähle 1.4970 bzw. 1.4981 und die mit der in (Gl. 23) angegebenen Beziehung, unter Verwendung der dem Experiment zugeordneten externen Variablen Spannung, Temperatur und Defekterzeugungsrate berechneten Kriechkurve. Die Diagramme enthalten alle das jeweilige Experiment charakterisierenden Werte der externen Variablen.

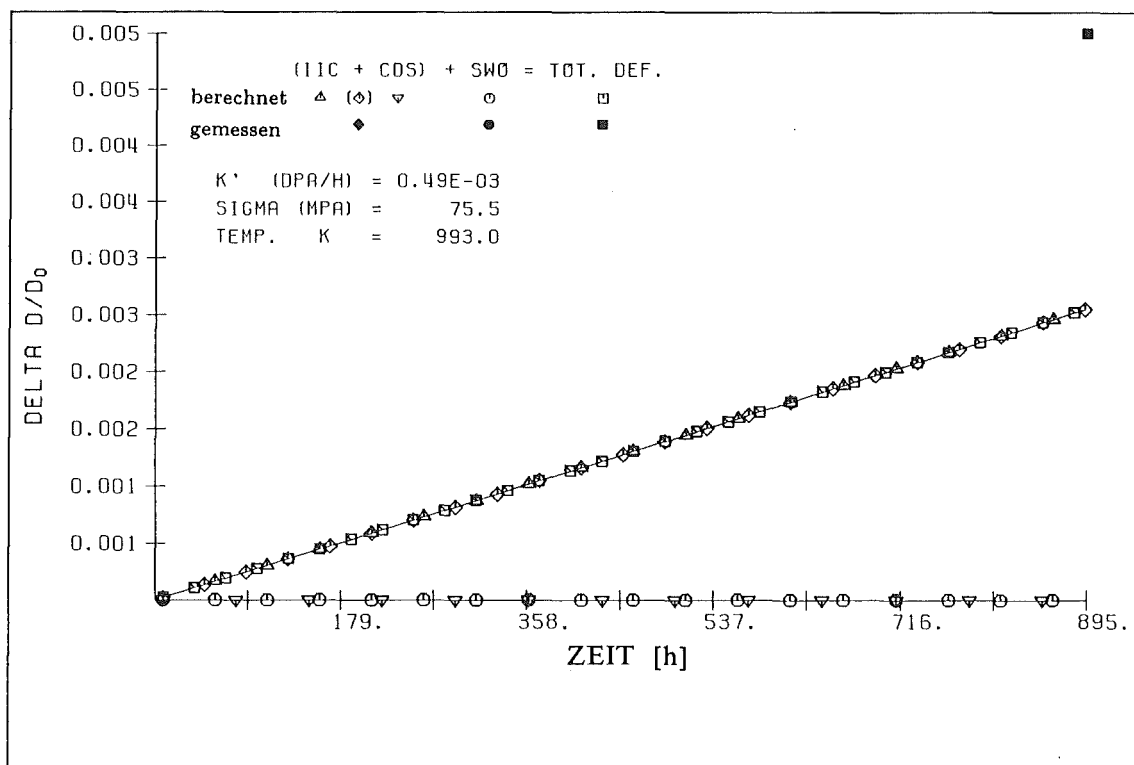


Abb. 29 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

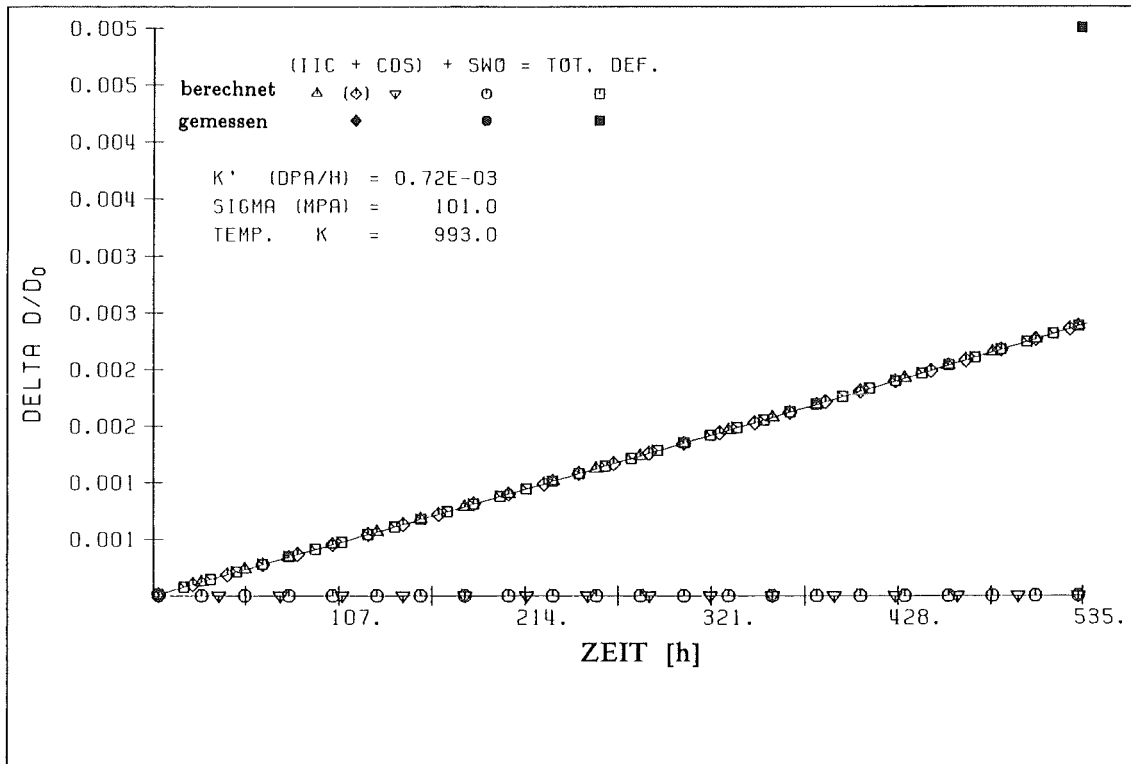


Abb. 30 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

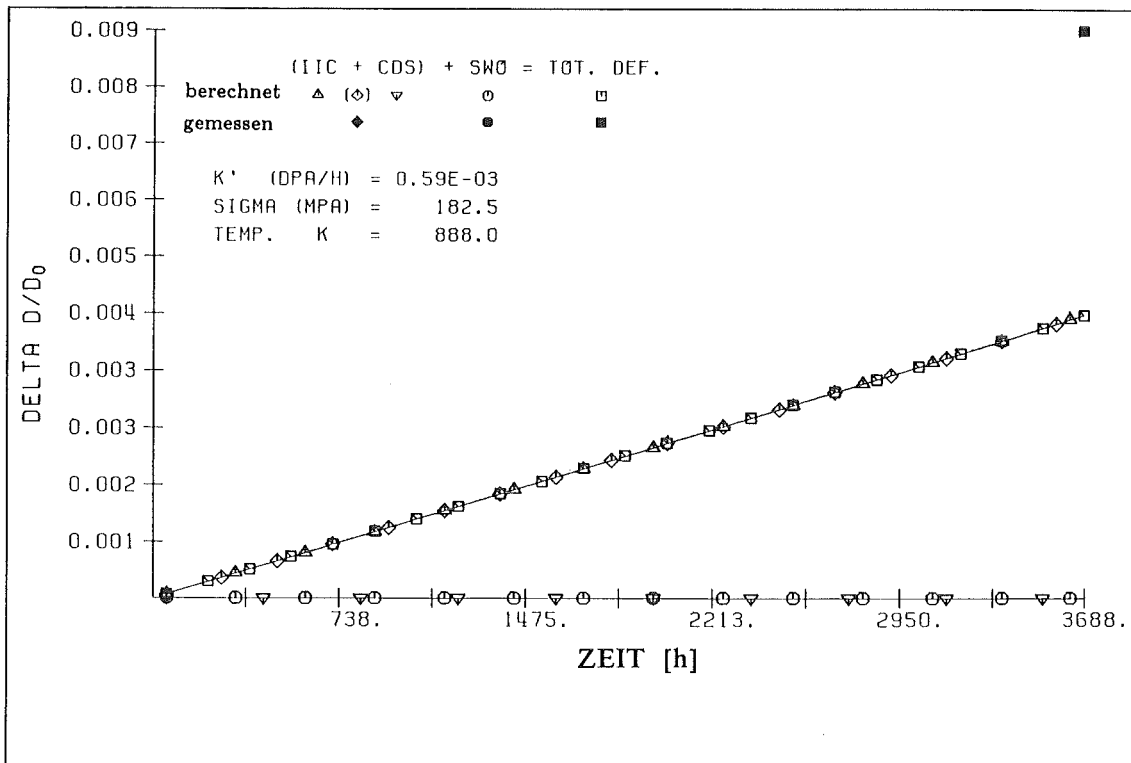


Abb. 31 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

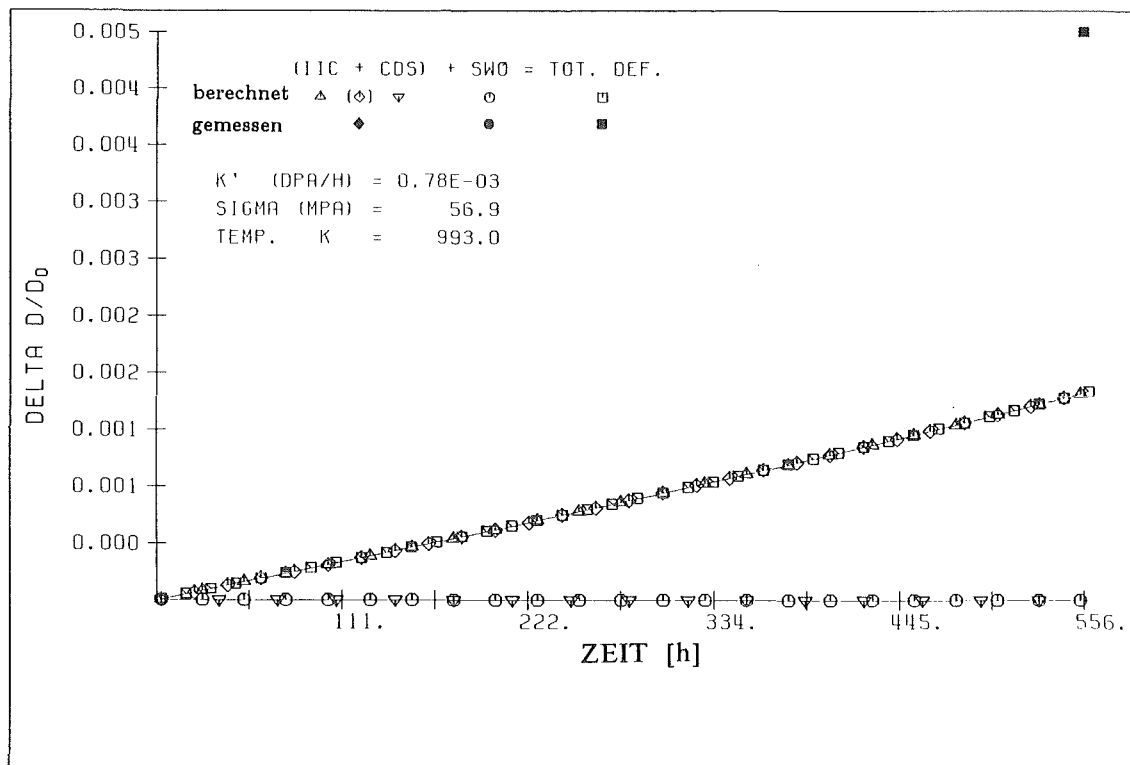


Abb. 32 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4981 kv

Die gemessene Gesamtverformung ( $A_u$ ) geborstener Proben enthält neben dem stationären Deformationsbetrag ( $\epsilon_p$ ) noch einen zusätzlichen Verformungsbetrag ( $\epsilon_{qt}$ ). Dieser, dem tertiären Verformungsmechanismus des thermisch aktivierten Kriechprozesses ähnlichen Deformationsvorgang, wird "quasi-tertiär" genannt, da wie bereits die Analysen der in den Abb. 8 - 13 dargestellten Versuchsergebnisse ergaben, dieser eindeutig von der Defekterzeugungsrate abhängig ist. Der "quasi-tertiäre" Verformungsprozeß ist also bestrahlungsinduzierter Natur.

Die genannten Analysen der Versuchsergebnisse ergaben ferner, daß die "quasi-tertiäre" Verformung ( $\epsilon_{qt}$ ) eines kaltverformten austenitischen Stahles ebenfalls proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate ( $\kappa$ ) ist und innerhalb eines relativ kurzen Zeitraumes akkumuliert wird. Dieser Prozeß läuft innerhalb einer Zeitspanne ab, die schätzungsweise kürzer als 1/10 der Standzeit ist. Aus den Abbildungen 29 bis 32 kann man außerdem noch erkennen, daß die gemessene Gesamtverformung ( $A_u$ ) geborstener Proben etwa doppelt so groß ist als der mit (Gl. 23) berechnete bestrahlungsinduzierte Kriechbetrag. Der "quasi-tertiäre" Verformungsbetrag kann z.Zt. nicht berechnet werden. Dieser wird auch in Zukunft nicht näher untersucht, da seine praktische Bedeutung gering ist.

5.5.3. Der bestrahlungsinduzierte nichtstationäre Kletter-Kriechprozeß

Um den Ursachen der experimentell beobachteten systematischen Abweichungen des Kriechverhaltens sowohl bei den im lösungsgeglühten und im lösungsgeglühten und ausgelagerten Zuständen untersuchten Stählen als auch bei den im kaltverformten Zustand untersuchten Stählen näher zu kommen, wurde notwendigerweise auch die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses von der Zeit, bei den in den oben genannten Zuständen untersuchten Legierungen, analysiert.

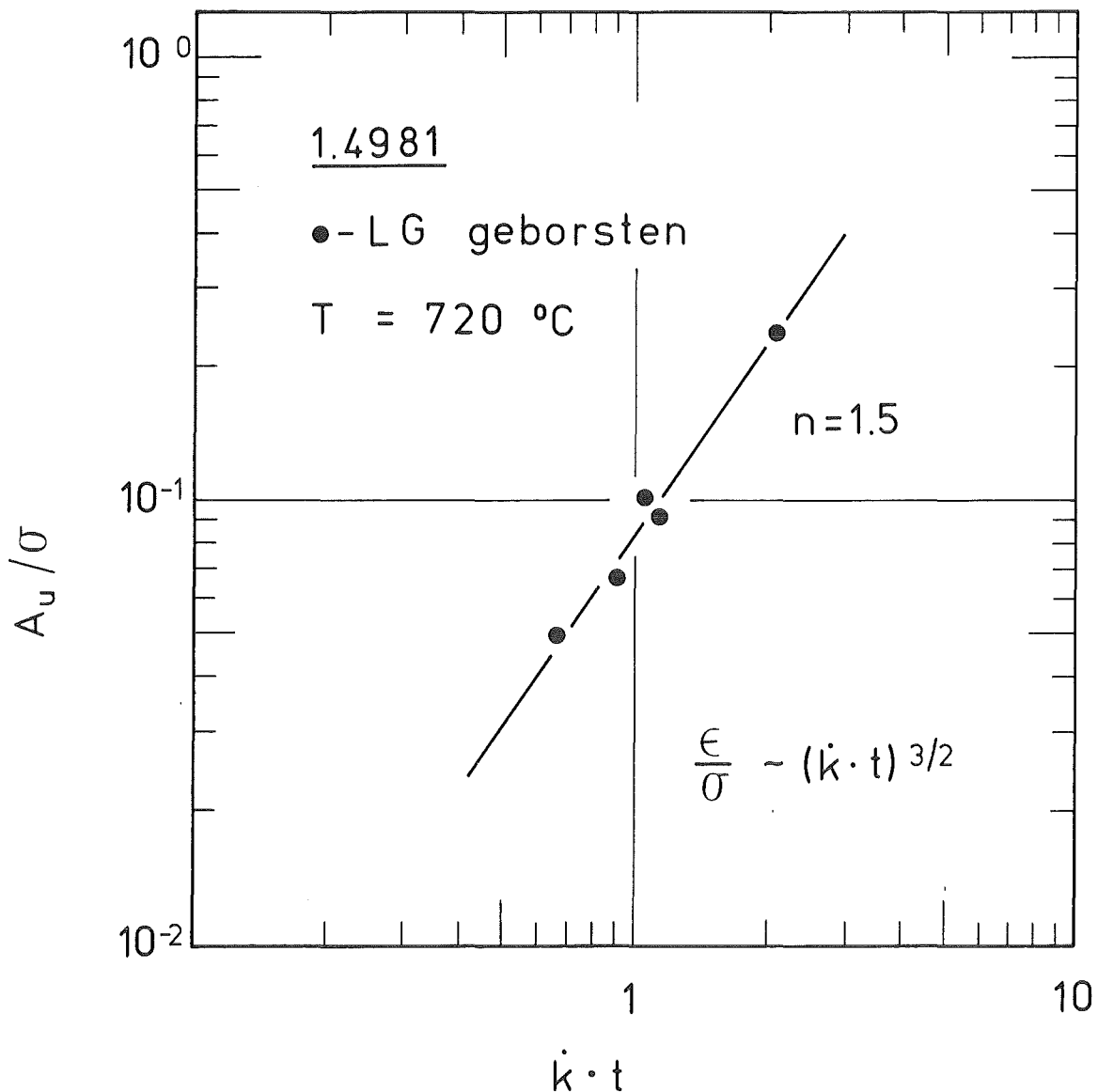


Abb. 33 Abhängigkeit der Kriechverformung des Stahles 1.4981 lg von der akkumulierten Neutronenschädigung (DPA)

In Abb. 33 sind die gemessenen mit der Prüfspannung normalisierten bestrahlungsinduzierten Kriechbeträge ( $A_u/\sigma$ ) der geborstenen Proben des Stahles 1.4981 im lösungsgeglühten Zustand (lg) in Abhängigkeit von der akkumulierten Strahlenschädigung ( $\dot{\kappa} \cdot t$ ), die man gewöhnlich in DPA angibt, dargestellt.

Abb. 34 enthält die mit der Prüfspannung- und der Prüftemperatur normalisierten Verformungsbeträge geborstener bzw. nicht geborstener Proben des Stahles 1.4988 in den Zuständen lösungsgeglüht (lg) bzw. lösungsgeglüht und ausgelagert (lg+a), ebenfalls in Abhängigkeit von der akkumulierten Strahlenschädigung ( $\dot{\kappa} \cdot t$ ) dargestellt.

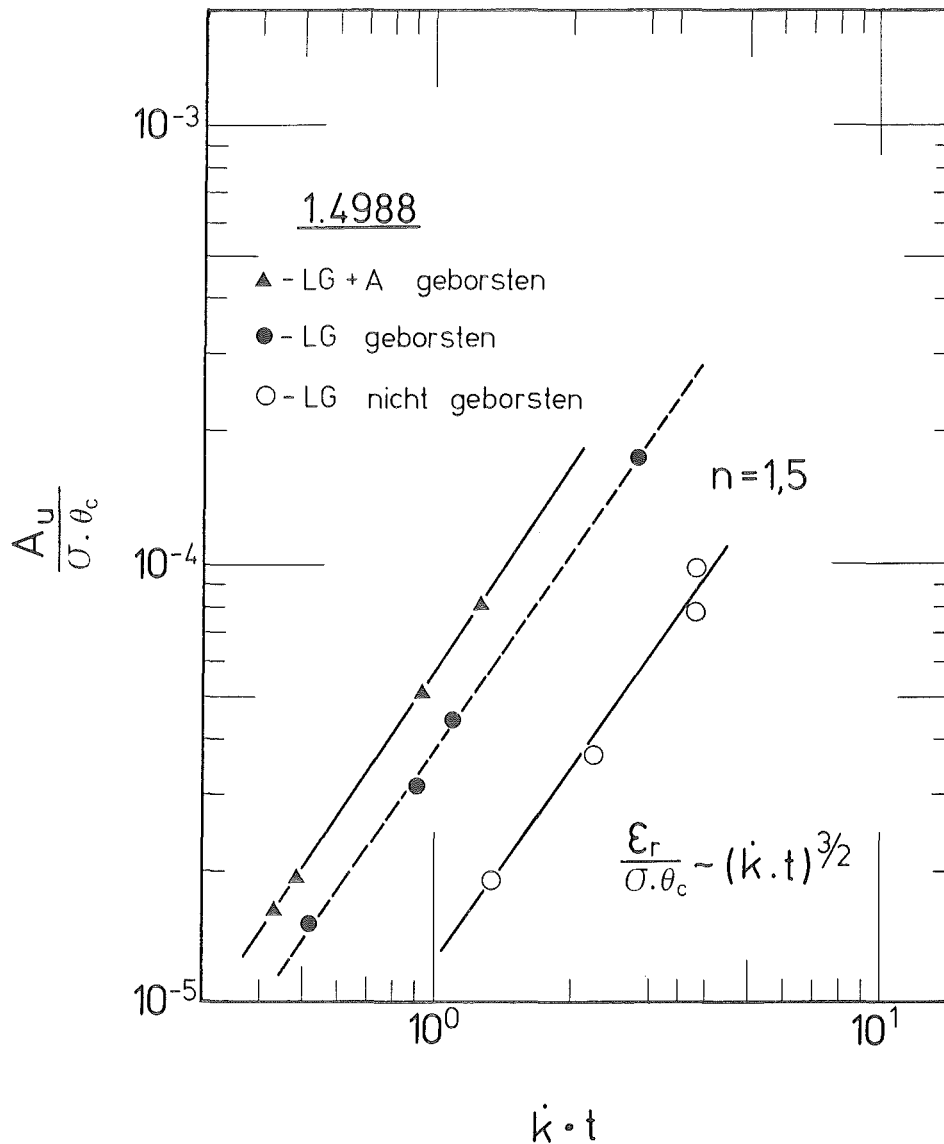


Abb. 34 Abhängigkeit der Kriechverformung des Stahles 1.4988 lg + a von der akkumulierten Neutronenschädigung (DPA)

Es ist offensichtlich, daß die Kriechgeschwindigkeit den bei den beiden austeniti-

schen Stählen sowohl im lösungsgeglühten als auch im lösungsgeglühten und ausgelagerten Zustand beobachteten bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses nicht stationär sondern, wie man es aus den Abb. 33 und 34 entnehmen kann, proportional zu

$$\dot{\epsilon}(\dot{\kappa}) \propto t^{1/2} \quad (25)$$

ist, da der gemessene zeitintegrierte bestrahlungsinduzierte Verformungsbetrag proportional zu

$$\epsilon(\dot{\kappa}) \propto t^{3/2} \quad (26)$$

ist. Die Kriechgeschwindigkeit dieses bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses nimmt mit der Zeit monoton zu.

Daraus kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Verformung bei den im lösungsgeglühten bzw. lösungsgeglühten und ausgelagerten Zustand während Bestrahlung beanspruchten austenitischen Stählen, von einem anderen als dem bereits erfaßten bei kaltverformtem Material wirksame stationäre bestrahlungsinduzierte Deformationsprozeß kontrolliert wird.

Aus Abb. 34 kann man außerdem aus der unterschiedlichen Lage der einzelnen zueinander parallelen Geraden eine wahrscheinliche, jedoch geringe, werkstoffzustandspezifische Abhängigkeit der monoton zunehmenden Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses erkennen.

Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ferner ergeben, daß die Kriechgeschwindigkeit der kaltverformten austenitischen Stähle nur zu Beginn nahezu stationär ist, wie dies bereits aus den in den Abb. 12, 13, 18 und 19 dargestellten Versuchsergebnissen nachgewiesen werden konnte. Die Kriechgeschwindigkeit verliert allerdings mit der Zeit allmählich ihren stationären Charakter, um schließlich ebenfalls in die  $t^{1/2}$  Abhängigkeit überzugehen. Dies ist auch aus den gemessenen Verformungsbeträgen der beiden noch nicht geborstenen Proben (27B und 28B) deutlich erkennbar, die in den Abb. 18 und 19 oberhalb der jeweiligen den stationären Kriechbereich charakterisierenden Geraden liegen, folglich den stationären Kriechbereich bereits verlassen haben.

In Abb. 35 sind die mit der Prüfspannung- und der Prüftemperatur normalisierten Verformungsbeträge ( $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa}) / \sigma \cdot \Theta_c$ ) der beiden austenitischen Stähle, 1.4981 im kaltverformten und 1.4970 im kaltverformten und ausgelagerten Zustand, in Abhängigkeit von der akkumulierten Strahlenschädigung ( $\dot{\kappa} \cdot t$ ), dargestellt. Aus der Darstellung erkennt man, daß die Kriechgeschwindigkeit sowohl des Stahles 1.4981 als auch des Stahles 1.4970 oberhalb einer Dosis von etwa 25 DPA den stationären Kriechbereich bereits verlassen und den nicht stationären Bereich mit der monoton ansteigenden Kriechgeschwindigkeit

erreicht hat. Der Übergang vom stationären zum nicht-stationären Kriechprozeß ist, wie dies später gezeigt wird, in komplexer Weise von dem Werkstoff, dem Werkstoffzustand und den externen Variablen abhängig.

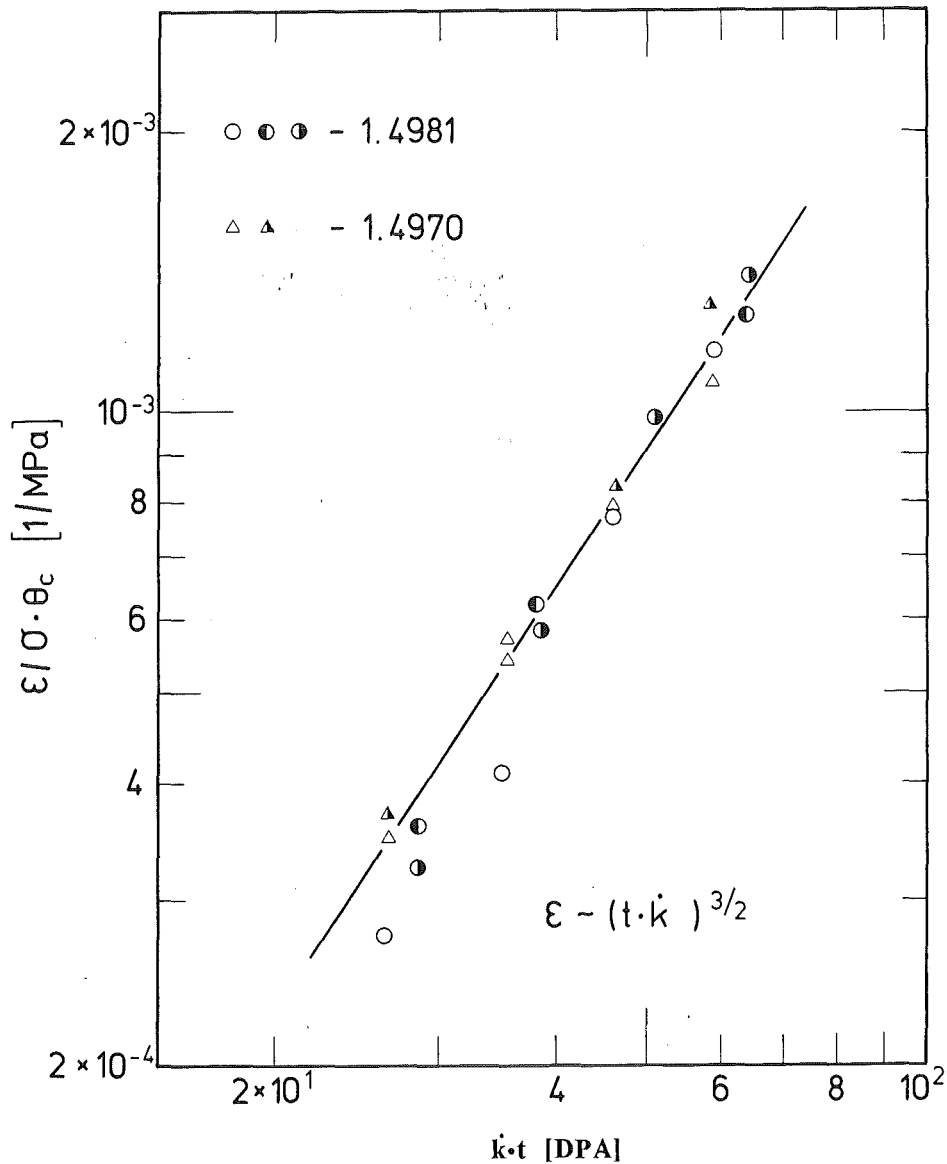


Abb. 35 Abhängigkeit der Kriechverformung der Stähle 1.4981 kv und 1.4970 kv + a von der akkumulierten Neutronenschädigung (DPA)

Solche als Pfeiler dienenden experimentellen Erkenntnisse, die keinesfalls singulärer Natur sind, bestätigten immer wieder, daß die Struktur des Materials nicht nur den Absolutwert der Kriechgeschwindigkeit für einen gegebenen Verformungsprozeß mitbestimmt, sondern vielmehr sie bestimmt welcher von zwei miteinander konkurrierenden

Mechanismen das Geschehen kontrollieren. Daraus kann man auch die Notwendigkeit ableiten die zeitabhängigen strukturellen Änderungen möglichst vollständig zu erfassen, zu begründen und zu beschreiben, um dadurch die Voraussetzung zu erfüllen, die bestrahlungsinduzierten Deformationsmechanismen in ihrer Gesamtheit darstellen zu können. Es zeigte sich dabei, wie dies später näher erörtert wird, daß mit der Beschreibung der im Material ablaufenden strukturellen Änderungen, die zwangsläufig mit einer Entropieänderung verbunden sind, auch der Schlüssel zur Beschreibung nicht nur der bestrahlungsinduzierten sondern der thermisch aktivierten Kriech- und Schadensakkumulationsmechanismen gefunden wurde.

## 6. THERMODYNAMISCH-PHÄNOMENOLOGISCHES MODELL UND MODELLGLEICHUNG DES BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN KLETTERKRIECHPROZESSES

### 6.1. Aspekte und Elemente eines Modells

Obwohl die in den vorausgegangenen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse eine erschöpfende Beschreibung des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses sicherlich noch nicht erlauben soll doch versucht werden, auf der Grundlage einer Modellhypothese eine Gleichung zu formulieren, die den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß unterhalb der Übergangsspannung ingenieurmäßig beschreibt. Da die Modellhypothese Vorstellungen der - reversiblen und irreversiblen - Thermodynamik zu Analogbetrachtungen benutzt, werden auch die entsprechenden Begriffe wie "Zustandsgleichung" oder "Entropieanalogon" übernommen. Kritikern dieses Ansatzes wird diskussionslos zugestanden, daß

- der Ansatz keinen Anspruch auf Endgültigkeit erhebt
- Begriffsbezeichnungen verändert werden können, wenn treffendere gefunden sind
- dem Autor intuitive Annahmen gestattet sein müssen, wo ohne diese eine plausible Vervollständigung des hypothetischen Ansatzes nicht möglich ist und
- der versuchte Weg nur **eine** Möglichkeit zur quantitativen Analyse bestrahlungsinduzierter Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse darstellt; konstruktive andere Hypothesen und Verbesserungsvorschläge sollen durch die folgenden Ausführungen angeregt - aber nicht entwertet - werden.

Um eine Modellgleichung ("Zustandsgleichung") zur Beschreibung der bestrahlungsinduzierten plastischen Kriechverformungen, die unterhalb der Übergangsspannung



( $\sigma_{tr}$ ) auftreten, formulieren zu können, müssen Modell entwickelt und mathematische Formalismen formuliert werden, welche die gefundenen partiellen Zusammenhänge zwischen den externen Variablen Spannung ( $\sigma$ ), Temperatur ( $\theta$ ) und Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) auf der einen Seite und der internen Variablen "Entropieanalogon" ( $S$ ) des Systems und Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  als makroskopisch erfaßbare Reaktionsgröße auf der anderen Seite beinhalten. Da die resultierenden plastischen Kriechverformungen zeitabhängige, nicht abklingende, irreversible Reaktionsgrößen sind und die Struktur des Festkörpers ebenfalls zeitabhängigen Änderungen unterliegt, ist es somit unerläßlich, die Zeitabhängigkeit der Elementarprozesse modellmäßig zu erfassen und in die zu formulierende Modellgleichung zu integrieren.

Charakteristisch für die diffusionsgesteuerten strukturellen Änderungen in einem gleichgewichtsfähigen System ist, daß die Entropie einen vom Betrag der Zustandsvariablen abhängigen Maximum zustrebt. Solche Prozesse klingen mit der Zeit ab, das System sich dem Gleichgewichtszustand in dem Maße nähert, wie sich die Entropie auf ihr Maximum zubewegt.

Wird dagegen ein Festkörper permanent äußeren Kräften ausgesetzt oder permanent eine aus fremder Quelle stammende Arbeit dem System zugeführt, so wird dieses niemals thermodynamisches Gleichgewicht erreichen. In einem solchen System können die diffusionsgesteuerten, aus der Wechselwirkung zwischen den externen Kräften und den Neutronen auf der einen Seite und den atomaren Bausteinen auf der anderen Seite resultierenden, Verformungsprozesse nicht abklingen. Ein solches System ist somit nicht gleichgewichtsfähig da sowohl die externen Kräfte als auch die Neutronen ständig Entropie erzeugen. Diese als bleibende Verformung sich dem Beobachter nach außen offenbarenden Entropie kann gemessen und exakt bestimmt werden.

Um die angestrebte Beschreibung der Ablaufgeschwindigkeit der bestrahlungsinduzierten plastischen Verformungsprozesse formulieren zu können, ist es erforderlich, neben den zeitabhängigen dem "Gleichgewicht" zustrebenden Entropieänderungen auch den zeitabhängigen Entropiezuwachs, welcher infolge der Struktur- und Formänderungen entsteht, zu erfassen und in dem Formalismus zu integrieren, da die Struktur wiederum die Geschwindigkeit der Prozesse beeinflusst.

Die gewünschte Modellgleichung muß also die Fähigkeit besitzen das betrachtete komplexe System vollständig zu beschreiben. Das bedeutet, daß es erforderlich ist sowohl

- \* den Formalismus für die zeitabhängigen Änderungen der Mikrostruktur, die ja im Sinne der Thermodynamik als Entropieänderungen des dem "Gleichgewicht" zustrebenden Systems aufzufassen sind, herzuleiten als auch
- \* den Formalismus für den monotonen Entropiezuwachs, welcher infolge der externen Kraft und der dem System von außen zugeführten Energie, die aus der Neutronen-Impulsänderung resultiert, zu formulieren.

In die Überlegungen müssen folglich die zeitabhängigen Änderungen der Versetzungs- und Ausscheidungsstrukturen, die Wanderung der gebildeten Punktdefekte, die Versetzungskletterprozesse, die Bildung und das Wachstum von Heliumbläschen, die Porenkeimbildung und das Porenwachstum sowie die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Spezies untereinander einfließen.

Bezüglich dem Aufbau, der Entwicklung und der Vervollkommnung des Modells, zur Beschreibung des unterhalb der Übergangsspannung wirksamen bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses, wurden folgende Fragenkomplexe behandelt:

1. Sind außer Kletterprozesse auch andere Mechanismen wie die Gleit-Kletter- Prozesse (I-creep) oder ähnliche Deformationsmechanismen möglich?

Es kann theoretisch ohne große Schwierigkeiten nachgewiesen werden, daß in dem betrachteten Intervall der externen Variablen bestrahlungsinduzierte Kriechdeformation über Gleit- Kletter- Kriechprozesse praktisch nicht stattfinden kann, wenn ein klettergesteuerter Deformationsmechanismus als geschwindigkeitsbestimmendes Element das Geschehen kontrolliert. Beachtet man ferner, daß Gleit-Kletterschritte enthaltende Verformungsprozesse einen Spannungsexponenten  $n \geq 2$  erfordern, so ist ein Deformationsprozeß dieser Art unterhalb der Übergangsspannung  $\sigma_{tr}$  bislang nicht beobachtet worden. Ebenso konnten bislang bei den analysierten Versuchsergebnissen der In-Reaktorexperimente keine Hinweise für eine Änderung der Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozesses während des Verformungsvorganges selbst beobachtet werden, so daß ein Übergang von dem Kletter- zu einem Gleit-Kletter Kriechprozeß sowohl experimentell als auch theoretisch nicht begründet werden kann. Diese Auffassung ist in Widerspruch zu den von anderen Autoren [39,63-65] vorgenommenen Interpretationen der experimentellen Daten, wonach die lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit nur zu Beginn das Geschehen kontrolliert und über die Zeit eine Umwandlung in die quadratische Spannungsabhängigkeit erfährt.

Beachtet man außerdem, daß die resultierenden Verformungsbeträge des Gleit-Kletter-Kriechprozesses nur aus den Gleitkomponenten stammen, so müssen bei Mehrfachgleitung die Gleitsysteme des Vielkristalls aktiviert werden, bei denen unter minimalem Arbeitsaufwand maximale Verformungsbeträge auftreten.

Bei dem hier behandelten bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozeß entstehen die Verformungsbeträge dagegen infolge des Kletterns von zur Normalspannung parallel oder nahezu parallel ausgerichteten Versetzungen oder Versetzungsloops durch Absorption von Leerstellen (Aufzehrung von Atomebenen) bzw. infolge des Kletterns von zur Normalspannung senkrecht oder nahezu senkrecht ausgerichteten Versetzungen oder Versetzungsloops durch Absorption von Zwischengitteratomen (Wachsen von Atomebenen).

Allein dieser Unterschied zwischen dem Kletterkriechprozeß und dem Gleit-Kletterkomponenten enthaltenden Kriechprozeß läßt die logische Schlußfolgerung zu, daß ein Übergang von dem einen zum anderen Mechanismus niemals erfolgen kann. Dieses Modell berücksichtigt also auch den Beitrag der Leerstellen und während des Kriechprozesses ablaufenden strukturelle Änderungen, so daß er sich dadurch deutlich von dem SIPA-Kriechprozeß abhebt [21,24].

2. Welches sind die eigentlichen Ursachen für die beobachtete monotone Zunahme der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses?

Die beobachtete monotone Zunahme der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozesses,  $\dot{\epsilon}''_p \propto t^{1/2}$ , wird sowohl als Folge des Loopwachstums als auch der Ausrichtung des Versetzungsnetzwerkes interpretiert.

3. Kann die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses durch eventuelle Bildung und Absorption von Mehrfach - Punktdefekten, Doppelleerstellen und Doppelinterstitiellen beeinflusst werden?

Da der Beitrag der Doppelleerstellen zum Diffusionsstrom der leeren Gitterplätze groß gegenüber demjenigen der Einfachleerstellen ist, wird die Kriechgeschwindigkeit des Kletterkriechprozesses mit zunehmender Konzentration an Doppelpunktdefekten erheblich zunehmen [161]. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate wird eine höherer Ordnung annehmen.

$$\dot{\epsilon}''_p(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{3/2} \quad (27)$$

4. Wie beeinflusst die Versetzungsdichte die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses?

Eine hohe Versetzungsdichte impliziert eine höhere Kriechgeschwindigkeit, d.h. kaltverformtes Material wird zu Beginn eine deutlich höhere Kriechgeschwindigkeit als lösungsgeglühtes Material haben. Dabei wird sich das Versetzungsnetzwerk ausrichten und die Versetzungsdichte abnehmen, um den von den externen Variablen vorgegebenen dynamischen Gleichgewichtszustand der Struktur zu erreichen. Die Kriechgeschwindigkeit wird dabei ihren Maximalwert annehmen.

5. Welchen Einfluß hat eine Teilchen- oder eine Matrixhärtung auf die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses?

Eine Ausscheidungshärtung wird die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozesses herabsetzen. Die Kriechgeschwindigkeit würde proportional zum Volumenanteil der ausgeschiedenen Phasen abnehmen.

Eine Matrixhärtung könnte die Beweglichkeit der Punktdefekte und somit eben-

falls die Kriechgeschwindigkeit herabsetzen.

6. Kann Schwellen den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß beeinflussen?

Das Schwellen wird die Kriechgeschwindigkeit des Kletterkriechprozesses, infolge der dabei auftretenden Erhöhung des interstitiellen Überschusses, nicht nennenswert beeinflussen, da nur ein Bruchteil dieser mit den geeignet ausgerichteten Versetzungen in Wechselwirkung kommen wird. Der Kletterkriechprozeß kann allerdings, infolge der aus der Wechselwirkung zwischen den kletternden Versetzungen und den Porenkeimen bzw. den wachstumsfähigen Poren resultierenden Schneidprozessen, die Schwellrate merklich erhöhen. Dieser Prozeß wird kriechgetriebenes Schwellen (Creep Driven Swelling - CDS) genannt.

Die Natur, das Modell und die Zustandsgleichung dieses bereits beobachteten Phänomens mußten notgedrungenenerweise entwickelt und verstanden werden, um die Ursachen für die beobachteten Diskrepanzen, zwischen den berechneten und den ermittelten Kriechbeträgen kriechbeanspruchter Proben, erfassen und begründen zu können. Als Kriechverformung wurde dabei die Differenz aus gemessenem Gesamtbetrag kriechbeanspruchten Proben abzüglich den Schwellbetrag spannungslos bestrahlter Proben definiert.

7. Kann der bestrahlungsinduzierte Kriechprozeß die Erholungs- oder gar Rekristallisationsvorgänge beschleunigen, und welchen Einfluß würden solche Prozesse wiederum auf die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses ausüben?

Eine Zunahme der Erholungs- und Rekristallisationsbereitschaft konventioneller Art ist in dem betrachteten Temperatur- und Neutronenflußbereich und insbesondere unter Spannung nicht auszuschließen. Die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses wird durch stattfindende Erholungs- oder Rekristallisationsprozesse nur geringfügig beeinflusst. Die Übergangsspannung  $\sigma_{tr}$  wird dagegen deutlich reduziert werden, da die Kriechgeschwindigkeit der Gleit-Kletter Kriechprozesse sich dabei deutlich erhöhen wird.

8. Kann der Spannungszustand (einachsig, mehrachsig) den bestrahlungsinduzierten Deformationsprozeß beeinflussen?

Der Spannungszustand kann die Deformationsmechanismen nicht verändern, so daß auch die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletter-Kriechprozesses von den externen Variablen sich nicht verändern wird. In axialer Richtung ist allerdings eine halb so große Kriechgeschwindigkeit bei Rohrrinnendruckbeanspruchung zu erwarten.

9. Wie ist der Einfluß eines hohen Temperaturgradienten auf die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses?

Der Einfluß eines hohen Temperaturgradienten auf die Kriechgeschwindigkeit des bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozesses ist, auf Grund der deutlich schwächeren

Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten der Interstitiellen, gering.

10. Kann der bestrahlungsinduzierte Kriechprozeß generell zum Bruch führen?

Die kletternden Versetzungen können auch bei Temperaturen weit unterhalb  $0.5T_g$  Helium zu den Korngrenzen transportieren, so daß der Schadensakkumulationsprozeß nicht zum Erliegen kommen wird. Heliumblasen -Bildung -Wachstum und das Zusammenwachsen solcher in den senkrecht zur Normalspannung liegenden Korngrenzen kann also auch bei mittleren Temperaturen stattfinden, so daß die zum Versagen führende Ribildung, infolge der nach wie vor ablaufenden Kavitationsprozesse, entstehen wird.

11. Welche Zusammenhänge bestehen zwischen dem bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß und dem Schadensakkumulationsprozeß?

Der Einfluß des Kletterkriechprozesses auf das Zeitstandverhalten ist stark ausgeprägt. Im Wirkungsbereich des Kletterkriechprozesses ist die Standzeit unter Bestrahlung deutlich geringer als die des im unbestrahlten oder nach Bestrahlung beanspruchten Materials [51].

12. Kann der Nabarro-Herring oder der Coble Kriechprozeß gegenüber dem bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß dominieren?

Obwohl die mittleren Kristallitgrößen der verschiedenen in den Mol-2 Experimenten untersuchten Proben - gemessen als "Kristallitdurchmesser" - zwischen etwa 5 und  $80\mu\text{m}$  lagen, konnte kein Einfluß der Kristallitgröße auf die Kriechgeschwindigkeit des Kletter- Kriechprozesses festgestellt werden. Beachtet man dabei, daß die Kriechrate des Coble-Kriechprozesses reziprok proportional zur dritten Potenz des Korndurchmessers ist,

$$\dot{\epsilon}_{\text{Coble}} \propto 1/d^3 \quad (28)$$

so kann gefolgert werden, daß der beobachtete Kletterkriechprozeß mit dem Coble-Kriechprozeß nichts gemeinsames hat. Der Coble-Kriechprozeß wird daher keine nennenswerten, mit denen des Kletterkriechprozesses vergleichbaren, Deformationsbeiträge liefern. Es sei allerdings einschränkend angemerkt, daß erst eine Betrachtung der Kristallitgrößen über mittlere "Sehnenlängen" anstelle von "Durchmessern" eine für räumliche Systeme verlässliche Aussage liefern kann [188].

Aus der Fülle der angesprochenen Fragenkomplexe, die keineswegs vollständig erfaßt und schon gar nicht ausschöpfend behandelt wurden, wird deutlich wie kompliziert die Behandlung der bestrahlungsinduzierten Deformationsprozesse ist. Wenn es aber gelingt plausible oder gar unanfechtbare Antworten auf die Fragenkomplexe zu geben, so wird es auch möglich sein, sich die ablaufenden Reaktionen verständlich zu machen, theoretisch zu begründen und mathematisch zu formulieren. Dies soll hier eher demonstrativ als umfassend diskutiert und zusammenfassend dargestellt werden.

Das neue in dieser Arbeit behandelte Modell basiert auf den infolge der elasti-

schen Gitterverzerrungen entstehenden Driften zwischen den Leerstellen und den Zwischengitteratomen, so daß man diesen Mechanismus Elastodiffusion SIPA oder aber auch Anisotropie SIPA [21,24] nennen kann. Da dieses Modell Gleit-Kletterprozesse prinzipiell ausschließt, werden Modelle solcher Art vorläufig nicht behandelt. Das neue Modell, das wir in Zukunft SIPA-AD nennen wollen, zeichnet sich gegenüber dem ursprünglichen SIPA-Modell dadurch die folgenden charakteristischen Merkmale aus:

1. Die Kriechdeformation entsteht sowohl infolge des Kletterns (des Schrumpfens) von parallel zur Normalspannung ausgerichteten Versetzungen oder interstitiellen Versetzungsloops durch Absorption von Leerstellen als auch infolge des Kletterns (Wachsens) von senkrecht zur Normalspannung ausgerichteten Versetzungen oder Interstitiellen-Versetzungsloops durch Absorption von Zwischengitteratomen.
2. Die Kriechdeformation entsteht ebenso infolge des Kletterns (des Wachsens) von parallel zur Normalspannung ausgerichteten Leerstellen-Versetzungsloops durch Absorption von Leerstellen sowie infolge des Kletterns (der Vernichtung) von senkrecht zur Normalspannung ausgerichteten Leerstellen-Versetzungsloops durch Absorption von Zwischengitteratomen.
3. Substantieller Bestandteil des Modells ist die Entstehung von Kriechdeformation durch Klettern von Versetzungen oder Versetzungsloops sowohl durch die Absorption von Doppel-Leerstellen als auch Doppel-Zwischengitteratomen.
4. Das Modell trägt außerdem der Struktur und den stetigen strukturellen Änderungen über Entropieanalogiebetrachtungen Rechnung.
5. Die Beiträge sowohl der Einfachen- und der Doppel-Leerstellen als auch der Einfachen- und der Doppel-Interstitiellen wurden sehr genau durch die sie charakterisierenden externen Variablen Defekterzeugungsrate und Aktivierungsenthalpie der Wanderung qualifiziert.

Die Quantifizierung wurde mit den Mitteln der Thermodynamik bzw. der Thermodynamik irreversibler Prozesse vorgenommen wobei man auch hier ganz neue Wege beschritt. Die ablaufenden atomaren Vorgänge und die daraus resultierenden Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse wurden zweckmäßigerweise als Relationen zwischen den das System charakterisierenden externen Variablen Spannung, Temperatur und Defekterzeugungsrate und den Reaktionsgrößen dargestellt.

Die Versetzungen führen dabei nicht-konservative Kletterbewegungen aus und erzeugen dadurch makroskopisch meßbare plastische Verformungen. Die bevorzugte Absorption von bestrahlungsinduzierten Leerstellen und Zwischengitteratomen an Versetzungsloops und Stufenversetzungen können also über Kletterprozesse Kriechdeformationen erzeugen.

Nachfolgend sollen die Elemente des Modells, die zur Formulierung der Zustandsgleichung führten, zusammenfassend beschrieben und diskutiert werden.

- \* Die Kriechverformungen entstehen durch nichtkonservative Kletterprozesse von in geeigneter Orientierung liegenden Versetzungen oder sich aus Punktdefekten bildenden Versetzungsloops infolge der Absorption von Leerstellen bzw. Zwischengitteratomen.
- \* Das Klettern der Versetzungen oder der Versetzungsloops kann durch die Absorption von Monopunktdefekten bzw. Doppelpunktdefekten erfolgen, so daß man zwei voneinander unabhängige Elementarmechanismen zu betrachten hat.
- \* Die Kriechgeschwindigkeit des, Mono-leerstellen bzw. Mono-interstitiellen, absorbierenden Elementarprozesses ist proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate. Der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus ist die Wanderung der Monopunktdefekte.
- \* Die Kriechgeschwindigkeit dieses Elementarprozesses ist zu Beginn und innerhalb eines von den externen Variablen abhängigen Zeitintervalls nahezu stationär.
- \* Die Kriechgeschwindigkeit des, Doppelleerstellen bzw. Doppelinterstitiellen, absorbierenden, Elementarprozesses ist proportional zur Wurzel aus der dritten Potenz der Defekterzeugungsrate. Der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus ist die Wanderung der Doppelpunktdefekten.
- \* Die Kriechgeschwindigkeit dieses Elementarprozesses ist außerdem proportional zur Wurzel aus der Zeit ( $t^{1/2}$ ).
- \* Es wird außerdem angenommen, daß die Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit beider Elementarmechanismen durch unveränderte Wanderungsenthalpien, sowohl für die Mono- bzw. Doppel-Leerstellen als auch für die Mono- bzw. Doppel-Interstitiellen, charakterisiert wird.
- \* Doppel-Leerstellen und Doppel-Interstitiellen haben allerdings eine 12-fach höhere Beweglichkeit als die der Monospezies. Die 12-fach höhere Beweglichkeit der kugelunsymmetrischen Doppelpunktdefekte ist möglicherweise von der Koordinationszahl des Kristallgitters abhängig.
- \* Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ergeben, daß in Abhängigkeit von der Struktur des Stahles der eine oder der andere Elementarprozeß dominiert.
- \* Welcher der beiden Elementarmechanismen dominiert hängt einzig und allein von dem Angebot an Doppelpunktdefekten ab, da die Versetzungen selbst sich gegenüber Mono- bzw. Doppelpunktdefekten unspezifisch verhalten, d.h. diese können nicht erkennen ob sie Mono- oder Doppelpunktdefekte absorbieren.
- \* Der durch Monopunktdefekte kontrollierte Elementarprozeß dominiert bei den

kaltverformten austenitischen Stählen; d. h. bei Werkstoffen, deren Ausgangsentropieanalogon höher als das von den externen Variablen vorgegebene dynamischen Gleichgewichtsentropieanalogon ist. Auf Grund der hohen Versetzungsdichte (hohen Senkendichte) ist in solchen Werkstoffen die Bildung von Doppelpunktdefekten stark gehemmt.

- \* Der von den Doppelpunktdefekten kontrollierte Elementarprozeß dominiert bei den lösungsgeglühten austenitischen Stählen: d. h. bei Werkstoffen, deren Ausgangsentropieanalogon niedriger als das von den externen Variablen vorgegebene dynamischen "Gleichgewichtsentropieanalogon" ist. Auf Grund der niedrigen Versetzungsdichte (niedrigen Senkendichte) ist in solchen Werkstoffen die Bildungsrate für Doppelpunktdefekte wesentlich höher.
- \* Die Wahrscheinlichkeit der Bildung von Doppelpunktdefekten nimmt also mit Zunahme der freien Weglänge zu.
- \* Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ferner ergeben, daß die Kriechgeschwindigkeit der kaltverformten austenitischen Stähle ihren stationären Charakter, in Abhängigkeit von den Werten und der Konstellation der externen Variablen, allmählich verliert um schließlich die  $t^{1/2}$  anzunehmen. Parallel damit ist eine Zunahme des Beitrages der Doppelpunktdefekten zu erwarten.
- \* Die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit beider Elementarprozesse ist linear.
- \* Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ferner ergeben, daß die "stationäre" Kriechgeschwindigkeit kaltverformter austenitischer Stähle von der chemischen Zusammensetzung des Stahles unabhängig ist.
- \* Die Kriechgeschwindigkeit, des von der Absorption von Doppelpunktdefekten beherrschten Elementalprozesses, ist von der Strukturstabilität des Stahles, somit also von der chemischen Zusammensetzung des Stahles, abhängig.

Das Modell und die darauf begründete Modellgleichung können die angestrebte ingenieurmäßige Verwendung allerdings erst dann erlangen, wenn es gelingt, den Formalismus für die zeitabhängigen Änderungen der Struktur, die ja im Sinne der Thermodynamik als Entropieänderungen zu verstehen sind, zu formulieren.

Forderungen dieser Art sind allerdings mit Hilfe der Thermodynamik reversibler Prozesse nicht erfüllbar. Es muß vielmehr die Thermodynamik irreversibler Prozesse herangezogen werden. Die Thermodynamik irreversibler Prozesse wurde auf den von L. Onsager [162] 1931 veröffentlichten Theorie aufgebaut. Diese gestattet es, in einer sehr einfachen und anschaulichen Weise, die Entropieerzeugung für einen beliebigen irreversiblen Prozeß willkürlicher Komplexität zu berechnen [157]. Die Ableitung der Entropie nach



der Zeit wird als Entropieerzeugung oder Entropiequelle bezeichnet; sie gibt die Entropie, die während eines irreversiblen Prozesses in der Zeiteinheit entsteht, wieder

$$\Delta S = \sum J_i \cdot X_i \quad (29)$$

Hier sind:  $J_i$  die Flüsse und  
 $X_i$  die Kräfte

Der Ausdruck für die Entropieerzeugung hat die Form einer Summe von Produkten aus "Flüssen"  $J_i$  und "Kräften"  $X_i$ . In der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse werden die Größen  $X_i$  ( $i=1,2,3,\dots,n$ ) "Kräfte" genannt und sind mit einem Temperaturgradienten, einem Konzentrationsgradienten, einem Potentialgradienten oder einer chemischen Affinität identisch. Diese "Kräfte" können irreversible Erscheinungen verursachen, so z.B. einen Wärmestrom, einen Diffusionsstrom, einen elektrischen Strom oder bei den hier betrachteten Kriechverformungen einen Teilchenstrom, welcher unter der Einwirkung einer äußeren Spannung plastisches Fließen erzeugt. Diese werden "Flüsse" oder "Ströme" genannt. Ihre Symbole sind  $J_i$  ( $i=1,2,3,\dots,n$ ). Ganz allgemein betrachtet wird irgendeine "Kraft" irgendeinen "Fluß" bewirken. So ruft z.B. ein Konzentrationsgradient oder ein Temperaturgradient eine Diffusion hervor (gewöhnliche oder Thermodiffusion).

Der Ausdruck für die Änderung der Entropie muß verständlicherweise in zwei Teile aufgespaltet werden: Ein Teil, der die aus der Umgebung aufgenommene Entropie angibt

$$d_a S = d_a Q / T \quad (30)$$

und ein anderer für die im Inneren erzeugte Entropie, die das Ergebnis der im System ablaufenden irreversiblen Prozesse ist. Die im Inneren in der Zeiteinheit erzeugte Entropie ist durch den folgenden Ausdruck

$$d_i S / dt = J_u \cdot X_u + \sum J_k \cdot X_k \quad (31)$$

gegeben. Die beiden "Flüsse" in dieser Gleichung sind:  $J_u$  der Energiestrom und  $J_k$  der Materiestrom.

Unter Anwendung der so skizzierten theoretischen Grundlagen wurde die benötigte Funktion formuliert, die es gestattet, das in der Zeiteinheit erzeugte Entropieanalogon für den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß zu beschreiben.

Es hat sich gezeigt, daß die Entwicklung vom Anfangs- zum dynamischen Endzustand einem Exponentialgesetz folgt. Die Funktion mußte allerdings den spezifischen be-

strahlungsinduzierten Mechanismen Rechnung tragen und wurde daher entsprechend erweitert. Die erzwungene Punktdefektbildung, welche infolge der dem System von außen zugeführten Energie, d. h. aus der Neutronen-Impulsänderung, resultiert, ist auf der einen Seite mit einer Entropiezunahme verbunden, auf der anderen Seite aber können dieselben Punktdefekte die Entropie eines kaltverformten Materials reduzieren, da diese stets höher ist als die von den externen Variablen vorgegebene dynamische Gleichgewichtsentropie. Diese Form der Entropie wird inneres oder auch wahres Entropieanalogon genannt. Das Entropieanalogon eines lösungsgeglühten Materials wird dagegen sukzessive zunehmen. Beachten wir noch, daß die Rekombination von Punktdefekten der dominierende Ausheilprozeß ist, so ist der effektive Teilchenfluß proportional zu der Wurzel aus der Defekterzeugungsrate.

Da ferner die bestrahlungsinduzierten Punktdefekte in Bezug auf das Gesamtvolumen in relativ kleinen Räumen in großer Anzahl gebildet werden sind die ortsbezogenen Konzentrationsgradienten sehr steil. Die Punktdefektkonzentration ist in diesen als Cluster bezeichneten Räumen sehr hoch, so daß die thermische Leerstellenkonzentration vernachlässigbar wird. Wir können aus diesem Grunde in den aufzustellenden Gleichungen stets nur mit den bestrahlungsinduzierten Punktdefekten operieren.

Das Produkt aus

$$J_i = \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \Theta_c \cdot t^{1/2} \quad (32)$$

repräsentiert den bestrahlungsinduzierten Teilchen-Diffusionsstrom. Die Defekterzeugungsrate  $\dot{\kappa}$  ist die mittlere pro Atom und Zeiteinheit erzeugte Punktdefektmenge und  $\Theta_c$  ist die Diffusionsgeschwindigkeit der Punktdefekte.

Die "Kraft" ist wiederum das Produkt aus

$$X_i = \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \sigma^{1/2} \quad (33)$$

Die Defekterzeugungsrate  $\dot{\kappa}$  repräsentiert hierbei den Konzentrationsgradienten und  $\sigma$  die spannungsbedingte Ausrichtung der Diffusionspfade.

$$dS / dt = \exp[- C_b \cdot S_o / (\dot{\kappa}^{1/2} \cdot \Theta_c \cdot t^{1/2} \cdot \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \sigma^{1/2})] \quad (34)$$

Hier sind:  $dS / dt$  - Geschwindigkeit des Prozesses,  
 $dS$  - Entropiedifferenz,  
 $dt$  - Zeitabschnitt,  
 $\dot{\kappa}$  - die Defekterzeugungsrate,

- $C_s$  - eine Anpassungskonstante,
- $S_o$  - das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand,
- $H_c$  - der scheinbare Diffusionskoeffizient,
- $\sigma$  - die angelegte Spannung und
- $t$  - die Zeit.

Um den Konfigurationsraum des Integrals auf 1 zu normieren wurde die rechte Seite der obigen Gleichung (34) durch das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand  $S_o$  dividiert.

Diese Funktion gestattet es also die während des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses ablaufenden zeitabhängigen strukturellen Änderungen zu erfassen und zu beschreiben.

## 6.2. Die Modellgleichung des bestrahlungsinduzierten Kletter - Kriechprozesses

Die so in Worten und Gleichungen erfaßten Elemente, Mechanismen und Zusammenhänge, sowohl der beiden miteinander konkurrierenden Elementarkriechprozesse als auch der zeitabhängigen Entropieänderungen, lassen sich in der folgenden Gleichung zur Beschreibung der Kriechgeschwindigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse zusammenfassen:

$$\dot{\epsilon}_{\text{SIPA-AD,eq}}(\dot{\kappa}) = \dot{\kappa}^{1/2} \cdot \sigma \cdot \Omega_1 \cdot \Theta_c / S_o + C_o \cdot \sigma \cdot \Omega_2 \cdot \Theta_c \cdot \dot{\kappa}^{3/2} \cdot t^{1/2} \cdot \exp[-S_o \cdot C_s / (t^{1/2} \cdot \Theta_c \cdot \dot{\kappa} \cdot \sigma^{1/2})] \quad (35)$$

In dieser Gleichung sind:

- $S_o$  - das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand, die im einzelnen von der Versetzungsdichte, der Versetzungskonfiguration, der gelösten Legierungselemente und der ausgeschiedenen Phasen abhängig ist.
- $C_s$  - eine Anpassungskonstante.
- $C_o$  - eine werkstoffspezifische Kenngröße, die von der chemischen Zusammensetzung und der Gitterstruktur abhängig ist und die thermische Stabilität des Werkstoffes charakterisiert. Je höher der Wert dieser Kenngröße ist, um so instabiler ist der betreffende Werkstoff.
- $\Omega_2$  - der Effizienzfaktor, welcher der Absorption von mehrfachen Punktdefekten Rechnung trägt.

Diese Faktoren haben zwar physikalische Bedeutung müssen aber experimentell

bestimmt werden. Auch das Entropieanalogon  $S_0$  muß über die Versetzungsdichte abgeschätzt werden, weshalb die Gleichung empirisch, das Modell hypothetisch bleibt - den Ansatz aber nicht entwertet.

Die Elemente der Zustandsgleichung erlauben es den beobachteten bestrahlungsinduzierten Kletterkriechprozeß in die Kategorie der SIPA [21,24] bzw. der SIPN [6] Kriechprozesse einzuordnen. Obwohl dieser sich durch ein ganz wesentliches Merkmal von den Beiden unterscheidet, nämlich durch die Beiträge der Leerstellen, die die Querkontraktion bewirken. Die Beiträge, sowohl der Interstitiellen als auch der Leerstellen, resultieren aus der spannungsinduzierten Diffusionsanisotropie [45,75,76]. Tomè [75] konnte mit seinem Modell, das unter Anwendung des von Kronmüller et al. [76] vorgeschlagenen Diffusionsmodells für Punktdefekte in einem elastischen Dehnungsfeld, als auch mit Hilfe der theoretischen Beiträge von Savino [45], und Dederichs and Schröder [46] entstand, zeigen, daß die Senkenstärke von Versetzungen in Folge der spannungsinduzierten Diffusionsanisotropie-Richtung abhängig ist. Das Phänomen der Diffusionsanisotropie und vor allem der Effekt der Sattelpunktanisotropie auf die Senkenstärke von Versetzungen und Versetzungsloops wurde zur gleichen Zeit oder etwas später eingehend von Woo and Savino [90], Woo [77,93,103] sowie Skinnner and Woo [91,94] theoretisch behandelt. Die Autoren konnten zeigen, daß sowohl die Diffusionsanisotropie als auch die Sattelpunktanisotropie Effekte erster Ordnung gegenüber den Effekten zweiter Ordnung des gewöhnlichen SIPA-Kriechmechanismus sind. Die richtungsabhängige Änderung der Senkenstärke von Versetzungen ist bei dem SIPA-AD Kriechmechanismus reziprok proportional zur Temperatur. Gemäß dem Modell von Woo [93,103] ist die Kriechgeschwindigkeit auch noch von der Versetzungsdichte abhängig. Die Kriechgeschwindigkeit nimmt mit zunehmender Versetzungsdichte zu. Oberhalb einer gegebenen Versetzungsdichte nimmt die Kriechgeschwindigkeit mit weiterer Zunahme dieser wieder ab. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Versetzungsdichte konnte in dem hier vorgestellten bestrahlungsinduzierten makroskopischen Kriechmodell und mit Hilfe der internen Variablen, die die Entropie ebenso erfaßt und sogar in Abhängigkeit von der Zeit exakt beschrieben werden. Da das in dieser Arbeit vorgestellte makroskopische Modell in vieler Hinsicht dem SIPA-AD bzw. dem Elastodiffusion-SIPA entspricht wollen wir die von Tomè gewählte Benennung, SIPA-AD, übernehmen.

Der erste und zweite Term der Modellgleichung repräsentieren die Kriechgeschwindigkeit von zwei unabhängig voneinander das Geschehen kontrollierenden Elementar-Kriechprozesse. Ihrer physikalischen Bedeutung nach können diese wie folgt charakterisiert werden:

- \* Der 1. Term beschreibt die Kriechgeschwindigkeit des, während des Aufbaus oder der Umordnung vorhandener Versetzungsstrukturen, dominierenden

Kriechprozesses. Die Kriechgeschwindigkeit dieses, das Verformungsgeschehen gewöhnlich zu Beginn der Beanspruchung kontrollierende, Elementar-Kriechprozesses ist nahezu stationär. Die Kriechverformungen entstehen, infolge des Kletterns von Versetzungen bzw. Versetzungsloops, durch präferentielle Absorption von einfachen Punktdefekten. Wir wollen ihn daher SIPA-MP-AD Kriechprozeß nennen.

- \* Der 2. Term beschreibt die Kriechgeschwindigkeit des, infolge des Kletterns von Versetzungen bzw. Versetzungsloops durch Absorption von Doppelerstellen bzw. Doppelinterstitiellen, resultierenden Elementar-Kriechprozesses. Die Kriechgeschwindigkeit dieses Kriechprozesses ist nicht stationär. Diese nimmt mit der Zeit monoton zu. Da dieser Elementar-Kriechprozeß durch die Absorption von Doppelpunktdefekten gekennzeichnet ist wollen wir ihn SIPA-DP-AD nennen.

Der erste Term der Modellgleichung repräsentiert die Kriechgeschwindigkeit des stationären Kriechprozesses als Funktion der externen Variablen des Systems ( $\sigma$ ), ( $\theta$ ) und ( $\dot{\kappa}$ ). Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate dieses Monopunktdefekte absorbierenden Elementarprozesses ist der Modellgleichung nach proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate.

$$\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-MP-AD})}(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{1/2} \quad (36)$$

Diese wurde experimentell ermittelt und mehrfach nachgewiesen. Von den Autoren, sowohl des vergleichbaren SIPA - Modells [21,24] als auch des SIPA-AD [45,46,75, 76] bzw. des Elastodiffusion SIPA [90,91,93,94,103] Modells sowie von dem überwiegenden Teil der Autoren, die zu diesem Themenkreis Beiträge geleistet haben [13,17,26-48, 51-58], wird allerdings stets eine lineare Abhängigkeit zwischen der Kriechgeschwindigkeit und der Defekterzeugungsrate angenommen.

Da das Ausgangsentropieanalogon eines kaltverformten Materials höher als das den externen Variablen entsprechende dynamischen "Gleichgewichtsentropieanalogon" ist, wird die Kriechgeschwindigkeit dieses Elementar-Kriechprozesses, infolge der im System simultan ablaufenden Entropieanalogonabnahme, stationär sein.

Die Kriechgeschwindigkeit des SIPA-MP-AD Elementarkriechprozesses ist, wie dies aus dem ersten Term der Modellgleichung entnommen werden kann und experimentell nachgewiesen werden konnte, vom Entropieanalogon des Materials, d.h. vornehmlich von der Versetzungsdichte, abhängig.

Aus der linearen Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Spannung kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der Mechanismus des SIPA-MP-AD Kriechpro-

zesses auf das Klettern von Versetzungen zurückzuführen ist.

Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des SIPA-MP-AD Kriechprozesses repräsentiert als Summe zweier voneinander unabhängigen Elementarmechanismen den Leerstellen bzw. den interstitiellen Wanderungsmechanismus, so daß man auch den SIPA-MP-AD Kriechprozeß als Summe der beiden Elementarmechanismen auffassen muß. Es sind also zwei voneinander unabhängige jedoch miteinander in Wechselwirkung stehende Elementar-Kriechmechanismen.

Bei den Stählen in den Werkstoffzuständen, die eine niedrige Versetzungsdichte ausweisen, z.B. im lösungsgeglühten Zustand, ist der aus der präferentiellen Absorption von einfachen Punktdefekten resultierende Deformationsbetrag zu Beginn der Beanspruchung vernachlässigbar gering.

Der zweite Term der Modellgleichung repräsentiert die Kriechgeschwindigkeit des nicht stationären Kriechprozesses als Funktion sowohl der externen Variablen des Systems ( $\sigma$ ), ( $\theta$ ) und ( $\dot{\kappa}$ ) als auch der Zeit. Dieser Term repräsentiert einen bislang als solcher in der Literatur nicht beschriebenen Elementarkriechprozeß. Der modellbegründeten Forderung folgend, daß auch die Doppelpunktdefekte zum Klettern der Versetzungen Beitrag leisten, wurde für die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit dieses Elementar-Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate eine

$$\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-DP-AD})}(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{3/2} \quad (37)$$

angenommen.

Die Kriechgeschwindigkeit des SIPA-DP-AD Elementar-Kriechprozesses ist nicht stationär, wie dies aus den Abbildungen 30, 31 und 32 hervorgeht. Sie nimmt mit der Zeit

$$\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-DP-AD})}(\dot{\kappa}) \propto t^{1/2} \quad (38)$$

monoton zu.

Aus der linearen Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Spannung kann ebenso die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der Mechanismus des SIPA-DP-AD Kriechprozesses auf das Klettern von Versetzungen zurückzuführen ist.

Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des SIPA-DP-AD Kriechprozesses repräsentiert, als Summe zweier voneinander unabhängigen Elementarmechanismen, nämlich den Doppelleerstellen bzw. den Doppelinterstitiellen Wanderungsmechanismus, so daß man auch den SIPA-DP-AD Kriechprozeß als Summe der beiden Elementarmechanismen auffassen muß. Es existieren also zwei voneinander unabhängige jedoch miteinander in Wechselwirkung stehende Elementar-Kriechmechanismen.

Die Kriechgeschwindigkeit des SIPA-DP-AD Elementar-Kriechprozesses ist ebenso vom Entropieanalogon des Materials abhängig. Die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit dieses Kriechprozesses ist allerdings komplementär zu der des SIPA-MP-AD Elementar-Kriechprozesses. Die sich in dem System vollziehenden Entropieanalogonänderungen werden durch die e-Funktion beschrieben. Das Produkt aus der e-Funktion und dem SIPA-DP-AD Term repräsentiert demnach die aktuelle Kriechgeschwindigkeit.

Die Kriechgeschwindigkeit als makroskopisch erfaßbare Reaktionsgröße ist somit die Summe aus den Kriechgeschwindigkeiten der vier Elementarmechanismen, nämlich aus den Beiträgen der Einfachen- bzw. der Doppelleerstellen sowie der Einfachen- bzw. der Doppelinterstitiellen. Diese Summe repräsentiert also die experimentell erfaßbare Einheit SIPA-AD.

Der totale Zuwachs des Entropieanalogons des betrachteten Systems ist somit äquivalent mit den während der Beanspruchung erzeugten irreversiblen plastischen Kriechverformungen. Die Entropieanalogonvermehrung ist somit dem akkumulierten plastischen Verformungsbetrag äquivalent.

Die Exponentialfunktion beschreibt die zeitabhängigen, dem dynamischen Gleichgewicht zustrebenden, strukturellen Änderungen des Systems in Abhängigkeit von den externen Variablen. Als Bezugsgröße dient der Ausgangszustand des Materials. Diese Funktion beschreibt also die Änderung des Entropieanalogons des Systems im Bezug auf die Ausgangsentropie.

Die Analysen der Versuchsergebnisse haben ergeben, daß die zum Bruch führenden Vorgänge durch einen dem tertiären Kriechprozeß bei thermisch aktivierten Verformungsprozessen sehr ähnlichen Deformationsprozeß eingeleitet werden. Da die Kriechgeschwindigkeit dieses nur während Bestrahlung vorkommenden Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate abhängt wird er bestrahlungsinduzierter tertiärer Kriechprozeß genannt. Die während dieses Kriechprozesses akkumulierten Verformungen sind fernerhin von der mittleren Kristallitgröße des Materials abhängig. Der Verformungsbetrag nimmt mit abnehmender Kristallitgröße zu. Für mittlere Kristallitgrößen zwischen etwa 50 und 80  $\mu\text{m}$  ist der bestrahlungsinduzierte tertiäre Verformungsanteil in etwa dem aus dem Kletterkriechprozeß resultierenden Deformationsbetrag gleich. Für eine Kristallitgröße von etwa 5  $\mu\text{m}$  ist dieser bereits 4 mal so groß wie der aus dem Kletterverformungsprozeß resultierende Kriechbetrag.

Die Versuchsergebnisse haben es ermöglicht, bezüglich der Kristallitabhängigkeit des aus dem bestrahlungsinduzierten tertiären Kriechprozeß resultierenden Deformationsbetrages relativ zuverlässig eine reziproke Wurzelabhängigkeit zuzuordnen.

$$\dot{\epsilon}_{\text{eq}} \propto 1/d^{1/2} \quad (39)$$

Dieser Befund gestattet es, in Verbindung mit der Gesamtheit aller bei der Entwicklung des Modells und die Formulierung der Zustandsgleichung gewonnenen Erkenntnissen, die Existenz des Coble-Kriechprozesses in Frage zu stellen. Aus den von Schäfer [180] durchgeführten Experimenten, zur Untersuchung des Einflusses der während des Kriechvorganges im Werkstoff ablaufenden Strukturänderungen auf die Lebensanteile, kann man ebenso die Schlußfolgerung ziehen, daß zumindest bei den austenitischen Stählen Coble-Kriechen nicht existent ist. Für eine abschließende Beurteilung dieser Frage müßte allerdings die stereologische Bestimmung der Kristallitgröße über mittlere Sehnenlängen erfolgen [188] was zukünftigen Erörterungen vorbehalten bleibt.

### 6.3. Schematische Darstellung der Zusammenhänge zwischen der Kriechdeformation als Funktion der Zeit und den externen Variablen

Um die Abhängigkeit der Reaktionsgröße Kriechverformung von den externen Variablen und der Zeit für einen gegebenen Werkstoff ( $S_1$ ) in einem gegebenen Werkstoffzustand ( $S_0$ ) anschaulich repräsentieren zu können sind 3-D Darstellungen am besten hierfür geeignet. Die in den Abb. 36, 37 und 38 dargestellten 3-D Zusammenhänge gestatten es den Einfluß jeder der externen Variablen auf die Kriechgeschwindigkeit als Funktion der Zeit überblicksmäßig zu erfassen.

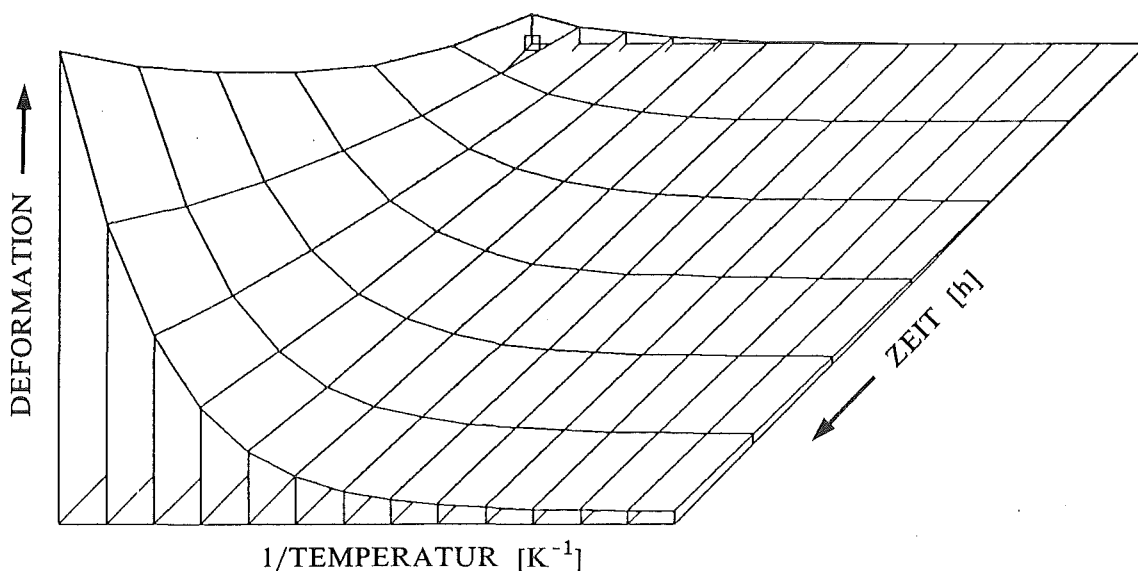
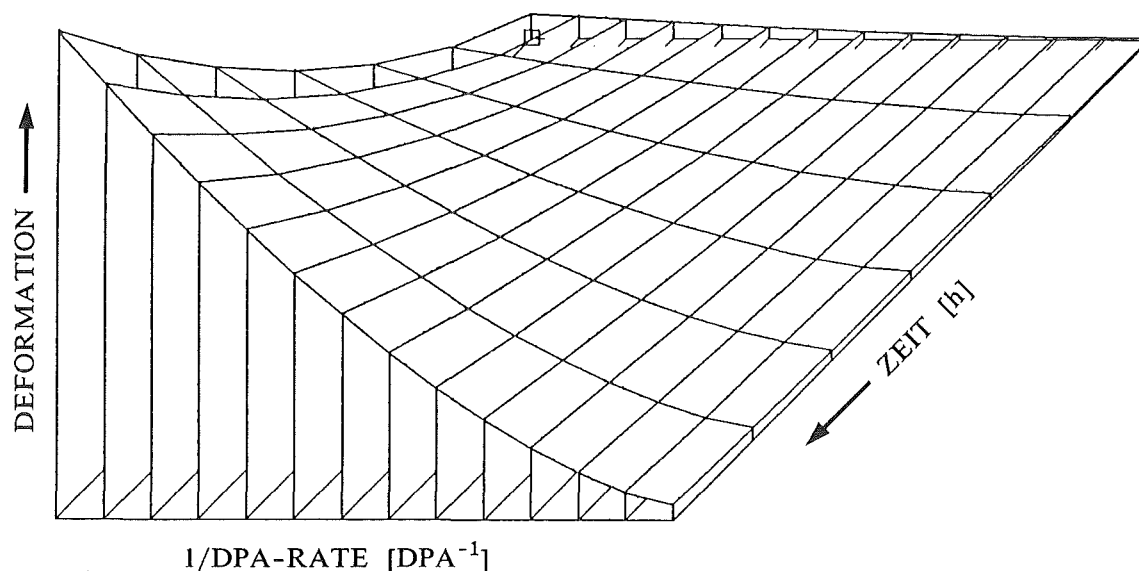


Abb. 36 Abhängigkeit der zeitakkumulierten Kriechverformung von der Temperatur bei konstanter Defekterzeugungsrate und Spannung



In Abb. 36 ist die, in Abhängigkeit von der Temperatur und als Funktion Zeit bei konstanter Spannung und DPA-Rate, akkumulierte SIPA-AD Kriechverformung dargestellt. Man erkennt aus der Abbildung, daß bei niedrigen Prüftemperaturen über den hier betrachteten Zeitraum die SIPA-AD Kriechgeschwindigkeit nahezu konstant bleibt. Mit zunehmender Prüftemperatur wird der monotone Anstieg beschleunigt, da sich die Beweglichkeit der Punktdefekte mit der Temperatur erhöht, so daß die strukturellen Änderungen schneller ablaufen können. Dies bedeutet, daß mit zunehmender Prüftemperatur der adäquate dynamische Gleichgewichtszustand rascher erreicht werden kann.

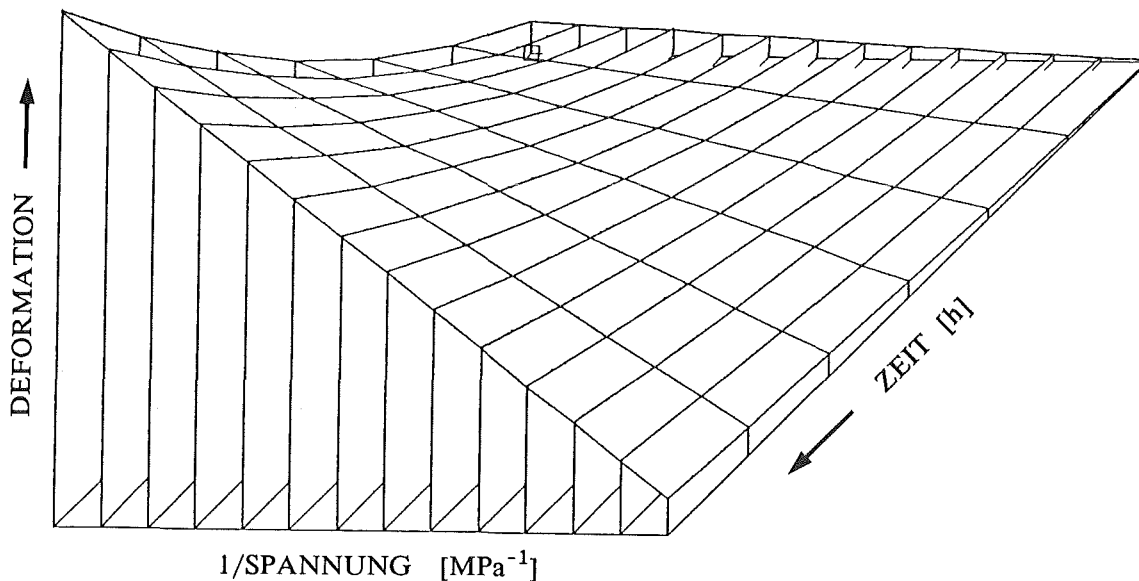
In Abb. 37 ist die, in Abhängigkeit von der Defekterzeugungsrate und als Funktion der Zeit bei konstanter Prüftemperatur und Spannung, akkumulierte SIPA-AD Kriechverformung dargestellt. Man erkennt aus der Abbildung, daß die monotone Zunahme der Kriechgeschwindigkeit mit zunehmender DPA-Rate in ähnlicher Weise, wie dies bei der Prüftemperatur beobachtet wurde, beeinflußt wird. Bei niedrigen Defekterzeugungsraten bleibt die Kriechgeschwindigkeit über den betrachteten Zeitraum nahezu unverändert. Mit zunehmender DPA-Rate wird der monotone Anstieg der SIPA-AD Kriechgeschwindigkeit, infolge der Erhöhung der dynamischen Punktdefektkonzentration, die auch bei Temperaturen oberhalb  $T_g/2$  höher als die thermische Leerstellen-Gleichgewichtskonzentration ist, deutlich beschleunigt.



**Abb. 37** Abhängigkeit der zeitakkumulierten Kriechverformung von der Defekterzeugungsrate bei konstanter Spannung und Temperatur

In Abb. 38 ist die, in Abhängigkeit von der Prüfspannung und als Funktion der

Zeit bei konstanter Temperatur und Defekterzeugungsrate, akkumulierte SIPA-AD Kriechverformung dargestellt. Man erkennt aus der Abbildung, daß die Kriechgeschwindigkeit des SIPA-AD Kriechprozesses mit der Spannung zunimmt. Bei niedriger Prüfspannung ist die Kriechgeschwindigkeit, innerhalb des betrachteten Zeitraumes, nahezu unverändert. Mit zunehmender Prüfspannung wird der monotone Anstieg der Kriechgeschwindigkeit ebenfalls beschleunigt.



**Abb. 38** Abhängigkeit der zeitakkumulierten Kriechverformung von der Spannung bei konstanter Defekterzeugungsrate und Temperatur

Man kann aus der Abbildung außerdem noch erkennen, daß die lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit über die Zeit erhalten bleibt. Daraus kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß der, den SIPA-AD Kriechprozeß charakterisierende nicht konservative Versetzungsklettermechanismus durch andere, wie z.B. den Gittus I-creep Prozeß charakterisierende Gleit- Klettermechanismus nicht abgelöst wird, wie dies von zahlreichen Autoren [26,27,31,63-65] gefordert wurde.

Wie bereits eingangs erwähnt wurde sollten zielorientiert und in einer sehr komprimierten Form, sowohl die gefundenen partiellen Zusammenhänge als auch die aus den besprochenen Fragenkomplexen resultierenden Modellvorstellungen, die zur Formulierung der Modellgleichung des, infolge der spannungsinduzierten Diffusionsanisotropie entstehenden, Kriechprozesses führten, dargestellt werden. Die Modellgleichung des SIPA-AD Kriechprozesses besitzt die Fähigkeit, zumindest im brüterspezifischen Temperaturbereich zwischen etwa 300 - 750°C und, unabhängig sowohl von dem Absolutbetrag und der Kon-

stellation der externen Variablen Spannung  $\sigma$ , Temperatur  $\theta$  und Defekterzeugungsrate  $\dot{\kappa}$  als auch unabhängig von dem Werkstoffzustand (dem Ausgangsentropieanalogon  $S_0$ ) des Materials, weit über die existierenden Datenfelder hinaus die SIPA-AD Deformationsbeiträge austenitischer Stähle zuverlässig vorauszuberechnen.

Die phänomenologische Einteilung der bestrahlungsinduzierten Kriechkurven - abhängig vom Werkstoffzustand "kaltverformt" oder "lösungsgeglüht" in definierte Bereiche der Reaktionsgröße - soll nun noch im folgenden Kapitel diskutiert werden.

#### **6.4. Phänomenologische Einteilung der bestrahlungsinduzierten Kriechkurven in charakteristische Bereiche der Reaktionsgröße**

##### **6.4.1. Kaltverformte austenitische Stähle**

Die genaue Betrachtung der Kurvenform von berechneten bzw. experimentell gemessenen Kriechkurven austenitischer Stähle läßt erkennen, daß in Abhängigkeit von dem Werkstoffzustand sehr wesentliche Unterschiede bestehen. In Anlehnung an die bei thermisch aktivierten Kriechprozessen beobachteten und phänomenologisch in Bereiche eingeteilten Kriechkurven, wollen wir die SIPA-AD - Kriechkurven diskutieren, charakterisieren und ebenso in Bereiche mit entsprechender Charakteristik einteilen. Die Form einer Kriechkurve ergibt sich aus der aktuellen in dem betrachteten Zeitintervall das Geschehen repräsentierende Kriechgeschwindigkeit, die als Funktion der externen und vor allem der internen Systemvariablen stationär, monoton abnehmend oder monoton zunehmend sein kann. Die SIPA-AD Kriechkurven austenitischer Stähle im kaltverformten Zustand enthalten folgende Kriechbereiche:

##### **I. Der stationäre SIPA-AD Kriechprozeß, $\dot{\epsilon}_{(SIPA-MP-AD)}(\dot{\kappa}) = \text{const.}$**

Bei den kaltverformten austenitischen Stählen und Ni-Basislegierungen wird mit Beginn der Beanspruchung ein stationärer Kriechprozeß beobachtet. Die stationäre Kriechgeschwindigkeit in diesem Bereich kann man als Folge der für kaltverformtes Material charakteristischen, dem dynamischen Gleichgewichtsentropieanalogon gegenüber, wesentlich höheren Systementropieanalogon auffassen. Ist also das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand höher als die dem System eigene dynamische "Gleichgewichtsentropieanalogon", so wird ein Teil der von außen zugeführten Energie zum Abbau des existierenden Entropieanalogonüberschusses aufgewendet, um den von den externen Variablen abhängigen dynamischen "Entropieanalogon-Gleichgewichtszustand" erreichen zu können. Entropieanalogonabbau und Entropieanalogonvermehrung, infolge plastischer Verformung, halten sich in diesem Kriechbereich die Waage, so daß die Kriechgeschwin-

digkeit nahezu stationär bleibt. Charakteristisch für die Kriechgeschwindigkeit dieses Elementarkriechprozesses ist die beobachtete Wurzelabhängigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{1/2}$  von der Defekterzeugungsrate.

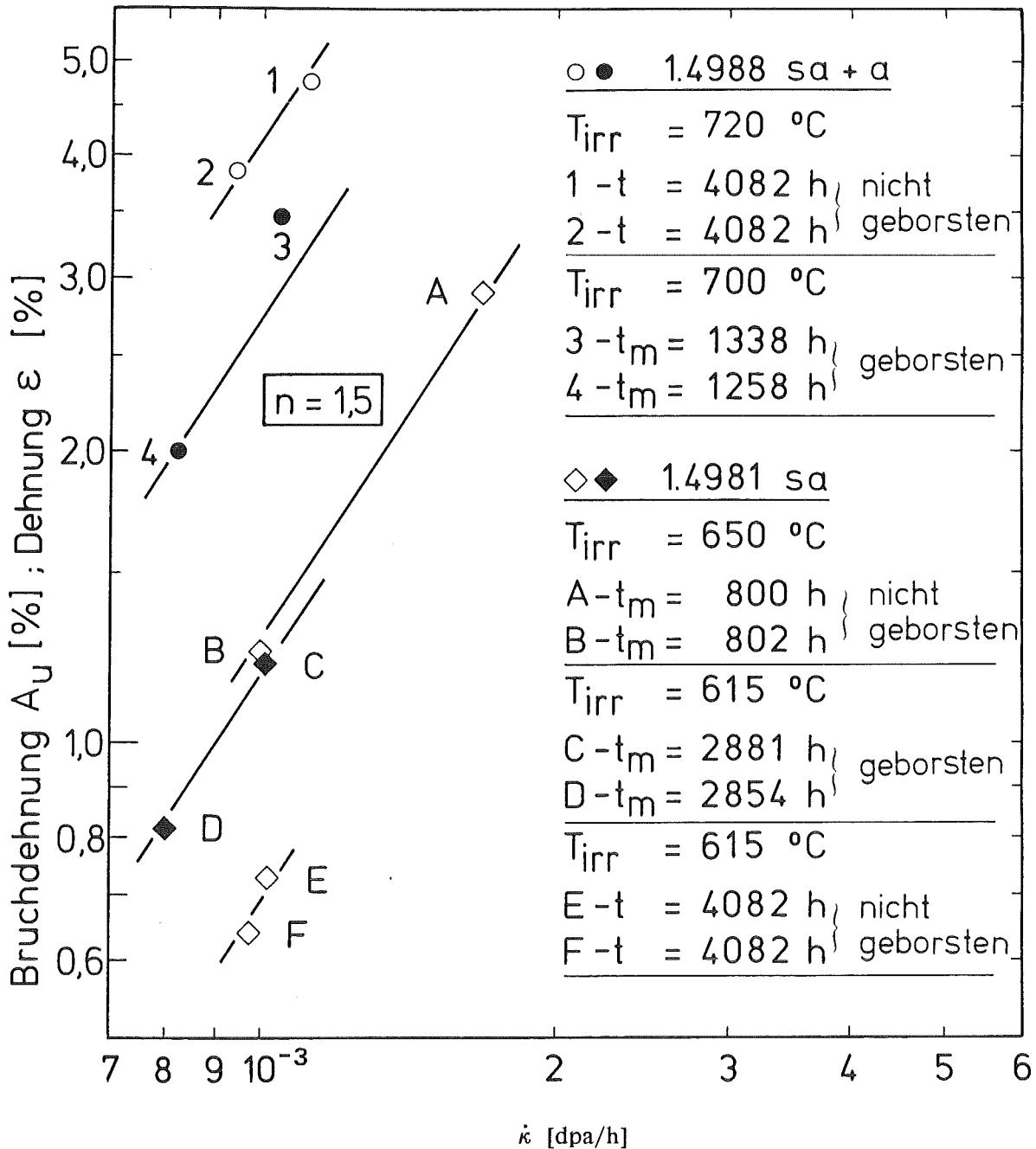


Abb. 39 Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des SIPA-DP-AD Kriechprozesses von der Defekterzeugungsrate

## II. Der nicht stationäre SIPA-AD Kriechprozeß, $\dot{\epsilon}_{(SIPA-DP-AD)}(\dot{\kappa}) \neq \text{const.}$

Man kann erkennen, daß sich dem zu Beginn der Beanspruchung dominierende stationäre Kriechprozeß allmählich ein nicht stationärer überlagert. Die monoton zunehmende Kriechgeschwindigkeit dieses SIPA-DP-AD Kriechprozesses resultiert aus der Zunahme der Dichte ausgerichteter Stufenversetzungen und Versetzungsloops, und somit der aktiven Versetzungslänge, sowie der wesentlich stärkeren Abnahme der Dichte statistisch unregelmäßig ausgerichteter Stufenversetzungen. Mit der Abnahme der Versetzungsdichte nimmt auch die Wahrscheinlichkeit der Bildung von Doppelleerstellen und Doppelinterstiellen zu, so daß die Klettergeschwindigkeit der Versetzungen oder der Versetzungsloops sich ebenfalls erhöht. Die erwartete und beobachtete Abhängigkeit, höherer Ordnung, der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\epsilon} \propto \dot{\kappa}^{3/2}$ ), konnte wie dies aus Abbildung 39 hervorgeht experimentell nachgewiesen werden. Man kann ferner sowohl aus den mit der Modellgleichung des SIPA-AD Kriechprozesses (Gl. 35) berechneten und in den Abbildungen 40 bis 42 dargestellten Kriechkurven als auch aus den darin enthaltenen gemessenen Verformungsbeträgen der Stähle 1.4970 kv und 1.4981 kv entnehmen, daß der Übergang vom SIPA-MP-AD, dem Kriechprozeß mit stationärer Kriechrate, nach SIPA-DP-AD, dem Kriechprozeß mit der monoton ansteigenden Kriechrate, fließend ist und von den internen und externen Variablen  $S_0$ ,  $\dot{\kappa}$ ,  $\sigma$  und  $\theta$  abhängt.

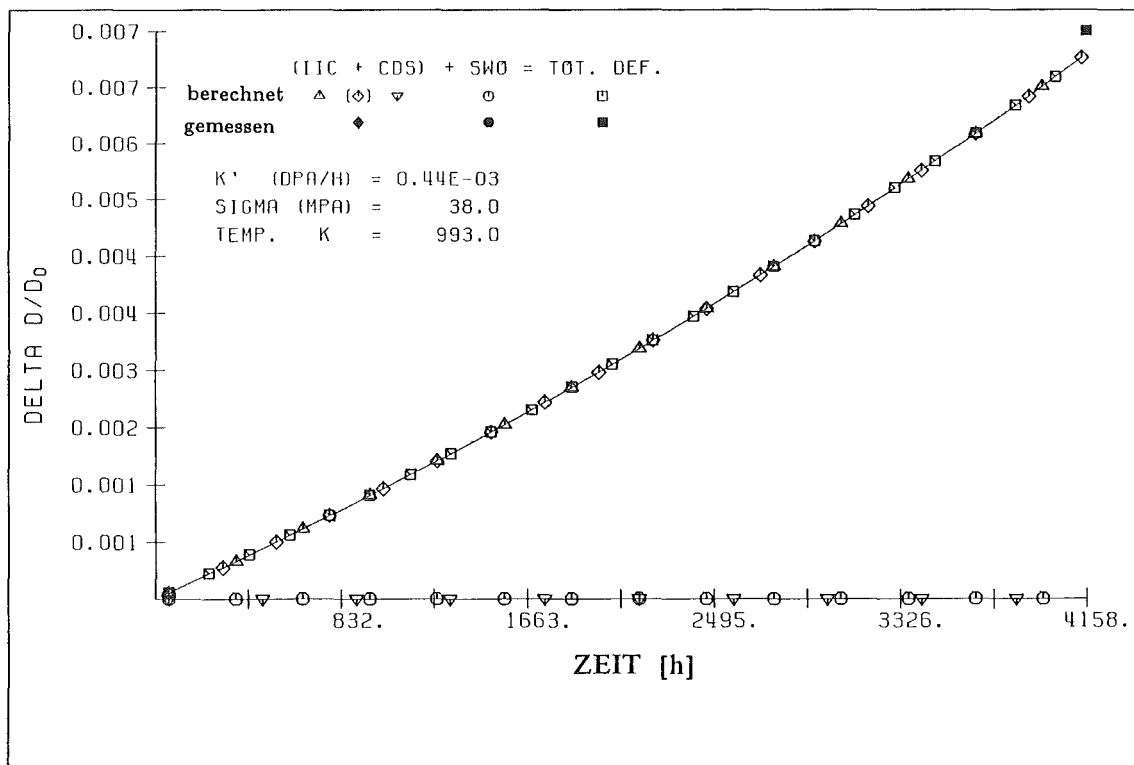


Abb. 40 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

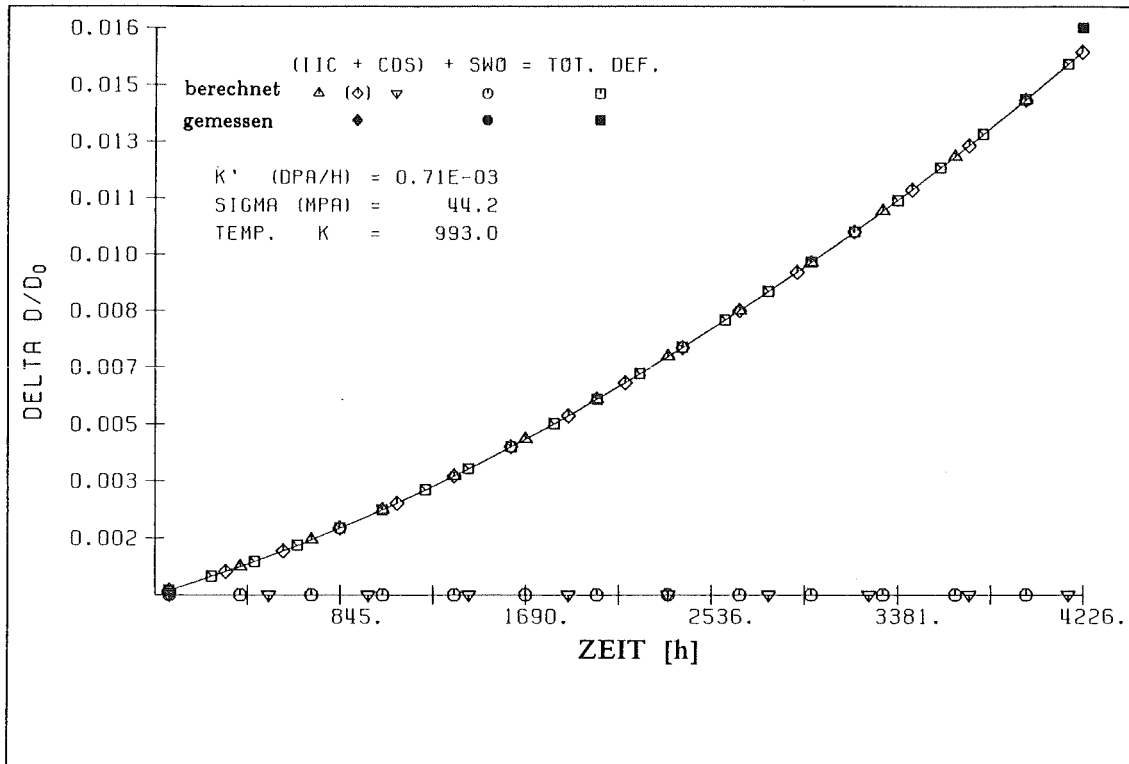


Abb. 41 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

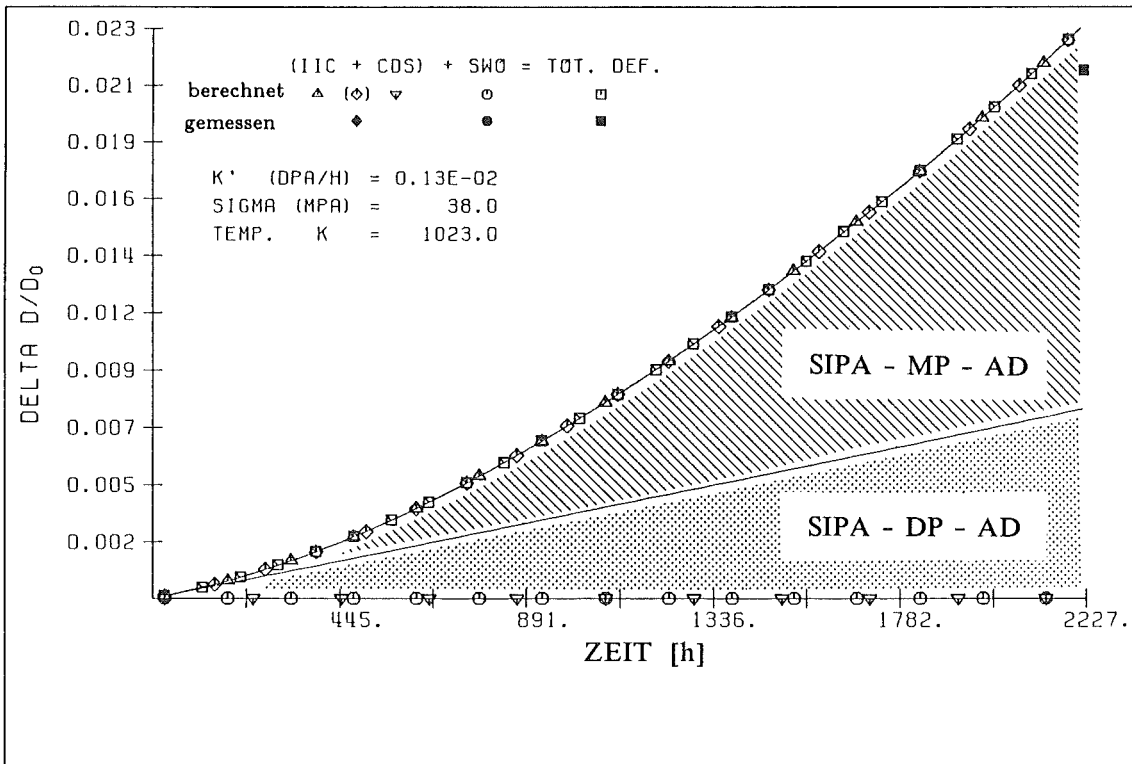


Abb. 42 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4981 kv

Abb. 42 enthält sowohl die aus der Überlagerung der beiden Elementarkriechprozessen, nämlich den SIPA-MP-AD und den SIPA-DP-AD, entstandene Summenkriechkurve als auch die SIPA-MP-AD Kriechgerade, um auf diese Weise die Deformationsbeiträge eines jeden der beiden Elementarkriechprozesse bildhaft darstellen zu können. Man kann aus der Darstellung erkennen welcher der beiden Elementarprozesse zu gegebener Zeit dominiert.

Hierdurch wird aber auch deutlich, mit welchen Schwierigkeiten der überwiegende Teil der Autoren zu kämpfen hatte und weshalb viele von ihnen sich vergeblich bemühten, die wahren Zusammenhänge zwischen den externen Variablen und der Reaktionsgröße - Kriechgeschwindigkeit - so z. B. vor allem die Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate [55,57] oder die Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit - bestimmen zu können.

Der Übergang vom stationären zum nichtstationären Kriechprozeß wird mit abnehmender Defekterzeugungsrate, Spannung und Temperatur zeitlich verzögert, wie dies die Exponentialfunktion fordert (Vergleiche Abb. 40 bis 42).

Das Gleiche gilt auch für die austenitischen Stähle im kaltverformten und ausgelagerten Werkstoffzustand (kv+a), wie dies aus der Abbildung 43 ersichtlich ist.

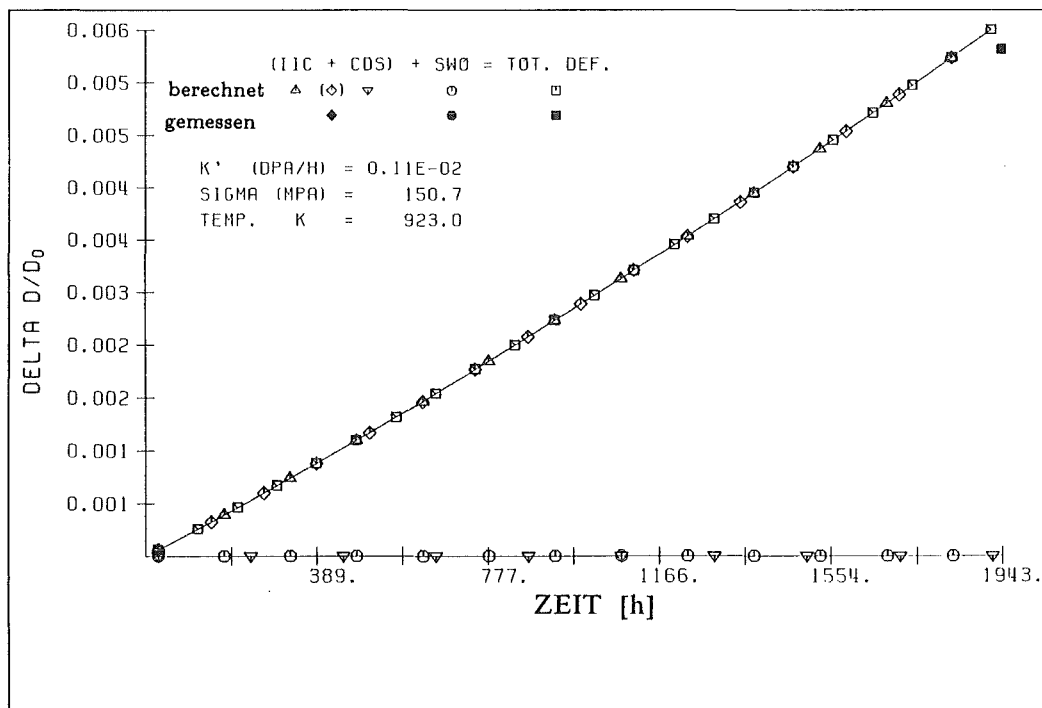


Abb. 43 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4970 kv

Die SIPA-AD - Kriechkurven eines Stahles im Zustand kv+a enthalten ebenfalls alle drei Kriechbereiche, wie die SIPA-AD - Kriechkurven eines im kaltverformten Zu-

stand beanspruchten Stahles. Dem hier vorgestellten SIPA-AD - Modell zufolge, sind die aus der niedrigeren Ausgangsentropieanalogon des Materials im Zustand kv+a resultierenden Unterschiede nur graduell.

### III. Der bestrahlungsinduzierte tertiäre Kriechprozeß, $\dot{\epsilon}_{(ter)}(\dot{\kappa}) \neq \text{const.}$

Innerhalb eines relativ kurzen Zeitintervalls, das mit dem Eintritt des Bruchs endet, kann beobachtet werden, daß die Kriechgeschwindigkeit explosionsartig zunimmt. Dieses Phänomen konnte nur indirekt aus der Differenz der Verformungsbeträge von nicht geborstenen, also kurz vor dem Eintritt des Bruchs entlasteten und geborstenen Kriechproben erfaßt und interpretiert werden. Es konnte ferner festgestellt werden, daß die akkumulierten Verformungsbeträge und die daraus ermittelten mittleren Kriechgeschwindigkeiten von der Defekterzeugungsrate abhängig sind. Der beobachtete Kriechprozeß ist dem thermisch aktivierten tertiären Kriechprozeß sehr ähnlich. Auf Grund der Abhängigkeit von der Defekterzeugungsrate ist er bestrahlungsinduzierten Natur. Der bestrahlungsinduzierte tertiäre Kriechprozeß leitet den Bruchvorgang ein und kontrolliert das Verformungsgeschehen bis zum Versagenseintritt. Anwendungsorientiert betrachtet ist seine Bedeutung allerdings gering.

#### 6.4.2. Lösungsgeglühte austenitische Stähle

Die Kriechkurven eines im Zustand lösungsgeglüht (lg) bzw. lösungsgeglüht und ausgelagert (lg+a) beanspruchten austenitischen Stahles haben im Vergleich mit den Kriechkurven der kaltverformten austenitischen Stähle eine andere äußere Form.

Die SIPA-AD Kriechkurven der in den Werkstoffzuständen lg oder lg+a beanspruchten austenitischen Stähle enthalten praktisch nur zwei Kriechbereiche:

1. Den nicht stationären Kriechbereich, welcher den SIPA-DP-AD Elementarkriechprozeß repräsentiert. Dieser ist durch die monoton ansteigende Kriechgeschwindigkeit ( $\dot{\epsilon}_{(SIPA-DP-AD)}(\dot{\kappa}) \propto t^{1/2}$ ) und die Abhängigkeit höherer Ordnung der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\epsilon}_{(SIPA-DP-AD)}(\dot{\kappa}) \propto \dot{\kappa}^{3/2}$ ) charakterisiert.
2. Den bestrahlungsinduzierten tertiären Kriechprozeß, welcher den Bruchvorgang einleitet und das Verformungsgeschehen bis zum Versagenseintritt kontrolliert.

Der stationäre Kriechprozeß, welcher bei den Werkstoffzuständen kv bzw. kv+a experimentell beobachtet wurde und infolge des Abbaus des im System vorliegenden Entropieanalogonüberschusses entsteht, darf dem Modell zufolge bei den im lg bzw. lg+a Zu-



stand beanspruchten Stählen nicht vorkommen, da deren Ausgangsentropieanalogon kleiner als das dynamische Gleichgewichtsentropieanalogon ist.

Die Kriechgeschwindigkeit nimmt, infolge der geordneten Entropieanalogonvermehrung im System, stetig zu. Die berechneten und in den Abbildungen 44 bis 49 dargestellten SIPA-AD Kriechkurven, der in den Zuständen  $I_g$  und  $I_{g+a}$  beanspruchten Stähle 1.4981 und 1.4988, lassen erkennen, daß die Kriechgeschwindigkeit unabhängig von den externen Variablen von Anfang an monoton zunimmt.

Die experimentell ermittelten SIPA-AD Deformationsbeträge, die in den Abbildungen ebenso enthalten sind, können nur dann mit der berechneten Kriechkurve in Übereinstimmung sein, wenn sowohl die partiellen Zusammenhänge zwischen den externen Variablen und der Reaktionsgröße als auch die Abhängigkeit der Reaktionsgröße von dem Ausgangsentropieanalogon ( $S_0$ ) bekannt sind.

Dieser hier als bestrahlungsinduziertes Kriechen interpretierte Deformationsprozeß wurde in der Vergangenheit bereits mehrfach beobachtet und beschrieben [27-29,34,36,39,47,63-65]. Die beobachtete monotone Zunahme der Kriechgeschwindigkeit wurde von den Autoren u.a. als Folge einer Änderung des Ausscheidungszustandes [25,28,47] bzw. als Folge fortschreitender Porenbildung und Porenwachstum und dem daraus resultierenden interstitiellen Überschuß interpretiert, wie dies bereits von Foster et al. [16] vorgeschlagen und danach mehrfach übernommen wurde [27,29,36,47,63-65].

Eine Koppelung des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses an das Schwellen ist prinzipiell vorstellbar. Die beobachteten Deformationsbeträge sind allerdings theoretisch nicht begründbar! In einem engen Temperaturbereich können, durch die Zunahme des interstitiellen Überschusses infolge des Porenwachstums, Verformungen durchaus akkumuliert werden. Diese werden allerdings experimentell kaum erfaßbar sein. Der SIPA-AD Kriechmechanismus wird dabei in seinem Wesen unverändert bleiben.

Eine solche Koppelung wird bei hohen Temperaturen verständlicherweise von selbst zum Versagen führen, da mit zunehmender Prüftemperatur das Schwellen oberhalb der Temperatur des Schwellmaximums rasch abnimmt und zum Erliegen kommt.

Dem neuen Modell zufolge ist die monotone Zunahme der SIPA-AD Kriechgeschwindigkeit von der Schwellrate unabhängig. Diese ist vielmehr von der Punktdefektsenkendichte und der Versetzungsstruktur abhängig. Die Versetzungsdichte, die Ausrichtung der Versetzungen in ihrer Lage zur Hauptspannungsrichtung und der Bildung von Doppelpunktdefekten, sind die bedeutendsten internen Variablen, die die Reaktionsgröße Kriechgeschwindigkeit des SIPA-AD Kriechprozesses kontrollieren. Die internen Variablen streben einem von den externen Variablen vorgegebenen dynamischen Gleichgewicht zu, welches mit zunehmender Temperatur, Spannung oder Defekterzeugungsrate rascher erreicht werden kann, wie dies das neue Modell fordert.

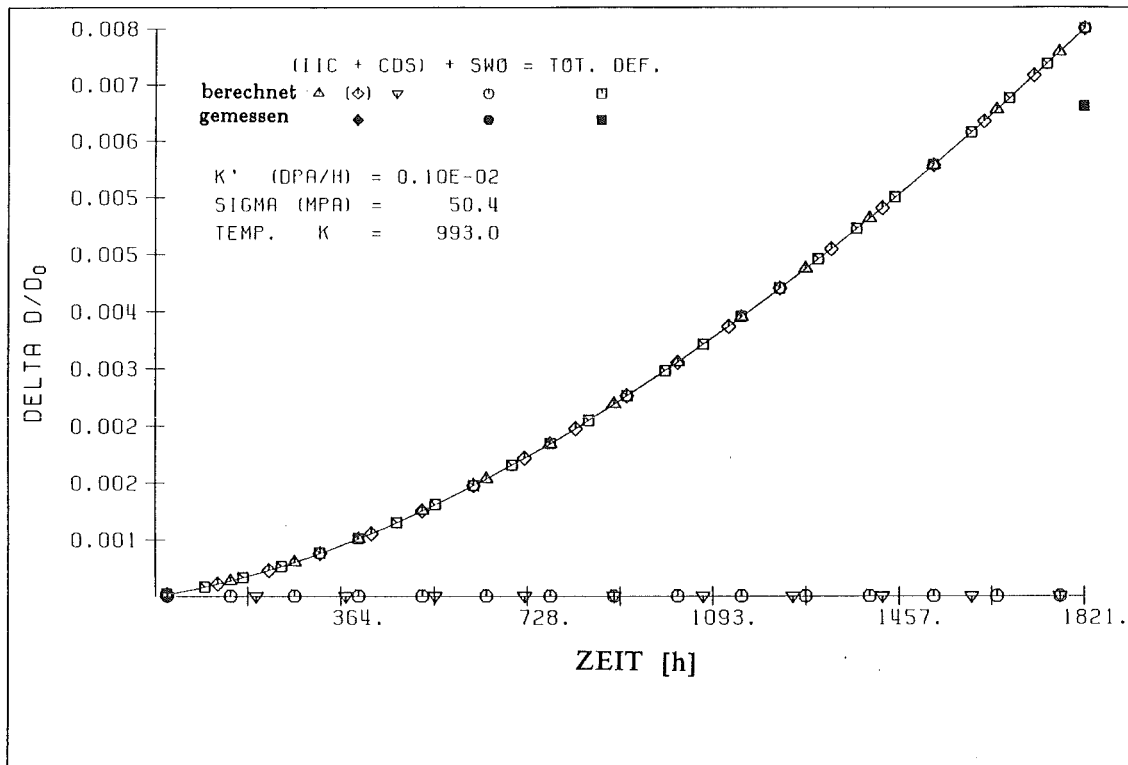


Abb. 44 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4981 Ig

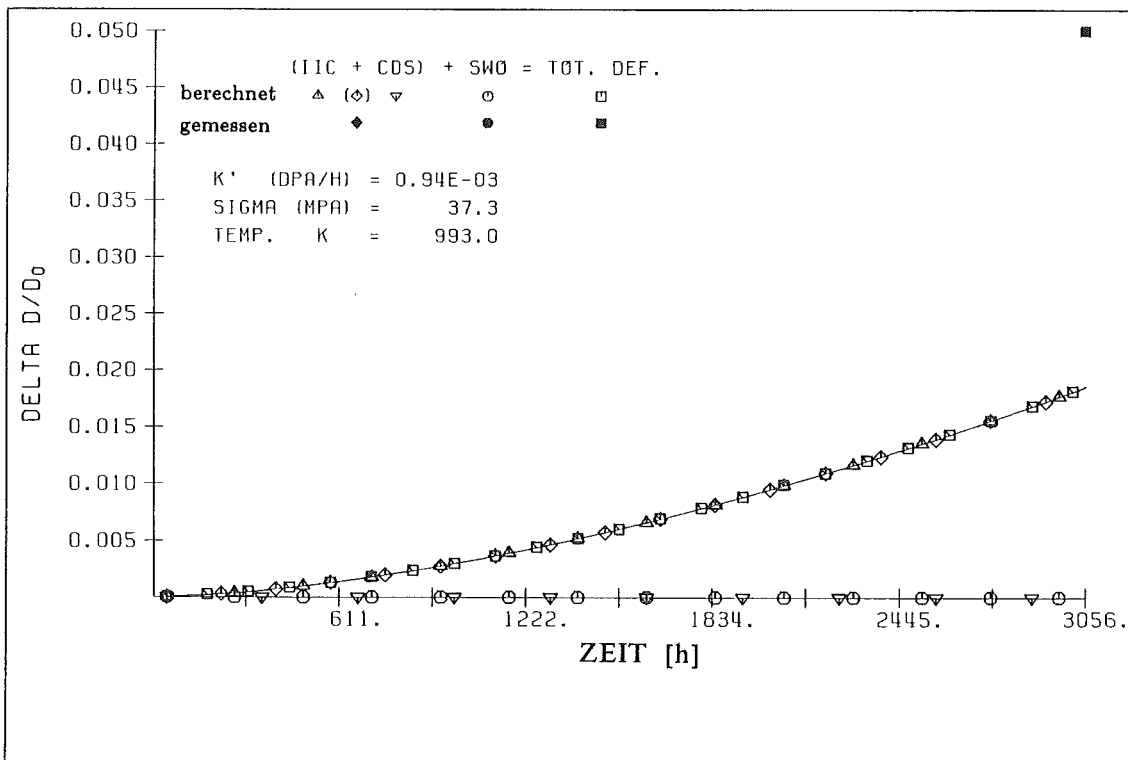


Abb. 45 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4988 Ig

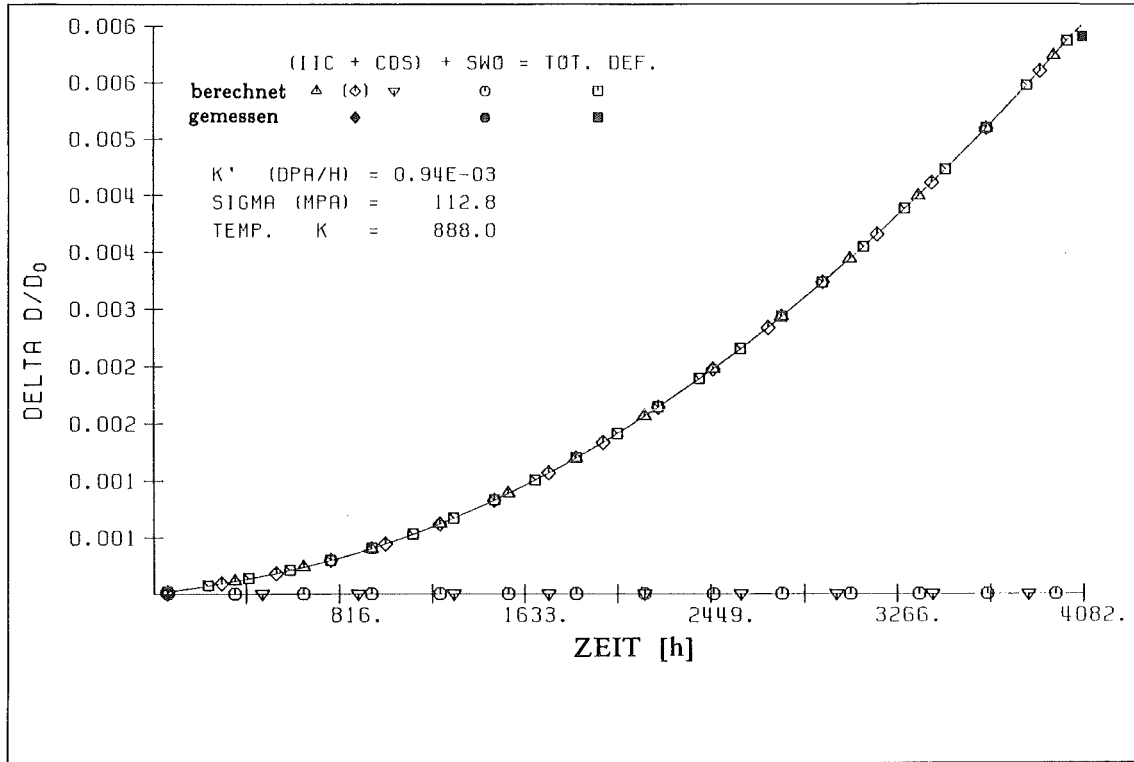


Abb. 46 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4988 lg

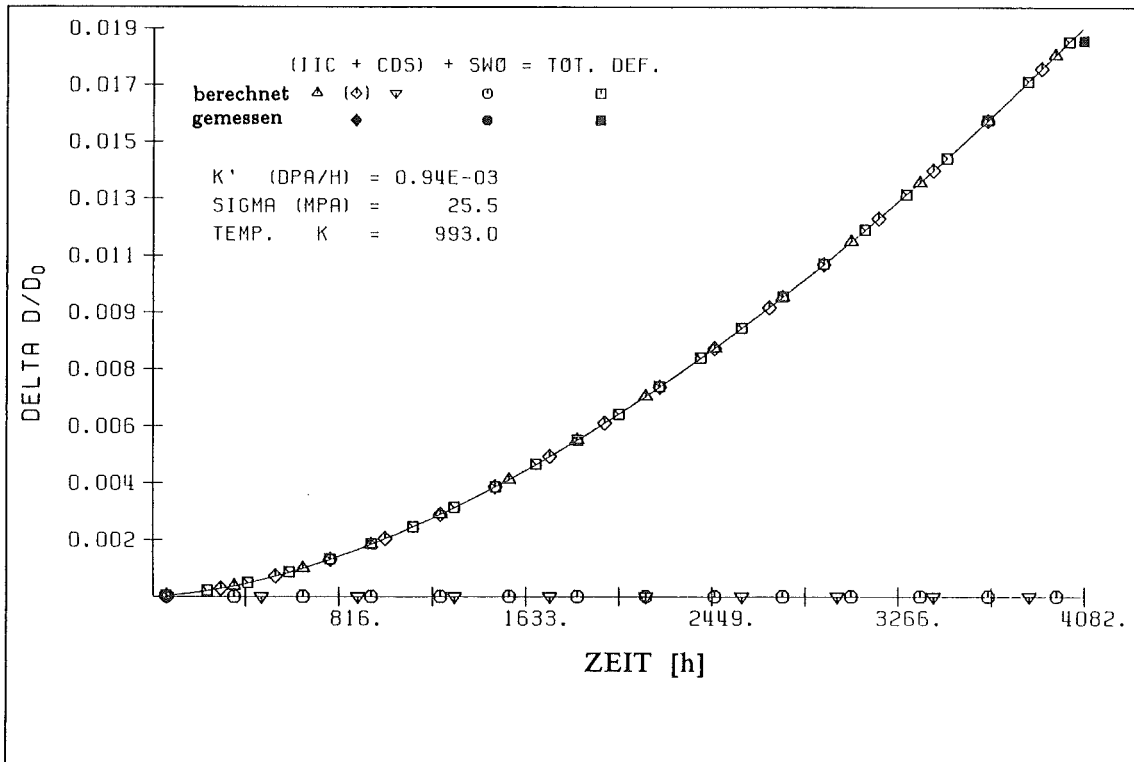


Abb. 47 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4988 lg

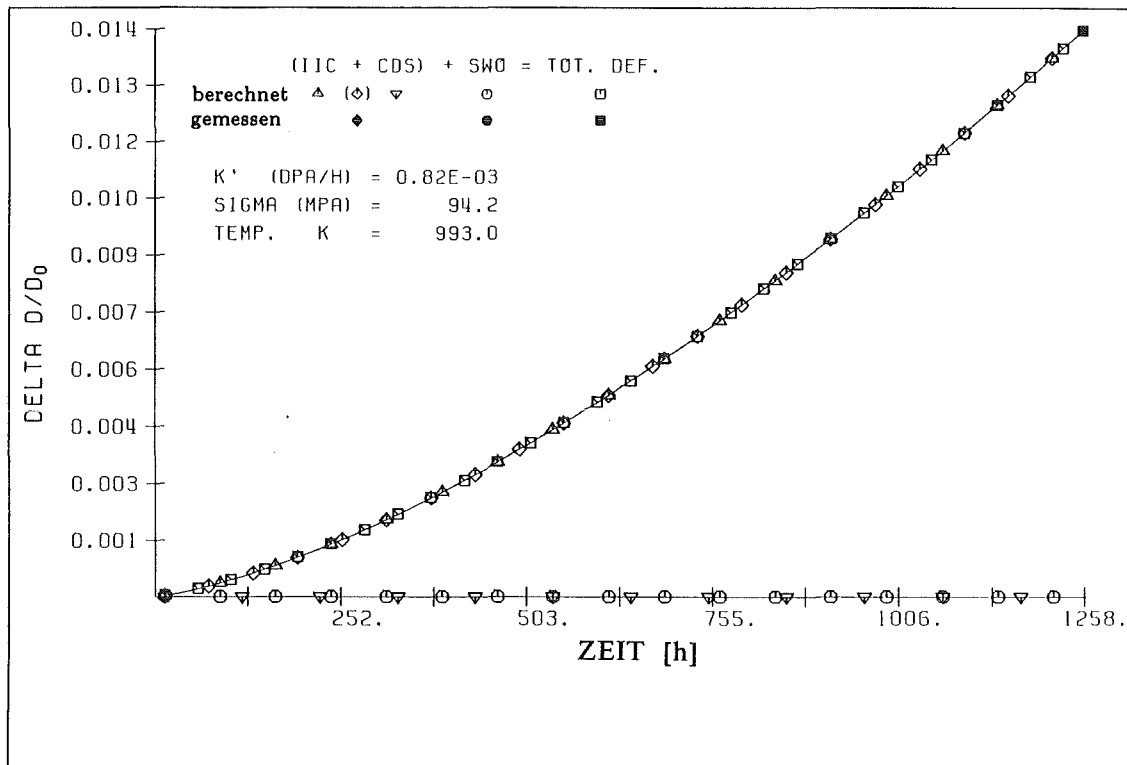


Abb. 48 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4988 Ig+a

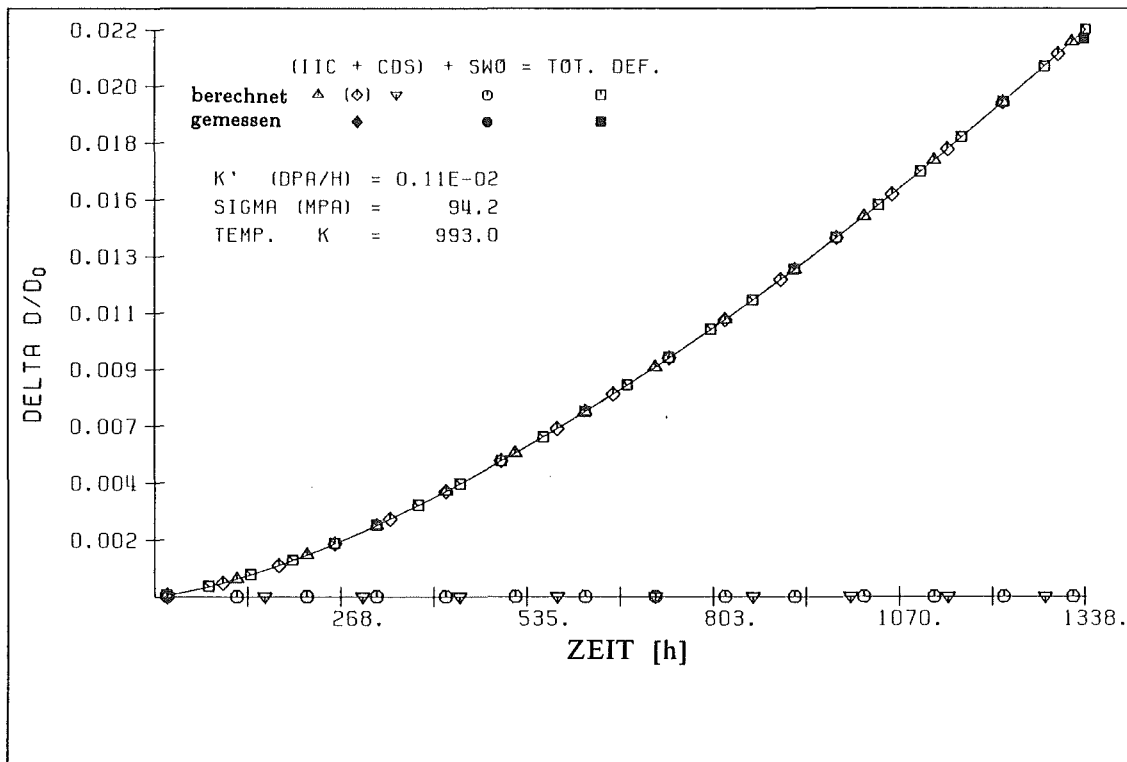


Abb. 49 Berechnete Kriechkurve und gemessene Kriechdehnung des Stahles 1.4988 Ig+a

## 7. THERMODYNAMISCH-PHÄNOMENOLOGISCHES MODELL UND MODELLGLEICHUNGEN DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN SCHWELLPROZESSE

Da, wie bereits erwähnt, insbesondere für die Verifikation der Modellgleichung des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses, aber auch für die Vertiefung des Wissens und die Erhöhung der Transparenz der experimentellen Beobachtungen, die Kenntnis der Modellgleichungen der Schwellprozesse von Vorteil ist, sollen das Modell, die Schwellmechanismen und die Modellgleichungen dargestellt und resümeeartig diskutiert werden. Ihre Details sind nicht Gegenstand dieser Arbeit. Sie werden in anderen Veröffentlichungen des Verfassers behandelt [189].

Die im nachfolgenden aufgeführten Elemente des Modells enthalten die verschiedenartigen Schwellprozesse, die geschwindigkeitbestimmenden Mechanismen und die, zwischen den externen Variablen und der Reaktionsgröße - Schwellverformung -, erwarteten Elementarzusammenhänge:

- \* Die makroskopisch erfaßbare bestrahlungsinduzierte Volumenzunahme, auch Schwellen genannt, entsteht infolge der Bildung von Porenkeimen und des Porenwachstums.
- \* Die Zunahme des Volumens wird von zwei voneinander unabhängigen Schwellprozessen (SW0) und einem aus der Wechselwirkung zwischen Poren bzw. Porenembryos und kletternden Versetzungen resultierenden Porenwachstumsprozeß (CDS) kontrolliert.
- \* Jeder Schwellprozeß kontrolliert nur innerhalb einem definierten Temperaturbereich das Geschehen; der eine ist bei hohen, der andere bei niedrigen Temperaturen wirksam.
- \* Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit eines jeden Elementarprozesses repräsentiert den scheinbaren Diffusionskoeffizienten, welcher aus der Summe zweier Arrhenius Funktionen gebildet wird. Jede Arrhenius Funktion repräsentiert wiederum die Temperaturabhängigkeit eines gegebenen geschwindigkeitbestimmenden Elementarmechanismus.
- \* Die Porenkeimbildungsgeschwindigkeit der beiden Schwellprozesse nimmt mit der Temperatur ab.
- \* Die Porenwachstumsgeschwindigkeit der beiden Schwellprozesse nimmt mit der Temperatur zu.
- \* Die Porenkeimbildungsgeschwindigkeit des Hochtemperatur-Schwellprozesses ist proportional zur Defekterzeugungsrate  $\kappa$ .
- \* Die Porenwachstumsgeschwindigkeit des Hochtemperatur-Schwellprozesses ist proportional zur Wurzel aus der dritten Potenz der Defekterzeugungsrate

$\dot{\kappa}^{3/2}$ .

- \* Die Porenkeimbildungsgeschwindigkeit des Tieftemperatur-Schwellprozesses ist proportional zur Defekterzeugungsrate  $\dot{\kappa}$ .
- \* Die Porenwachstumsgeschwindigkeit des Tieftemperatur-Schwellprozesses ist proportional zur Wurzel aus der Defekterzeugungsrate  $\dot{\kappa}^{1/2}$ .
- \* Die Porenwachstumsgeschwindigkeit der beiden Schwellprozesse ist nicht stationär, sie ist proportional zur Wurzel aus der Zeit  $t^{1/2}$ .
- \* Das kriechgetriebene Schwellen (CDS) kann nur dann beobachtet werden wenn stabile Porenembryos oder wachstumsfähige Poren sich bereits gebildet haben und Versetzungen oder Versetzungsloops durch eine äußere Spannung zum Klettern befähigt werden.
- \* Wenn Poren von kletternden Versetzungen geschnitten werden können nur die Interstitiellen zum Porenwachstum Beitrag leisten. Dies bedeutet, daß der daraus entstehende Schwellverformungsbetrag maximal die Hälfte des Kriechbetrages annehmen kann, da nur die Interstitiellen Beitrag leisten. Das kriechgetriebene Schwellen (CDS) ist ferner von der Porendichte und der Porengröße abhängig.

Da die partiellen Zusammenhänge der Elementarmechanismen der betrachteten Schwellprozesse experimentell nicht erfaßbar sind, konnte das Modell die geschwindigkeitbestimmenden Mechanismen und die Elementarzusammenhänge nur mit Hilfe von Analogiebetrachtungen erarbeiten. Diese stützten sich auf die Kenntnisse der engverwandten bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse. Mit Hilfe von Parameterstudien, die die Leistung eines Großrechners erfordern, konnten die partiellen Zusammenhänge, die thermodynamischen Kenngrößen und die materialspezifischen Konstanten in Anlehnung an die integral erfaßbaren Reaktionsgrößen näherungsweise bestimmt werden.

Die resümeeartig vorgestellten und diskutierten Elemente des Modells, die sowohl beide sich überlappenden Schwellprozesse als auch den kriechgetriebene Porenwachstumsprozeß umfassen, repräsentieren formal betrachtet die Grundelemente der zu formulierenden Modellgleichungen der bestrahlungsinduzierten Schwellprozesse:

#### I. Die Modellgleichung des Hochtemperatur - Schwellprozesses:

$$\dot{\epsilon}_{SW0,h}(\dot{\kappa}) = (\dot{\kappa}^{3/2} \cdot \Omega_{s,h} \cdot \Theta_{g,h} / S_{s,h}) \cdot t^{1/2} \cdot \exp(- S_{s,h} \cdot C_{s,h} \cdot \Theta_{n,h} / \dot{\kappa} \cdot t) \quad (40)$$

In dieser Gleichung ist:

- $\dot{\epsilon}_{SW0,h}$  - die lineare Schwellgeschwindigkeit.
- $S_{s,h}$  - das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand.

Diese ist im einzelnen von der Versetzungsdichte, der Versetzungskonfiguration, der gelösten Legierungselemente und der ausgeschiedenen Phasen abhängig.

- $\dot{\kappa}$  - die Defekterzeugungsrate.
- $\Theta_{g,h}$  - der den Porenwachstumsprozeß kontrollierende scheinbare Diffusionskoeffizient.
- $\Theta_{n,h}$  - der den Porenkeimbildungsprozeß kontrollierende scheinbare Diffusionskoeffizient.
- $C_{s,h}$  - eine werkstoffspezifische Kenngröße. Diese ist von der chemischen Zusammensetzung und der Gitterstruktur abhängig und charakterisiert die thermische Stabilität des Werkstoffes. Diese Konstante dient ebenso der Dimensionsanpassung.
- $\Omega_{s,h}$  - der Effizienzfaktor. Dieser gibt den Bruch der Leerstellen an, die zum Schwellen Beitrag leisten.

Wie beim bestrahlungsinduzierten Kriechen enthält die "Modellgleichung" sowohl das mit der Versetzungsdichte korrelierte - Entropieanalogon und eine Konstante, die experimentell ermittelt werden muß und "Fitting" zuläßt. Sie stellt also eine ingenieurmäßige Näherungsgleichung dar, deren hypothetisch-empirischer Charakter erst durch zukünftige theoretische Fortschritte abgebaut werden kann.

Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des Hochtemperatur-Keimbildungsprozesses  $\Theta_{g,h}$  läßt sich, wie die des SIPA-AD Kriechprozesses, als Summe zweier voneinander unabhängiger Elementarprozesse darstellen.

Ein jeder der beiden Elementarprozesse wird durch eine von den externen und internen Variablen unabhängige Aktivierungsenthalpie charakterisiert. Die Aktivierungsenthalpie des jeweiligen Elementarprozesses kann man als die wahre Aktivierungsenthalpie bezeichnen, denn diese ist nur für den geschwindigkeitbestimmenden Mikromechanismus des betrachteten Elementarprozesses spezifisch. Die Summe der beiden voneinander unabhängigen Elementarprozesse beschreibt wiederum die beobachtete Temperaturabhängigkeit des Makroprozesses.

$$\Theta_{n,h} = D_{o,v} \cdot \exp(- \Delta H_{m,v} / kT) + D_{o,ii} \cdot \exp(- \Delta H_{m,ii} / kT) \quad (41)$$

Hier sind:

- $\Theta_{n,h}$  - die Temperaturfunktion des Makroprozesses,
- $\Delta H_{m,v}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Leerstellen,

$\Delta H_{m,ii}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Doppelinterstitiellen Komplexe,

k - die Boltzmann Konstante,

T - die Temperatur und

$D_{o,v}$  und  $D_{o,ii}$  - die entsprechenden Frequenzfaktoren.

Die beiden, in der Doppel-Arrhenius - Funktion enthaltenen, die Elementarmechanismen charakterisierenden Aktivierungsenthalpien werden als die wahren Wanderungsenthalpien interpretiert.

$\Delta H_{m,v}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Leerstellen wurde der Funktion für die Temperaturabhängigkeit des SIPA-AD Kriechprozesses gleichgesetzt, um auf diese Weise die Aktivierungsenthalpie des konkurrierenden Elementarmechanismus,  $\Delta H_{m,ii}$  berechnen zu können.  $\Delta H_{m,ii}$  wird als die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Doppelinterstitiellen Komplexe interpretiert.

$$\Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ eV}$$

$$\Delta H_{m,ii} = 0.41 \text{ eV}$$

Die Funktion für Temperaturabhängigkeit des Hochtemperatur-Porenwachstumsprozesses  $\Theta_{g,h}$ , läßt sich ebenso als Summe zweier voneinander unabhängiger Elementarprozesse darstellen.

$$\Theta_{g,h} = D_{o,v} \cdot \exp(- \Delta H_{m,v} / kT) + D_{o,vhe} \cdot \exp(- \Delta H_{m,vhe} / kT) \quad (42)$$

Hier sind:

$\Theta_{g,h}$  - die Temperaturfunktion des Makroprozesses,

$\Delta H_{m,v}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Leerstellen,

$\Delta H_{m,vhe}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung eines Doppelleerstellen - Helium Fremdatom Komplexes,

k - die Boltzmann Konstante,

T - die Temperatur und

$D_{o,v}$  und  $D_{o,vhe}$  - die entsprechenden Frequenzfaktoren.

Die beiden in der Doppel-Arrhenius - Funktion enthaltenen, die Elementarmechanismen charakterisierenden Aktivierungsenthalpien werden wieder als die wahren Wanderungsenthalpien interpretiert.

$\Delta H_{m,v}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von Leerstellen wurde ebenfalls der Funktion für die Temperaturabhängigkeit des SIPA-AD Kriechprozesses gleichgesetzt, um auf dieser Weise die Aktivierungsenthalpie des konkurrierenden Elementarmechanismus,  $\Delta H_{m,vhe}$  berechnen zu können.  $\Delta H_{m,vhe}$  wird als die Aktivierungs-



enthalpie für die Wanderung eines, aus einer Doppelleerstelle und einem Helium - Fremdatom bestehenden, Komplexes interpretiert.

$$\begin{aligned}\Delta H_{m,v} &= 1.63 \text{ eV} \\ \Delta H_{m,vhe} &= 0.96 \text{ eV}\end{aligned}$$

## II. Die Modellgleichung des Tieftemperatur-Schwellprozesses:

$$\dot{\epsilon}_{SW0,l}(\dot{\kappa}) = (\dot{\kappa}^{1/2} \cdot \Omega_{s,l} \cdot \Theta_{g,l} / S_{s,l}) \cdot t^{1/2} \cdot \exp(- S_{s,l} \cdot C_{s,l} \cdot \Theta_{n,l} / \dot{\kappa} \cdot t) \quad (43)$$

In dieser Gleichung ist:

- $\dot{\epsilon}_{SW0,l}$  - die lineare Schwellgeschwindigkeit.
- $S_{s,l}$  - das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand. Diese ist im einzelnen von der Versetzungsdichte, der Versetzungskonfiguration, der gelösten Legierungselemente und den ausgeschiedenen Phasen abhängig.
- $\dot{\kappa}$  - die Defekterzeugungsrate.
- $\Theta_{g,l}$  - der den Porenwachstumsprozeß kontrollierende scheinbare Diffusionskoeffizient.
- $\Theta_{n,l}$  - der den Porenkeimbildungsprozeß kontrollierende scheinbare Diffusionskoeffizient.
- $C_{s,l}$  - eine werkstoffspezifische Kenngröße. Diese ist von der chemischen Zusammensetzung und der Gitterstruktur abhängig und charakterisiert die thermische Stabilität des Werkstoffes. Diese Konstante dient ebenso der Dimensionsanpassung.
- $\Omega_{s,l}$  - der Effizienzfaktor. Dieser gibt den Bruch der Leerstellen an, die zum Schwellen Beitrag leisten.

Auch diese Modellgleichung enthält eine Konstante, die ermittelt werden muß und das Entropieanalogon  $S_{s,l}$ . Sie hat daher den gleichen empirisch-hypothetischen Charakter einer ingenieurmäßigen Näherung wie Gleichung 40.

Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des Tieftemperatur-Keimbildungsprozesses ist mit der des Hochtemperatur-Keimbildungsprozesses identisch:

$$\Theta_{n,l} = \Theta_{n,h} \quad (44)$$

Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des Tieftemperatur-Porenwachstumsprozesses ist mit der des SIPA-AD Kriechprozesses identisch:

$$\Theta_{g,l} = \Theta_c \quad (45)$$

Das kriechgetriebene Schwellen ist, wie bereits erwähnt, ein aus der Wechselwirkung zwischen kletternden Versetzungen und Porenembryos bzw. Poren resultierender Porenwachstumsprozeß, so daß zur Formulierung der Beziehung die Kenntnis der Kriech- und Schwellformalismen erforderlich ist. Für das kriechgetriebene Schwellen lautet die formal beschriebene Gleichung:

$$\dot{\epsilon}_{\text{CSD}}(\dot{\kappa}) = [1/2 \cdot \dot{\epsilon}_{\text{eq}}(\dot{\kappa})] \cdot \exp(-S_{\text{cs}} \cdot C_{\text{cs}} \cdot \Theta_c / \dot{\kappa}^{1/2} \cdot t) \quad (46)$$

In dieser Gleichung ist:

- $\dot{\epsilon}_{\text{CDS}}$  - die lineare Schwellgeschwindigkeit.
- $\dot{\epsilon}_{\text{eq}}$  - die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit.
- $S_{\text{cs}}$  - das Entropieanalogon des Materials im Ausgangszustand.
- $\dot{\kappa}$  - die Defekterzeugungsrate.
- $\Theta_c$  - der dem Kriechprozeß zugeordnete scheinbare Diffusionskoeffizient.
- $C_{\text{cs}}$  - Die Konstante dient der Dimensionsanpassung.

Damit sind wir nun in der Lage alle, aus den fortlaufend entstehenden lokalen Konzentrationsgradienten resultierenden, bestrahlungsinduzierten Kriech- und Schwellverformungen, unabhängig von der Konstellation und den aktuellen Werten der externen Variablen, zu beschreiben. In den Abbildungen 50 und 51 sind die mit den oben erörterten Modellgleichungen berechneten Schwellverformungen, der austenitischen Stähle 1.4970 kv und 1.4988 lg+a bei konstanter DPA-Rate und einer Bestrahlungszeit von 10000 h, dargestellt. Man kann aus den Abbildungen erkennen, daß die Schwellneigung des Stahles 1.4970 wesentlich geringer ist als die des Stahles 1.4988. Zu einem späteren Zeitpunkt werden wir allerdings erkennen, daß steile Temperaturgradienten auf die Deformationsmechanismen einen nicht unerheblichen Einfluß ausüben können. Um die Anwendbarkeit der Formalismen zur Beschreibung der Phänomene in Komponenten mit steilen Temperaturgradienten gewährleisten zu können, mußten diese notwendigerweise ebenso modellmäßig erfaßt und mathematisch formuliert werden.

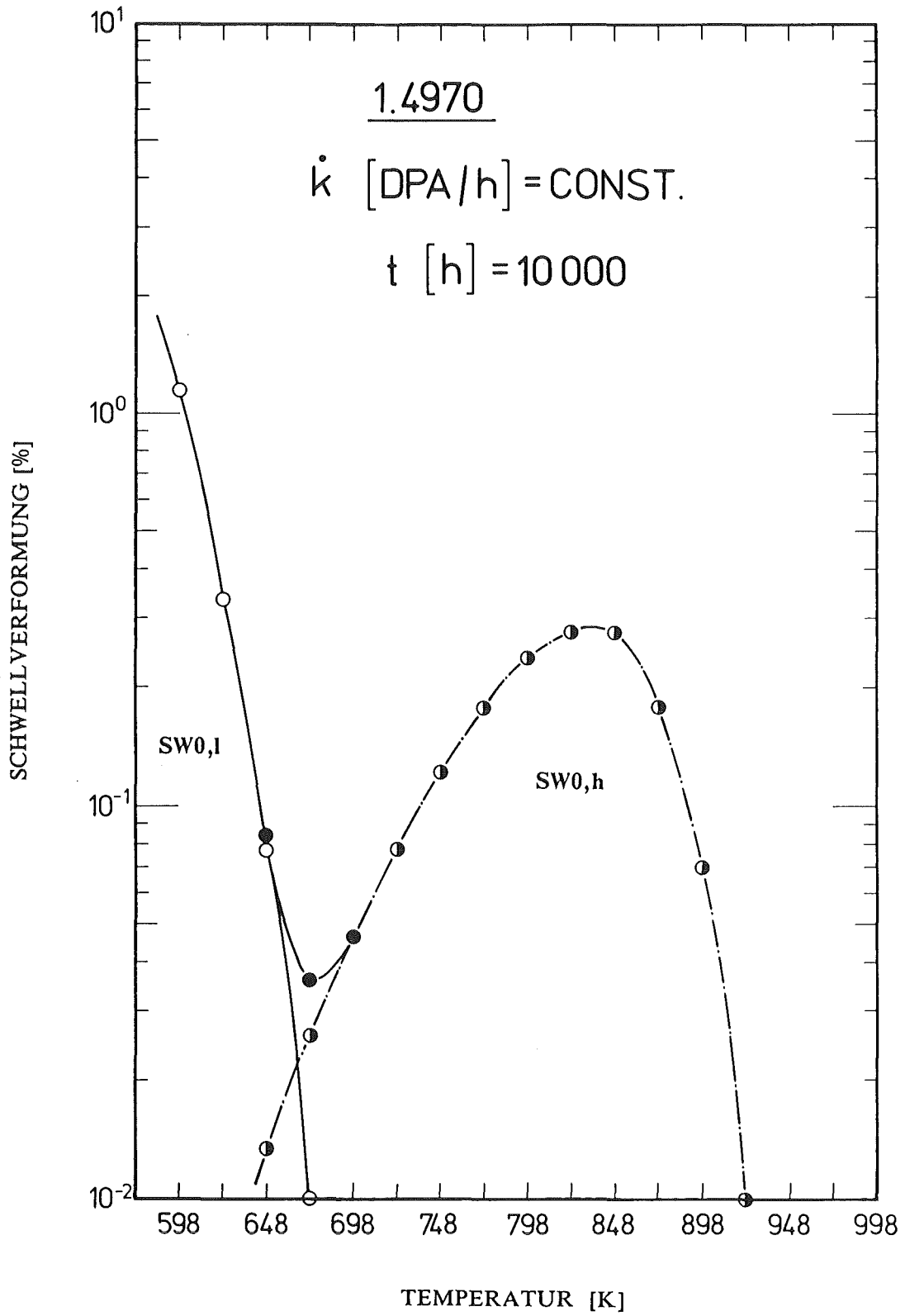


Abb. 50 Berechnete Schwellverformung für den Stahl 1.4988 lg + a bei konstanter DPA - Rate und Bestrahlungszeit

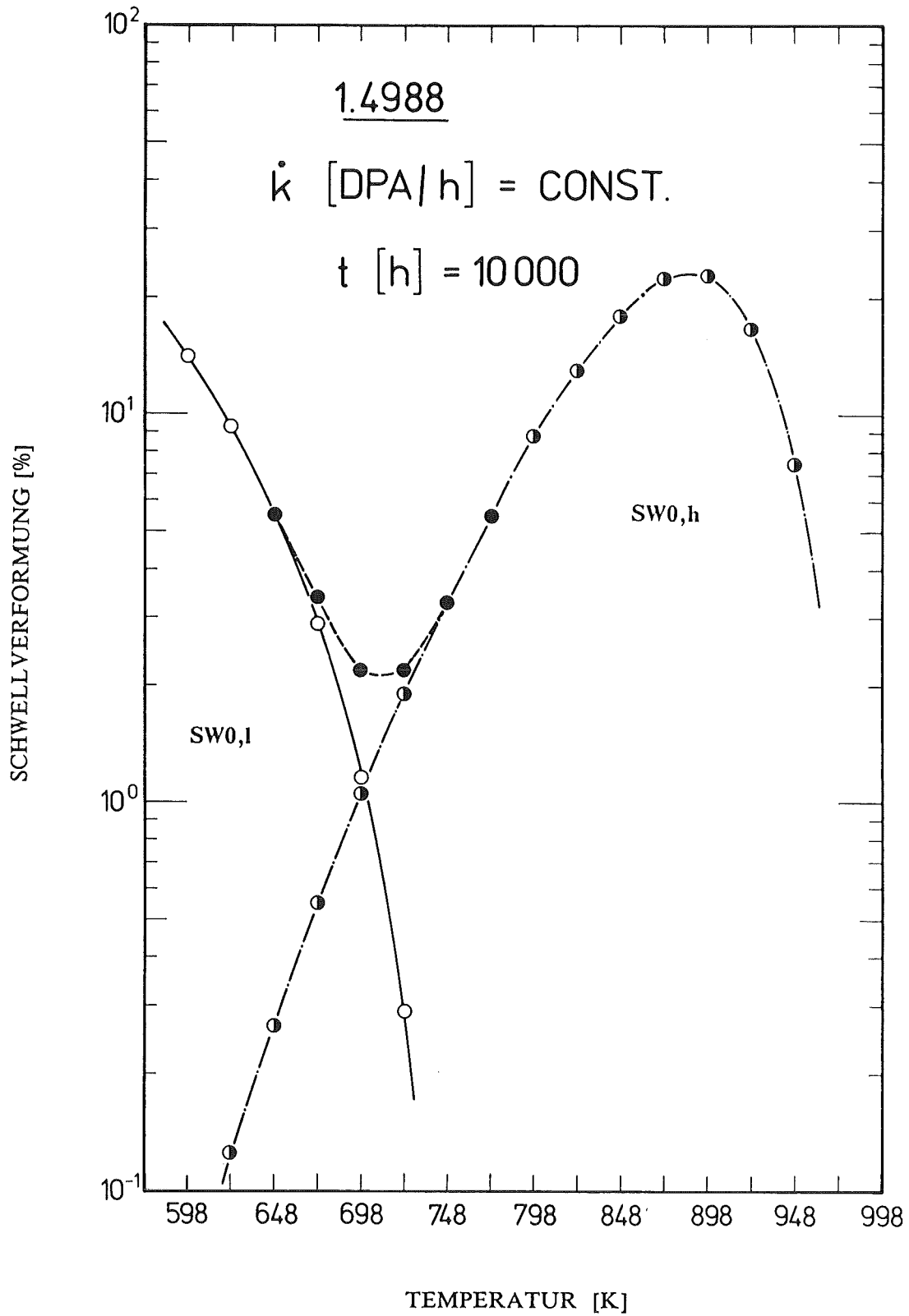


Abb. 51 Berechnete Schwellverformung für den Stahl 1.4988 lg + a bei konstanter DPA - Rate und Bestrahlungszeit

8. ANWENDUNG DER MODELLGLEICHUNGEN DER BESTRAHLUNGS-  
INDUZIERTEN DEFORMATIONSPROZESSE ZUR VERHALTENS-  
BESCHREIBUNG VON MATERIALEXPERIMENTEN SOWIE VON  
BRENNSTÄBEN BEI BEANSPRUCHUNG UNTER REALEN  
REAKTORBETRIEBSDINGUNGEN

8.1. **Beispiel: Verformung von Materialtestproben**

Die zu Beginn der Arbeiten gestellte Zielsetzung sollte zunächst nur den bestrahlungsinduzierten Kriechprozeß modellmäßig erfassen, um die zugehörigen Modellgleichungen formulieren zu können. Auf Grund der komplexen Natur der Versuchsergebnisse wurde die Zielsetzung notwendigerweise, um die zur Vertiefung des Kenntnisstandes erforderlichen Modellgleichungen der bestrahlungsinduzierten Schwellprozesse erweitert. Diese gestatten es neben den bestrahlungsinduzierten SIPA-AD - Kriechverformungen auch die Schwellverformungen zu berechnen. Die berechneten und in den Abb. 52 bis 57 dargestellten SW0- bzw. CDS- Schwellkurven sollen jedoch aufgrund ihrer zusammenfassenden Darstellung nur als notwendige Hilfsmittel zur Verifikation des Modells und der Modellgleichung des SIPA-AD Kriechprozesses angesehen werden. In den Darstellungen wurden, sofern vorliegend, sowohl die gemessenen Gesamtverformungsbeträge (TOT. DEF.) der belasteten Proben, die Schwellverformung (SW0) der unbelasteten äquivalent exponierten Vergleichsproben als auch die aus der Differenz der beiden ermittelten Rest-Deformationsbeträge aufgenommen. Letztere können neben dem SIPA-AD Kriechbetrag auch den CDS - Deformationsbetrag (IIC + CDS) enthalten.

Mit den vorgestellten Modellgleichungen des SIPA-AD - Kriechprozesses, und der  $SWO_h$ -,  $SWO_1$ - sowie CDS-Schwellprozesse wurden sowohl alle zugänglichen Materialbestrahlungsexperimente als auch mehrere unter brütterspezifischen Betriebsbedingungen bestrahlten Oxidbrennstäbe nachgerechnet. Eine repräsentative Auswahl davon aus der Mol2 Serie ist in den Abb. 40 bis 49 dargestellt. Aus dem RipcexI Bestrahlungsexperiment wurden zur Repräsentation die in den Abb. 52 bis 57 dargestellten Einzelexperimente ausgewählt. Die Auswahl der Experimente wurde nach den folgenden Gesichtspunkten getroffen:

1. Jedes Experiment soll nach Möglichkeit eine andere Konstellation der externen Variablen  $\sigma$ ,  $\dot{\kappa}$ ,  $\theta$  und der internen Variablen  $S_0$  repräsentieren und
2. die Experimente sollen bezüglich der Bandbreite der externen Variablen sofern möglich einen repräsentativen Querschnitt umfassen.  
In den Tabellen 28 und 29 sind die externen Variablen und die gemessenen

Reaktionsgrößen der nach den oben genannten Gesichtspunkten ausgewählten Experimenten, aus der Mol-2 Versuchsreihe bzw. aus dem Ripcex-I Materialbestrahlungsexperiment, zusammengestellt.

Die so ausgewählten Experimente überdecken sowohl eine recht zufriedenstellende Bandbreite als auch eine umfassende Vielfalt von Konstellation der externen Variablen  $\theta$ ,  $\sigma$  und  $\dot{\kappa}$

- für Temperaturen zwischen etwa 300 und 780°C,
- für Spannungen zwischen etwa 25 und 200 [MPa] und
- für Defekterzeugungsraten zwischen etwa 3.5E-4 und 4E-3 [DPA/h].

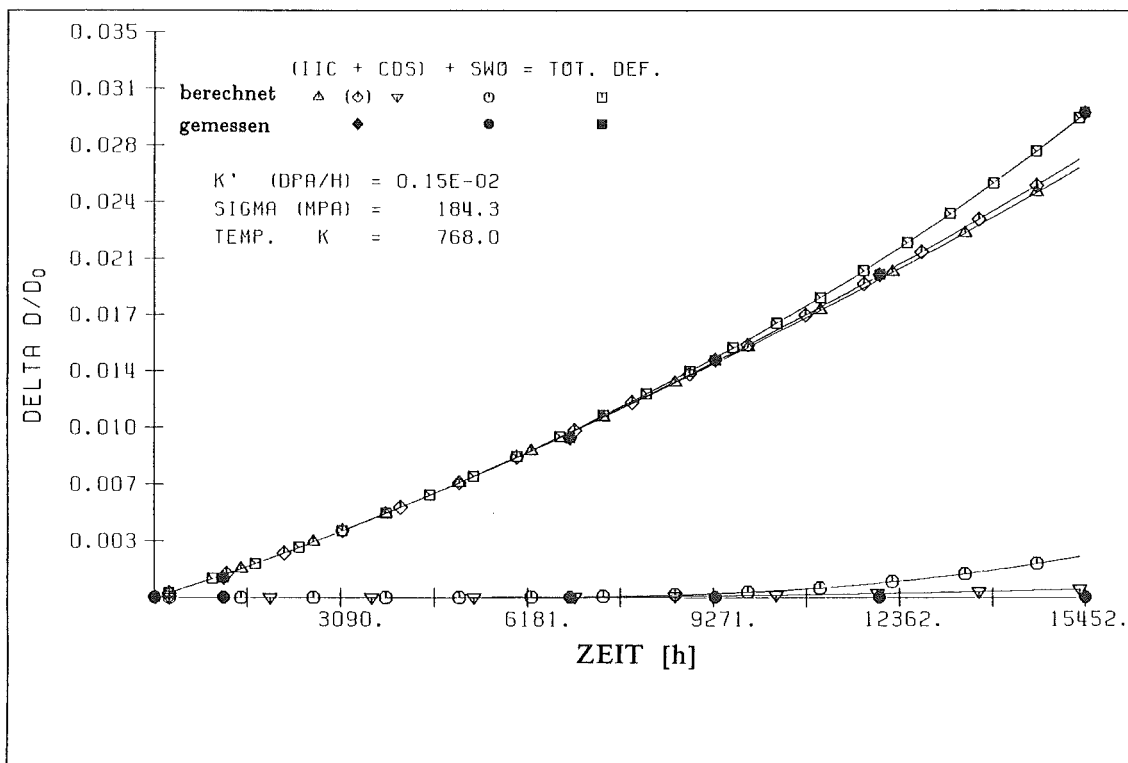


Abb. 52 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4970 kv+a

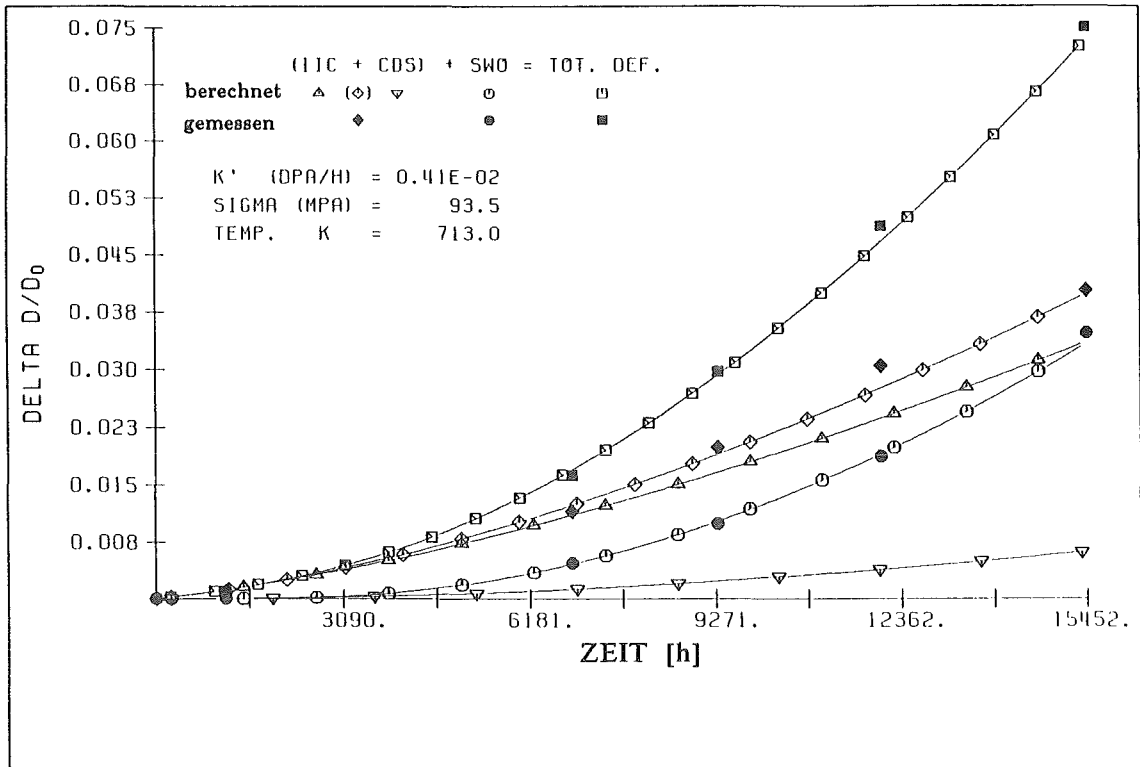


Abb. 53 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4970 kv+a

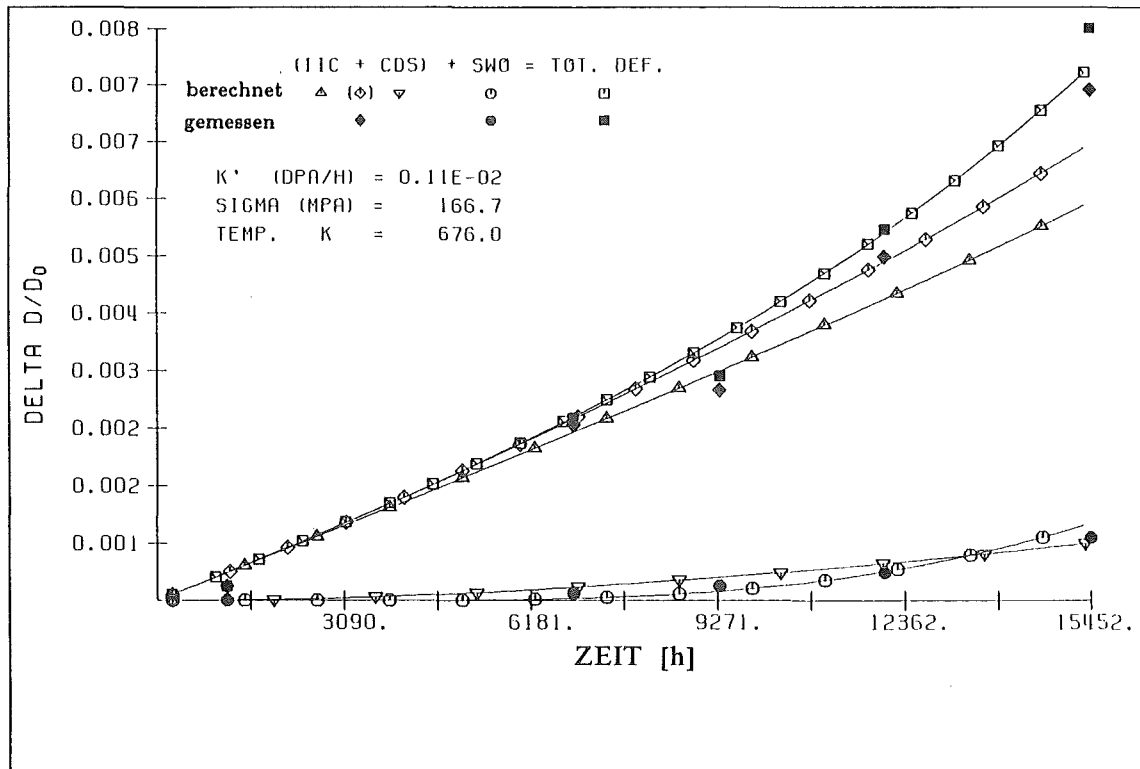


Abb. 54 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4981 kv

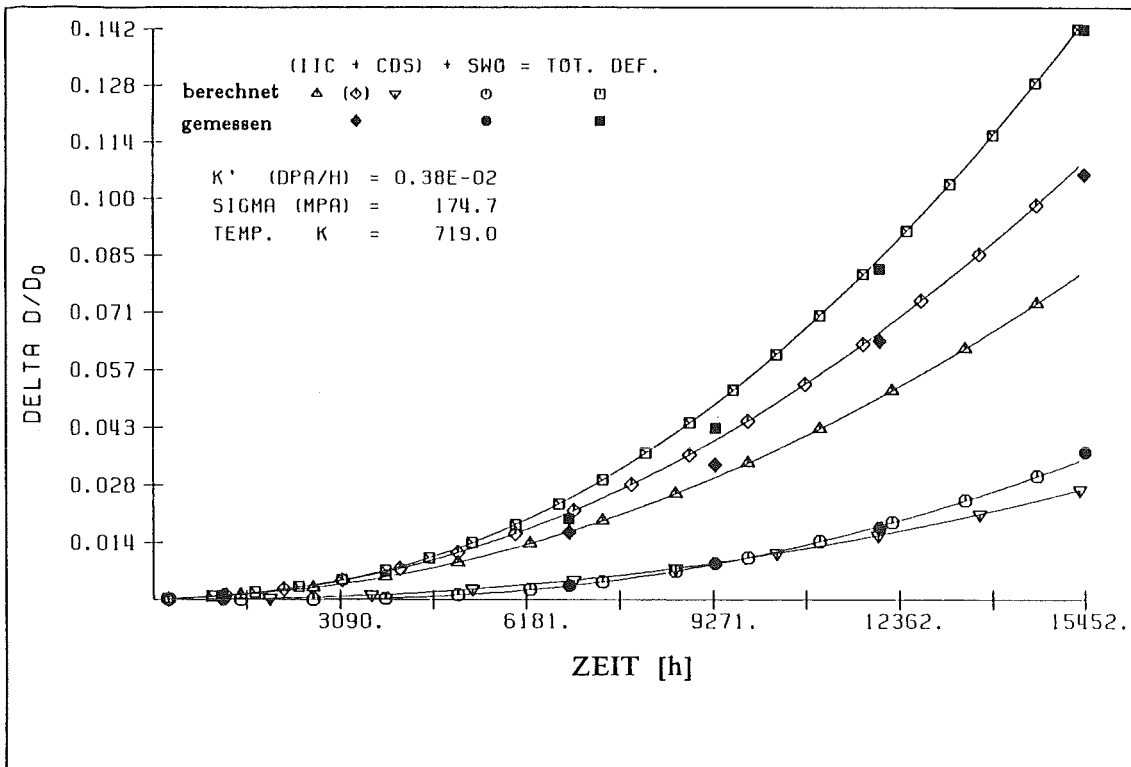


Abb. 55 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4981 kv

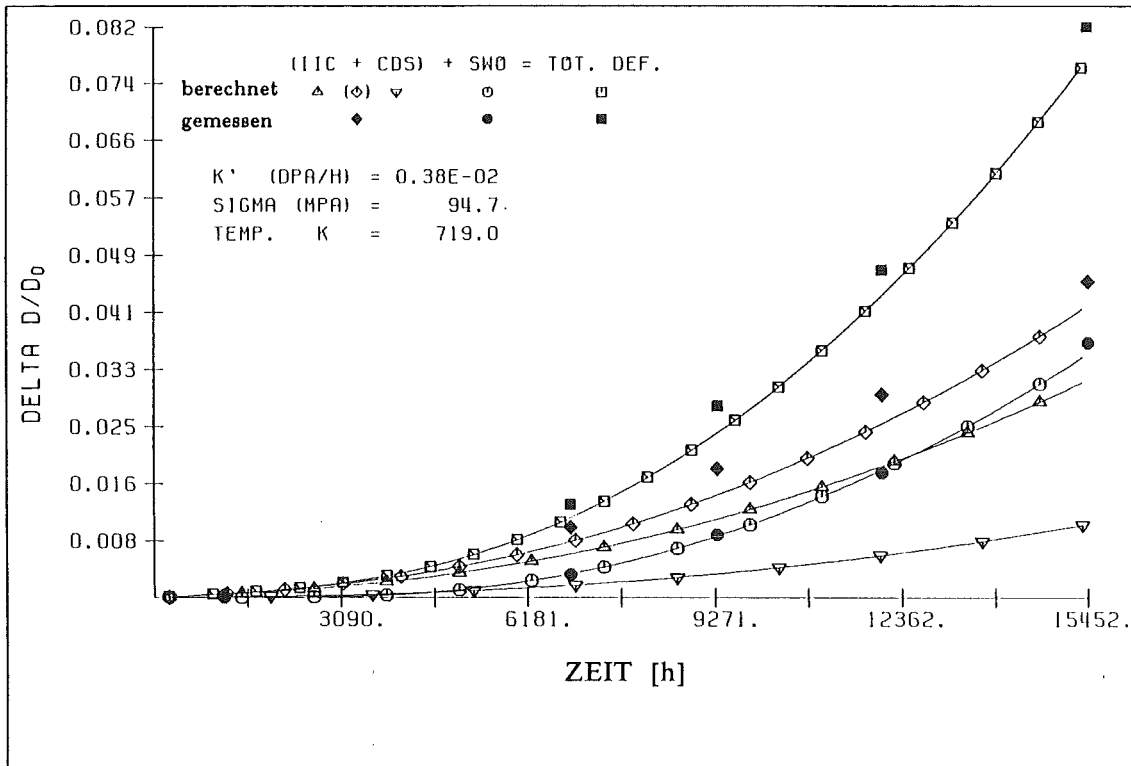


Abb. 56 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4981 kv



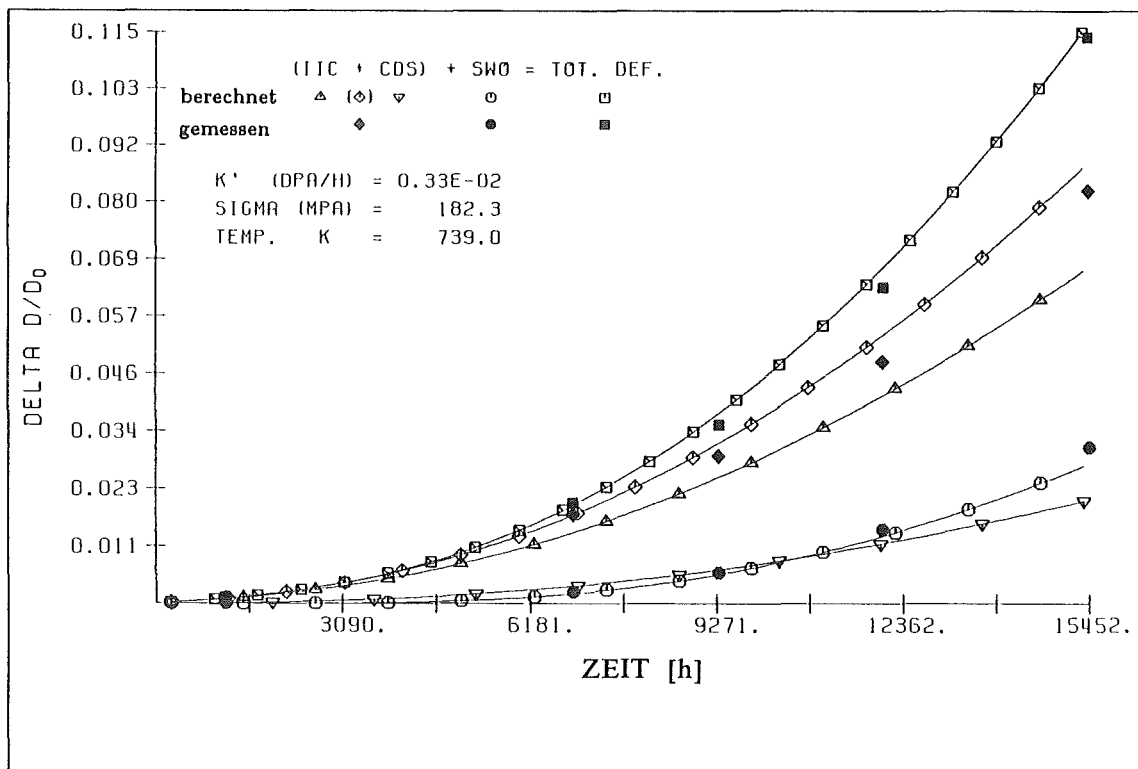


Abb. 57 Berechnete Kriech- und Schwellkurven und gemessene Kriech- und Schwellverformungen des Stahles 1.4981 kv

## 8.2. Beispiel: Verformung der Brennstabhülle

In Abb. 58 sind die gemessenen und die berechneten Verformungsbeträge entlang der Brennstoffsäule des Brennstabes AM16 mit einer Hülle aus dem Stahl 1.4988 dargestellt. Dieser Brennstab wurde im Bündel 102 des Bestrahlungsexperimentes Rapsodie [163] bestrahlt. Die gemessenen Deformationsbeträge sind in der Abbildung mit geschlossenen, die berechneten mit offenen Symbolen dargestellt. Die gemessenen Schwellverformungen, die in dieser Darstellung angegeben sind, wurden aus den von Ehrlich und Groß [164] durchgeführten Untersuchungen an unbelasteten parallel zum Rapsodie Bündel bestrahlten Materialproben, entnommen. Die Bestrahlungsbedingungen für das Materialbestrahlungsexperiment sind mit denen des Bündels nahezu identisch, so daß die bei dem Brennstab beobachteten Diskrepanzen, in der Abbildung schraffiert illustriert, zwischen den berechneten und den gemessenen Deformationsbeträgen zunächst nicht verstanden werden konnten.

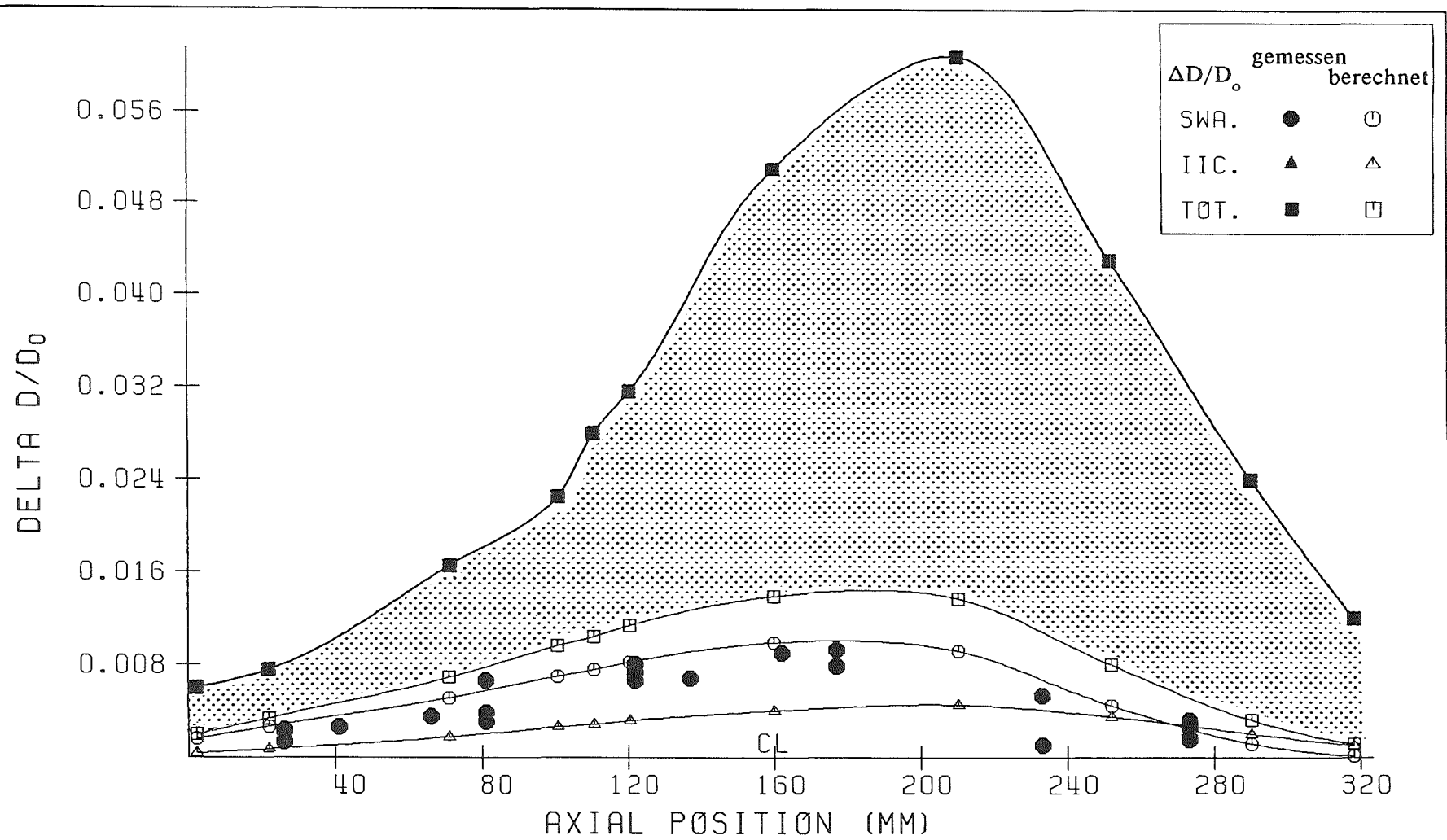


Abb. 58 Berechnete und gemessene Kriech- und Schwellverformungen an einer unter realen Betriebsbedingungen beanspruchten Hülle aus dem Stahl 1.4988 Ig+a

Da in der Hülle eines Brennstabes verschiedene Deformationsmechanismen gleichzeitig wirksam werden und Verformungsbeiträge liefern, wird man experimentell stets integrale Verformungsgrößen bestimmen. Um diese in definierte partielle Reaktionsgrößen zerlegen zu können, wurden auch bei dem hier betrachteten Brennstab durch Dichtemessungen und elektronenmikroskopische Untersuchungen die Gesamtschwellbeträge (SWA) an verschiedenen Stellen mit definierten ortsabhängigen Konstellationen der externen Variablen dieses Brennstabes experimentell ermittelt [65]. Der Gesamtdeformationsbetrag wurde aus der Änderung des Durchmessers der Hülle ebenfalls als Funktion des Ortes bestimmt. So kann man aus der Differenz des Gesamtdeformationsbetrages (TOT) und des Gesamtschwellbetrages (SWA) den akkumulierten SIPA-AD Verformungsanteil ermitteln.

Mit Hilfe der Modellgleichungen wurden, der Konstellation der externen Variablen folgend, die Schwell- und SIPA-AD Deformationsbeträge an 11 Stellen entlang des Brennstabes berechnet. Die Summe aus SW0 und CDS liefert den Gesamtschwellbetrag - SWA. Der Gesamtdeformationsbetrag (total deformation = TOT) wird folglich aus der Summe aus SWA und SIPA-AD gebildet.

Aus den in Abb. 58 dargestellten, gemessenen und berechneten Verformungen kann man entnehmen, daß die mit den "Zustandsgleichungen" der Schwell- und Kriechprozesse (SW0, CDS und SIPA-AD) berechneten Deformationsbeträge erheblich kleiner sind als die während der Beanspruchung tatsächlich akkumulierten [164]. Die Ursache für die beobachtete Diskrepanz liegt in den, sich in der Brennstabhülle aufbauenden, extrem steilen Temperaturgradienten begründet, die die Thermodiffusionsmechanismen in Gang halten und somit die Keimbildungs- und Wachstumsprozesse beeinflussen.

Da nun die Funktionen zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Elementarprozesse bereits formuliert wurden können die Thermodiffusionskoeffizienten, als Gradienten der Diffusionskoeffizienten der Elementarprozesse  $\Theta_{El} = f(T)$ , wiederum die Prinzipien der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse befolgend [157], dargestellt werden:

$$\text{grad}\Theta_{El} / \Theta_{El} = (\Delta H_{El} / kT) \cdot \text{grad}T / T \quad (47)$$

Die so modifizierten Modellgleichungen gestatten es, die infolge der Thermodiffusion entstehenden, oft dominanten Deformationsbeiträge zu erfassen, und führen wie aus Abb. 59 erkennbar zu guter Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den mit der modifizierten, den Thermodiffusionsphänomene Rechnung tragenden Modellgleichungen berechneten Deformationsbeträgen.

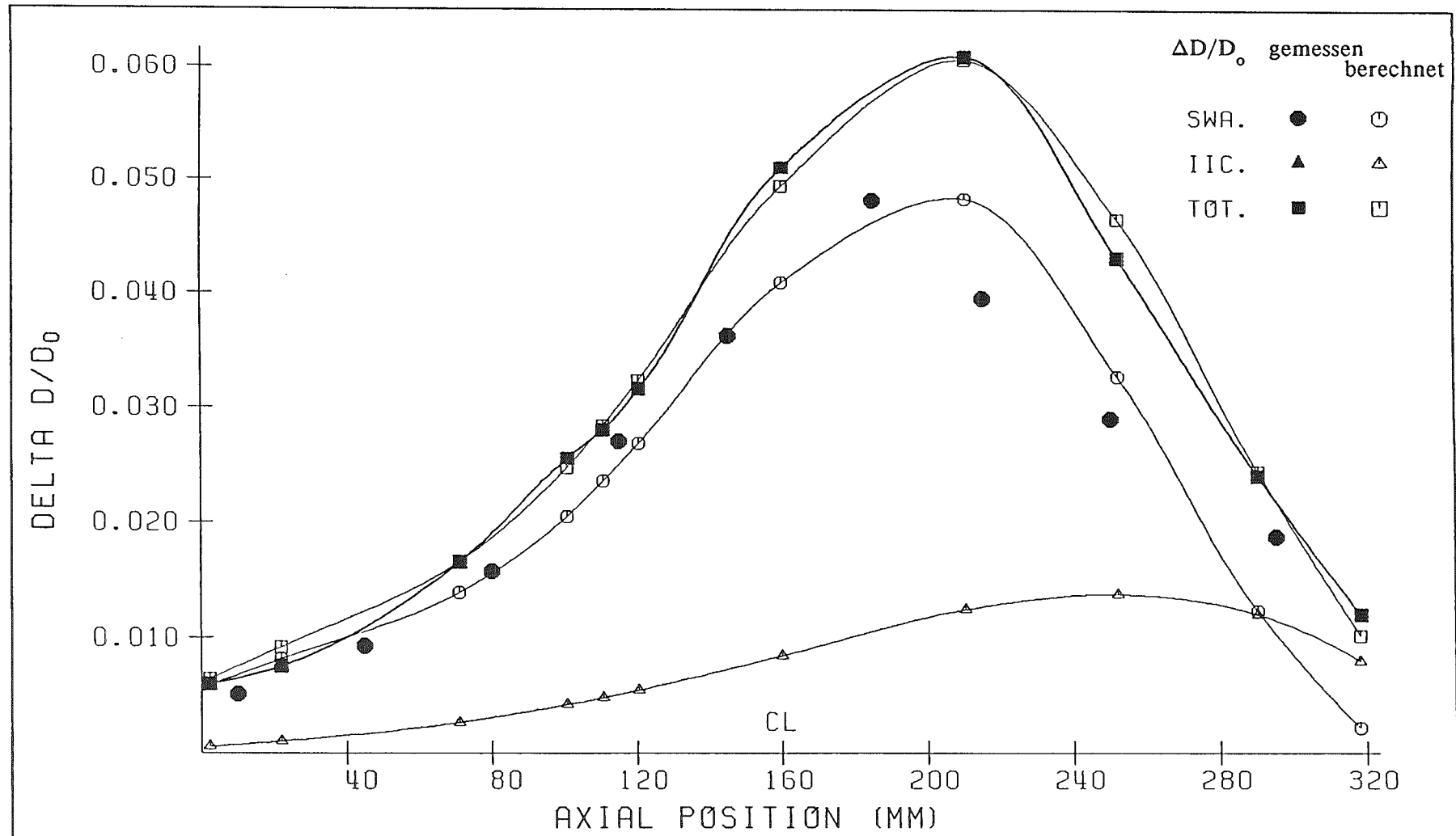


Abb. 59 Berechnete und gemessene Kriech- und Schwellverformungen an einer unter reellen Betriebsbedingungen beanspruchten Hülle aus dem Stahl 1.4988 lg+a

## 9. THERMODYNAMISCHES MODELL DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN SCHADENSAKKUMULATIONSPROZESSE

### 9.1. Einfluß der Spannung

In diesem Kapitel wird die Zeitstandfestigkeit und die Kriechduktilität sowohl der drei austenitischen Stähle 1.4981, 1.4988 und 1.4970 als auch der Ni-Basislegierung Hastelloy-X analysiert.

Zuerst wird der Einfluß

- der Spannung, dann
- der Defekterzeugungsrate und schließlich
- der Temperatur

erörtert.

In Abb. 60 ist die Zeitstandfestigkeit von unbestrahlten, sowie nach und während Neutronenbestrahlung untersuchten Proben des Stahles 1.4970 in den Zuständen kv und kv+a bei 720°C dargestellt. Die Zeitstandfestigkeit bzw. die Standzeit der während Bestrahlung getesteten Proben ist, sowohl gegenüber den unbestrahlten als auch gegenüber den nach Bestrahlung untersuchten Vergleichsproben, erniedrigt. Die Analysen des Zeitstandverhaltens unter Bestrahlung ergaben außerdem, daß infolge des auch bei Temperaturen oberhalb  $0.5T_g$  wirksamen bestrahlungsinduzierten SIPA-AD Kriechprozesses [102]

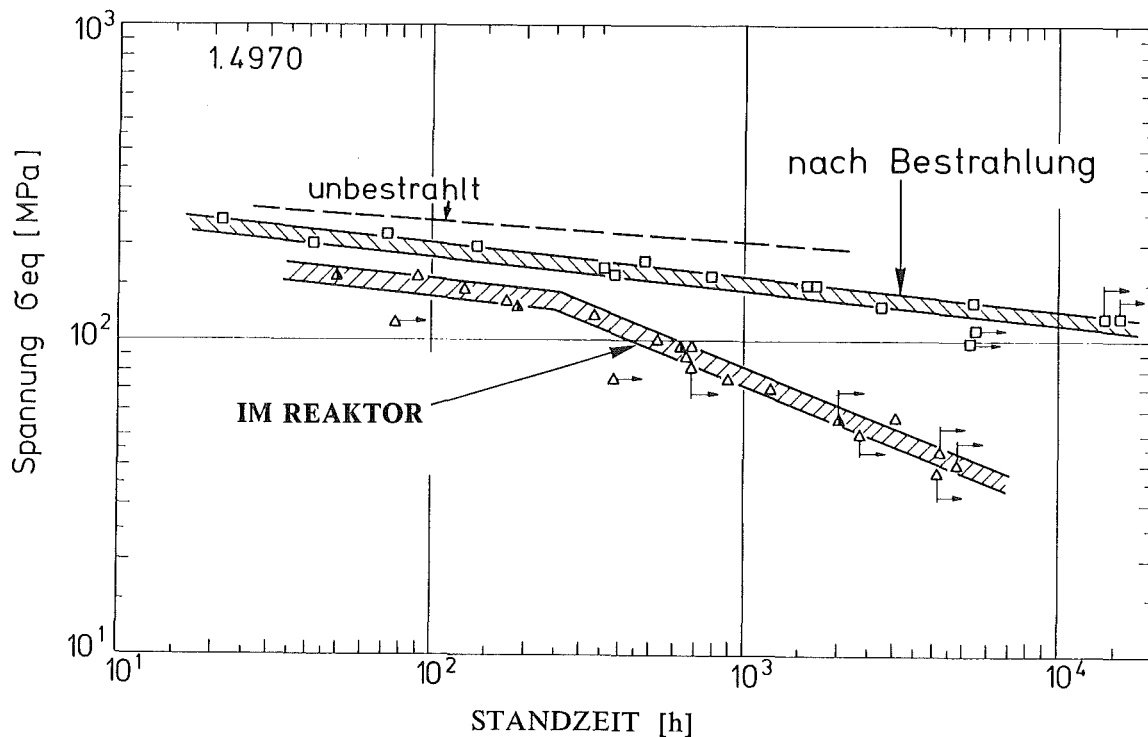


Abb. 60 Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 während, ohne und nach Bestrahlung

die Zeitstandfestigkeit von diesem kontrolliert wird und somit im Vergleich zur Zeitstandfestigkeit des thermisch aktivierten Verformungsprozesses ein entartetes Verhalten zeigt. Man erkennt aus der Darstellung, sofern eine ausreichende experimentelle Abdeckung vorliegt, daß bei einer von der Prüftemperatur ( $\theta$ ) und anderen Variablen genau festgelegten Spannung eine sprunghafte Änderung der Spannungsabhängigkeit auftritt, was auf einen Wechsel im geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismus hindeutet. Diesen Übergang von dem einen zu dem anderen Schadensakkumulationsprozeß kennzeichnende Spannung wird als die Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) bezeichnet, da sie in Wirklichkeit den Übergang zwischen zwei unterschiedlichen miteinander konkurrierenden Mechanismen definiert. Die Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) ist für die beiden Reaktionsgrößen Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_p(\dot{\kappa})$  und Standzeit ( $t_m$ ) identisch.

Die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit ist für die im Reaktor untersuchten Proben unterhalb der Übergangsspannung ( $\sigma_{tr} \approx 110$  MPa) durch den Spannungsexponenten  $n = -2.5$  gegeben [51]. Oberhalb der Übergangsspannung ist die reziproke Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit wesentlich höher. Im Bereich oberhalb der Übergangsspannung ist der absolut Wert des Spannungsexponenten doppelt so hoch ( $n = -5$ ).

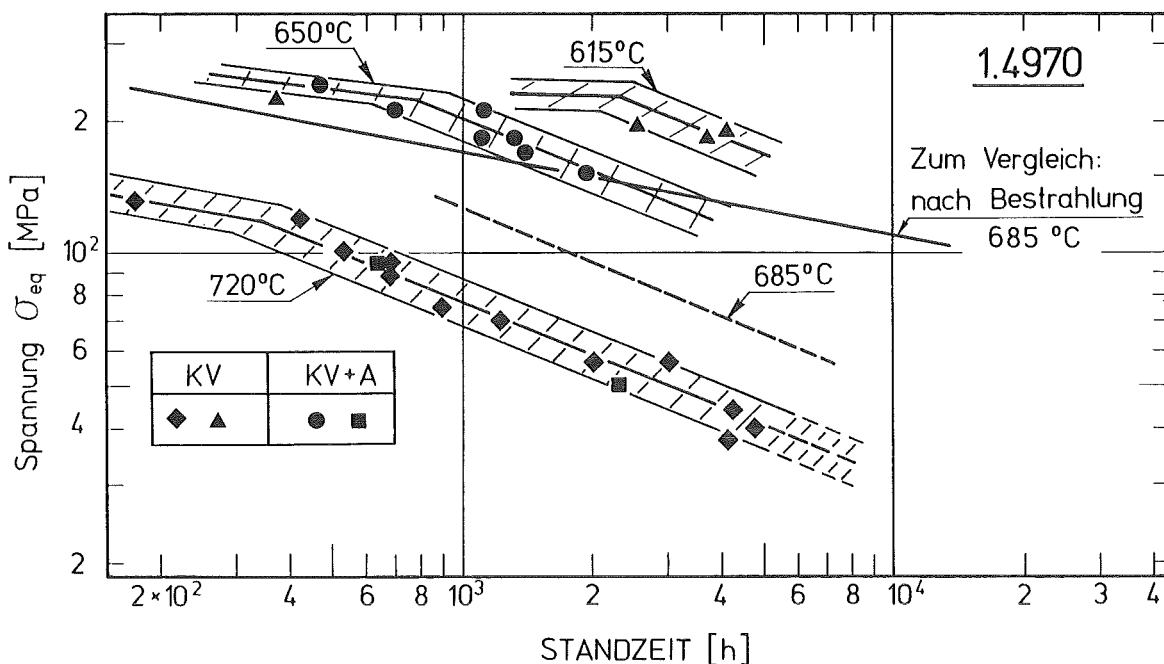


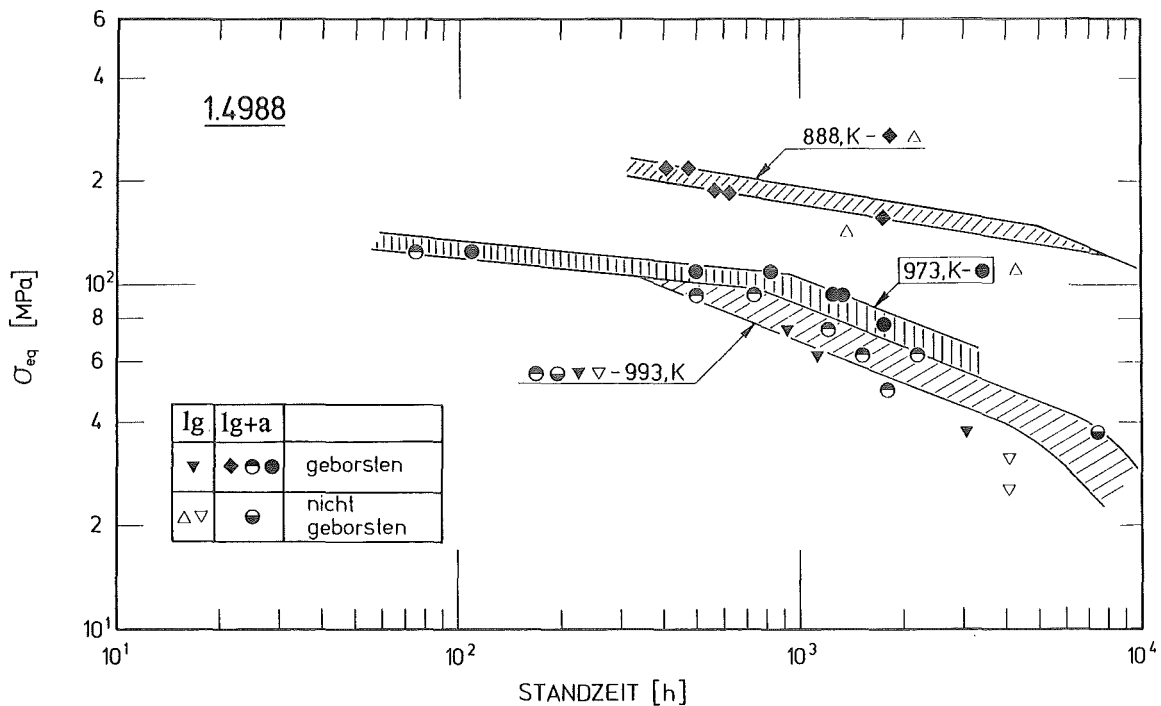
Abb. 61 Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 während, ohne und nach Bestrahlung

In Abb. 61 sind die aus den Mol-2 Experimenten ermittelten Zeitstandfestigkeiten des Stahles 1.4970, während Bestrahlung bei 615, 650 und 720°C, dargestellt. Aus der Darstellung kann entnommen werden, daß die Zeitstandfestigkeit dieses Stahles im Zustand

$kv+a$  auch bei  $650^{\circ}\text{C}$  durch die gleiche Spannungsabhängigkeit charakterisiert wird. Der Spannungsexponent  $n$  ist also ebenfalls gleich  $-2.5$ .

Obwohl in diesem Bereich zwischen der Kriechgeschwindigkeit des SIPA-AD Kriechprozesses  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  und der Spannung ( $\sigma$ ) ein linearer Zusammenhang besteht, ist die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit doch eine andere. Die auftretende Diskrepanz resultiert aus der ungewöhnlich hohen Zunahme der Kriechbruchdehnung ( $A_u$ ) mit abnehmender Spannung ( $\sigma$ ).

Die Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4988 während Bestrahlung, bei Temperaturen zwischen  $615$  und  $720^{\circ}\text{C}$ , ist in Abb. 62 dargestellt. Man kann daraus erkennen, daß unterhalb der von der Prüftemperatur ( $\theta$ ) abhängigen Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) auch bei diesem Stahl sich der Spannungsexponent  $n$  sprunghaft ändert und den gleichen Wert annimmt, den man für den Stahl 1.4970 bereits ermittelte, nämlich  $n = -2.5$ .



**Abb. 62** Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4988 während Bestrahlung

In Abb. 63 ist die Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4981 während Neutronenbestrahlung, bei Temperaturen zwischen  $615$  und  $750^{\circ}\text{C}$ , dargestellt. Aus der Abbildung kann man ebenso entnehmen, daß zumindest bei dem lösungsgeglühten Zustand dieses Stahles und bei einer Testtemperatur von  $720^{\circ}\text{C}$  dieselbe sprunghafte Änderung der Spannungsabhängigkeit beobachtet werden kann, wie sie bereits bei den Stählen 1.4970 und 1.4988 gefunden wurde. Auch hier ist der Spannungsexponent unterhalb der Übergangsspannung  $n = -2.5$ . Bei gleicher Prüftemperatur sind die Übergangsspannungen für den

Stahl 1.4981 allerdings wesentlich niedriger als bei den Stählen 1.4970 und 1.4988.

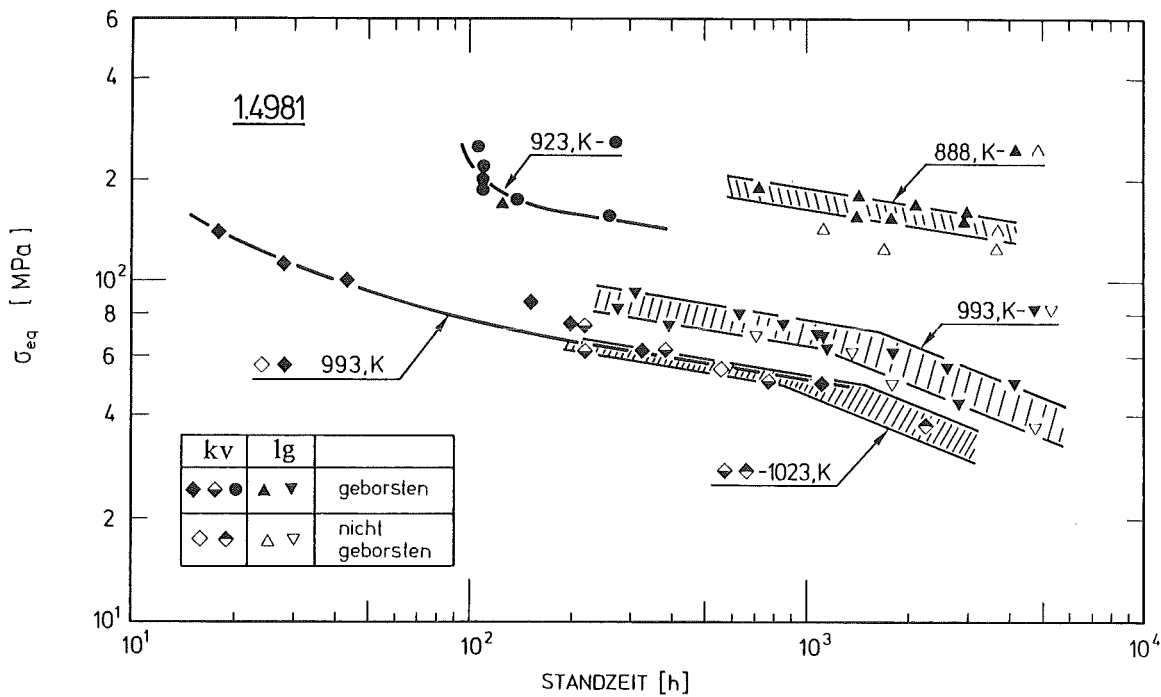


Abb. 63 Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4981 während Bestrahlung

Die Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) charakterisiert den Übergang zwischen dem bestrahlungsin-  
duzierten Gleit-Kletter- und dem bestrahlungsin-  
duzierten SIPA-AD Kriechprozeß. Diese  
ist von dem Werkstoff, dem Werkstoffzustand (dem Entropieanalogon) und der Prüftem-  
peratur abhängig. Es wird außerdem angenommen, daß die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle, bei Spannungen unterhalb der Übergangsspannung von dem bestrahlungsin-  
duzierten SIPA-AD Kriechprozeß, bei Spannungen oberhalb der Übergangsspannung dagegen von dem bestrahlungsin-  
duzierten Gleit-Kletter Kriechprozeß, kontrolliert wird.

Die experimentellen Befunde lassen ebenso erkennen, daß die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle, im Bereich des SIPA-AD Kriechprozesses, durch eine andere Spannungsabhängigkeit als im Bereich des Gleit- Kletterverformungsprozesses charakterisiert wird.

In Abb. 64 ist die Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 im kaltverformten und kaltverformten und ausgelagerten Zustand, für das unbestrahlte bei 650°C [165], nach Bestrahlung bei 650 und 700°C [166] und während Bestrahlung bei 650°C [48] untersuchte Material, dargestellt. In der Abbildung wurden auch die Versuchsergebnisse der zugänglichen amerikanischen, im EBR-2 bei 650°C durchgeführten, in-pile Zeitstandexperimente aufgenommen [118].



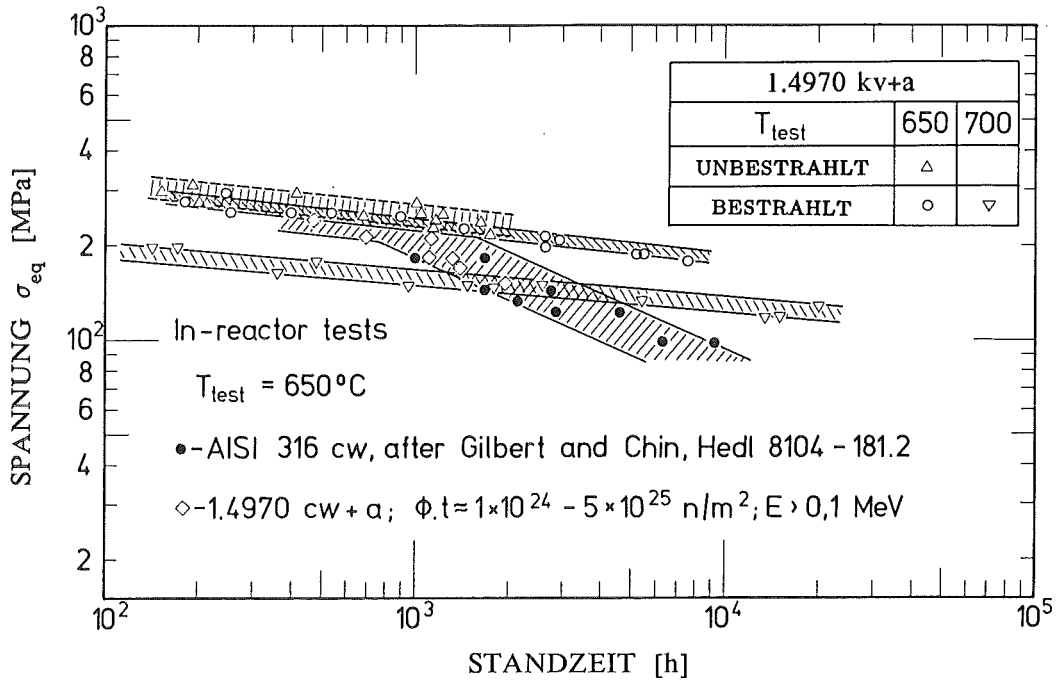


Abb. 64 Zeitstandfestigkeit der Stähle 1.4970 und AISI 316 während Bestrahlung im Vergleich mit der des Stahles 1.4970 nach und ohne Bestrahlung

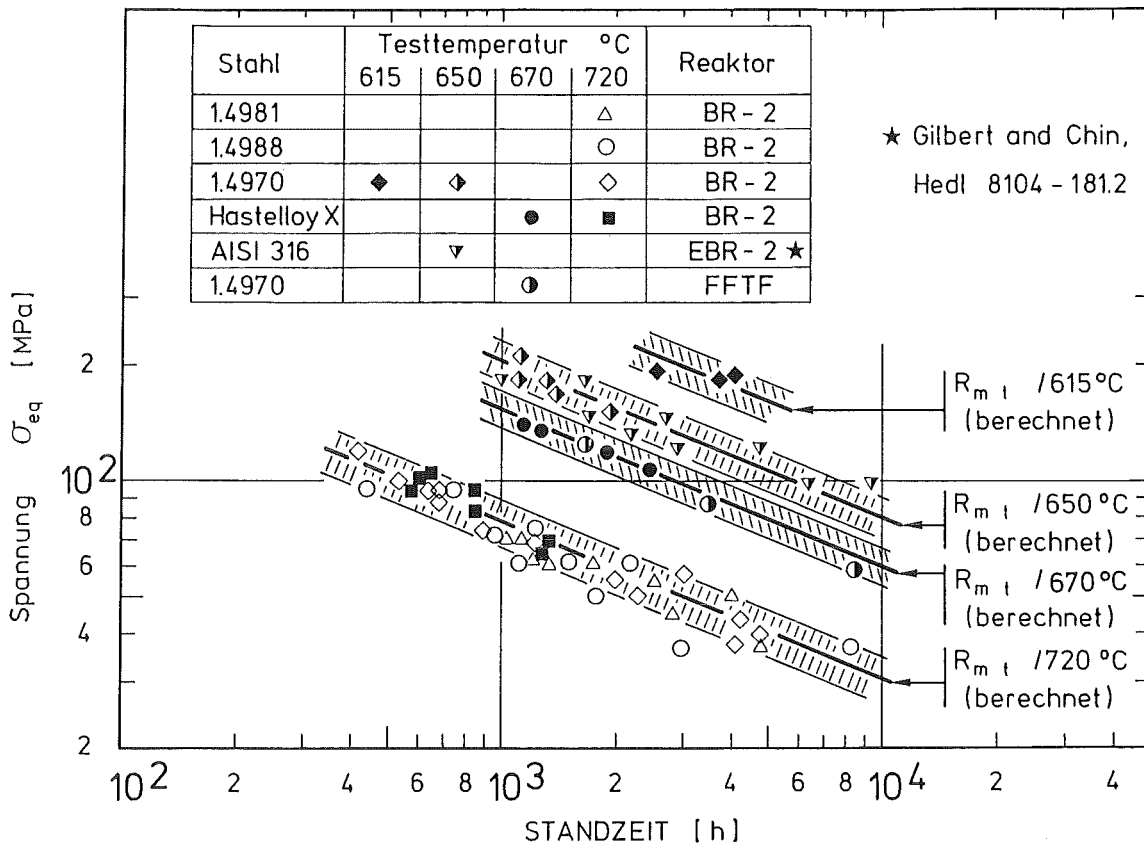


Abb. 65 Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X während Bestrahlung bei Prüfspannungen unterhalb der Übergangsspannung

Abb. 65 enthält nur die unterhalb der Übergangsspannung ermittelten In-Reaktor Standzeiten der austenitischen Stähle 1.4970, 1.4981, 1.4988 AISI 316 und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X bei 615, 650, 670 und 720°C. In der Abbildung wurden auch die Versuchsergebnisse der veröffentlichten amerikanischen, im EBR-2 bei 650°C durchgeführten, in-pile Zeitstandexperimente aufgenommen [118].

Sowohl aus Abb. 64 und 65 als auch aus den Abb. 60, 61, 62, 63 kann man bezüglich des Zeitstandverhaltens unter Neutronenbestrahlung folgende Zusammenhänge erkennen und die daraus resultierenden Schlußfolgerungen ziehen:

1. Bei Spannungen oberhalb der jeweiligen Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) nimmt die Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle in folgender Reihenfolge geringfügig ab:  
Unbestrahlt, nach Bestrahlung und während Bestrahlung (Abb. 60, 64).
2. In diesem Spannungsbereich ist die beobachtete Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit bei dem unbestrahlten, nach Bestrahlung und während Bestrahlung untersuchten Material in etwa dieselbe (Abb. 60, 64).
3. Bei Spannungen unterhalb der Übergangsspannung wird bei den während Bestrahlung beanspruchten austenitischen Stählen eine sprunghafte Änderung der Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit beobachtet. Diese ist aus dem Vergleich mit den unter vergleichbaren Versuchsbedingungen nach Bestrahlung durchgeführten Experimenten [51] deutlich erkennbar (Abb. 60, 64). Der Spannungsexponent ist für alle bislang experimentell untersuchten austenitischen Stähle der gleiche nämlich  $n = -2.5$ .
4. Die für den Stahl AISI 316 im kaltverformten Zustand während Bestrahlung im EBR-2 bei 650°C und bei Spannungen unterhalb 200 MPa gemessenen Standzeiten liegen im relativ engen Streuband der während Bestrahlung im BR-2 bei derselben Versuchstemperatur für den Stahl 1.4970 im Zustand kv+a ermittelten Standzeiten (Abb. 64).
5. Obwohl bezüglich des Neutronenflusses, des Neutronenspektrums und der Heliumerzeugung zwischen den beiden Reaktoren EBR-2 und BR-2 erhebliche Unterschiede bestehen, ist die Zeitstandfestigkeit des in EBR-2 untersuchten Stahles AISI 316 kv identisch mit der des im BR-2 untersuchten Stahles 1.4970 kv+a, wie dies aus Abb. 64 entnommen werden kann. Daraus folgt, daß die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit ( $R_{m t/\theta}$ ) unterhalb der Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) von dem Neutronenfluß, dem Neutronenspektrum und der Heliumerzeugungsrate unabhängig ist.
6. Die Zeitstandfestigkeit ( $R_{m t/\theta}$ ) selbst ist bei Spannungen unterhalb der Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) ebenfalls von dem Neutronenfluß, dem Neutronenspektrum und der Heliumerzeugungsrate unabhängig (Abb. 64, 65).

7. Generell kann man feststellen, daß im Spannungsbereich unterhalb der Übergangsspannung, zumindest für den experimentell abgedeckten Temperaturbereich zwischen etwa 300 - 780°C, die Zeitstandfestigkeit während Bestrahlung sowohl von der chemischen Zusammensetzung der austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierungen als auch von dem Werkstoffzustand unabhängig ist (Abb. 60, 61, 62, 63, 64, 65).
8. Die Übergangsspannung selbst ist allerdings sowohl von der Prüftemperatur als auch von dem Werkstoff, dem Werkstoffzustand und der thermischen Stabilität des Materials abhängig, wie dies aus den in Tabelle 25 zusammengestellten Übergangsspannungen hervorgeht.

Die Verknüpfung der neuen und alle bereits bekannten Erkenntnisse, bezüglich der Abhängigkeit der Zeitstandfestigkeit von der Struktur der austenitischen Stähle, lassen erkennen wovon im einzelnen die Übergangsspannung abhängig sein könnte.

Beachtet man zunächst, daß:

sowohl die Koagulation ausgeschiedener Phasen als auch die Erholungs-, Rekristallisations- und Überalterungsanfälligkeit austenitischer Stähle Prozesse sind, die das Zeitstand- und Kriechverhalten im Bereich des Gleit- Kletterprozesses bestimmen als auch die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle, im Bereich des SIPA-AD Kriechprozesses, bei einer gegebenen Temperatur weder von dem Werkstoff noch von dem Werkstoffzustand abhängig ist, so kann gefolgert werden, daß die Übergangsspannung nur von der Zeitstandfestigkeit des Materials im Bereich des Gleit- Kletter- Kriechprozesses abhängig sein kann.

Die oben erörterten Zusammenhänge sollen am Beispiel des Stahles 1.4981 diskutiert werden. Vergleicht man in Abb. 63 die in-Reaktor Zeitstandfestigkeit dieses Stahles in den Zuständen lösungsgeglüht und kaltverformt bei 720°C (993 K) und bei Spannungen nur oberhalb der Übergangsspannung, also im Bereich des bestrahlungsinduzierten Gleit- Kletterkriechprozesses, miteinander, so kann man erkennen, daß die Zeitstandfestigkeitslinie des Stahles im kaltverformten Zustand sich bereits bei relativ kurzen Standzeiten, infolge rasch ablaufender Rekristallisations- und Überalterungsvorgänge konkav verbiegt, die Zeitstandfestigkeitslinie des lösungsgeglühten Zustandes schneidet, um auf einem gegenüber dem lösungsgeglühten Zustand deutlich niedrigerem Niveau sich zu stabilisieren. Die Übergangsspannung des kaltverformten Materials liegt somit unterhalb der des Materials im lösungsgeglühten Zustand (Tab. 25).

Beachtet man außerdem noch, daß der schnelle Neutronenfluß die

Erholungs- Rekristallisations- und Überalterungsvorgänge beeinflussen kann, so ist zu erwarten, daß mit Zunahme der DPA-Rate eine Beschleunigung dieser Vorgänge stattfindet.

9. Die Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle unter Neutronenbestrahlung ist bei Spannungen unterhalb der Übergangsspannung offensichtlich kaum von der im Material erzeugten Heliummenge abhängig, wie dies aus dem Vergleich des Zeitstandfestigkeit der Stähle 1.4970 kv bzw. kv+a (Abb. 60) und 1.4981 lg (Abb. 63) bei 993 K (720°C) hervorgeht. Auf den Berstzeitpunkt der jeweiligen Probe bezogen, wobei hier nur diejenigen betrachtet werden, die unterhalb der Übergangsspannung untersucht wurden, liegen die Heliumkonzentrationen für den Stahl 1.4970, Abb. 3 zufolge, zwischen etwa 50 und 110 Atppm. Beim Stahl 1.4981 hingegen liegen sie Abb. 4 zufolge zwischen etwa 5 und 35 Atppm.

## 9.2. Einfluß der Defekterzeugungsrate

Die Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) ist die externe Variable die einen bestrahlungsinduzierten Prozeß charakterisiert. Da der betrachtete Schadensakkumulationsprozeß bestrahlungsinduzierter Natur ist, wird erwartet, daß die Reaktionsgröße - Standzeit abhängig von der Defekterzeugungsrate ist. Die vorgenommenen Analysen der Versuchsergebnisse haben allerdings ergeben, daß die Standzeit ( $t_m$ ) von der Defekterzeugungsrate ( $\dot{\kappa}$ ) unabhängig ist. Dies kann bedeuten, daß gegenüber den bestrahlungsinduzierten Helium-Wiederauflösungsmechanismen die Diffusionsmechanismen wesentlich langsamer ablaufen und somit in vollem Umfang das Geschehen kontrollieren. Es ist zu erwarten, daß bei sehr niedrigen Defekterzeugungsrate die Abhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses von der Defekterzeugungsrate beobachtet werden kann. Bei den in thermischen Reaktoren existierenden Konstellationen der externen Variablen ist die Wahrscheinlichkeit der Abhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses von der Defekterzeugungsrate beobachten und erfassen zu können relativ groß. Die Kenntnis der Zusammenhänge ist für die bei mittleren und niedrigen Neutronenflüssen beanspruchten Komponenten thermischer Reaktoren von hoher Bedeutung, da ihre Festigkeitseigenschaften unter Umständen ebenso von den bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsmechanismen kontrolliert werden.

### 9.3. Einfluß der Temperatur

Die Temperaturabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit kann unter Einbeziehung der beobachteten Unabhängigkeit des Spannungsexponenten des, im Bereich des SIPA-AD Kriechprozesses wirksamen, Schadensakkumulationsprozesses von der Temperatur nahezu problemlos erfaßt werden. Den experimentellen Beobachtungen folgend wird ferner postuliert, daß die Temperaturabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses von der chemischen Zusammensetzung der austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierungen weitgehend unabhängig ist.

Der so skizzierte Sachverhalt gestattet es die Temperaturabhängigkeit, der geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen, zu bestimmen. Die Temperaturabhängigkeit eines diffusionsgesteuerten Mechanismus wird im allgemeinen durch die Kenngröße - Aktivierungsenthalpie charakterisiert.

Da die Vorgehensweise zur Bestimmung der Aktivierungsenthalpie eines temperaturabhängigen Prozesses bekannt ist, wird auf eine Erläuterung verzichtet. Wir wollen uns direkt der aufgestellten Funktion für die Temperaturabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses zuwenden. Die Funktion wurde in Anlehnung an die bei der Aufstellung der Temperaturfunktion des SIPA-AD - Kriechprozesses gesammelten Erfahrungen erschlossen und ebenso als Summe zweier voneinander unabhängiger Elementarmechanismen interpretiert und dargestellt.

In Abb. 66 sind sowohl die aus den Experimenten ermittelten  $\Theta_{tm}$  - Werte als auch die beiden voneinander unabhängigen Elementar - Schadensmechanismen als Funktion des Kehrwertes der absoluten Temperatur dargestellt. Die Funktion für die Temperaturabhängigkeit des beobachteten Makroprozesses ergibt sich aus der Summe der beiden voneinander unabhängigen Elementar - Schadensakkumulationsmechanismen:

$$\Theta_{tm} = D_{o,\alpha,s} \cdot \exp(- \Delta H_{m,\alpha,s} / kT) + D_{o,\alpha,i} \cdot \exp(- \Delta H_{m,\alpha,i} / kT) \quad (48)$$

Hier bedeuten:

- $\Theta_{tm}$  - die Temperaturfunktion des Makroprozesses,
- $\Delta H_{m,\alpha,s}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von substitutionell gelösten Heliumatomen,
- $\Delta H_{m,\alpha,i}$  - die Aktivierungsenthalpie für die Wanderung von interstitiell gelösten Heliumatomen,
- k - die Boltzmann Konstante,
- T - die Temperatur und
- $D_{o,\alpha,s}$  und  $D_{o,\alpha,i}$  - die entsprechenden Frequenzfaktoren.

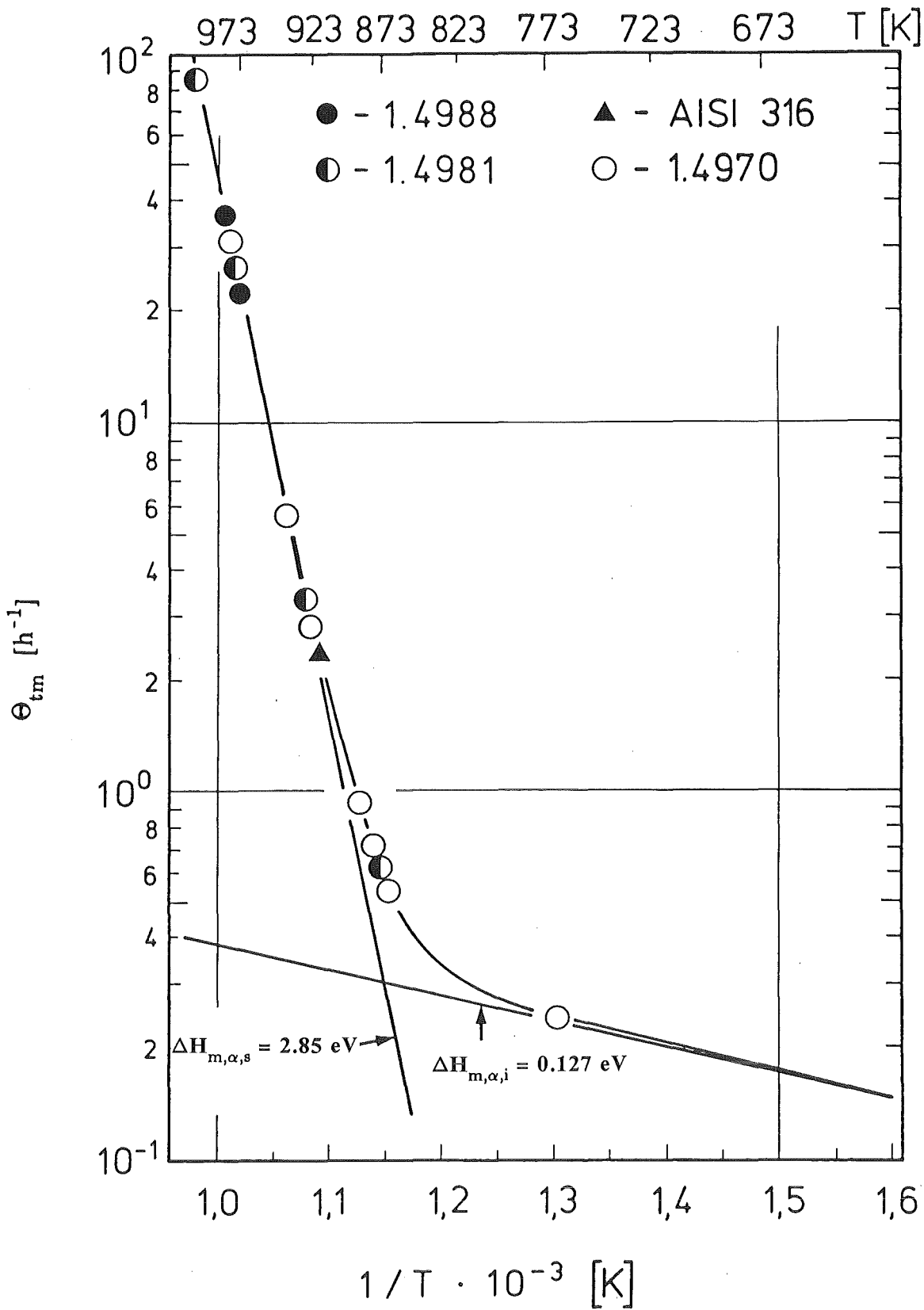


Abb. 66 Temperaturabhängigkeit des bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesses

Den beiden in diesem Ausdruck vorkommenden Aktivierungsenthalpien entsprechen die wahren, den jeweiligen Mikroprozeß charakterisierenden Aktivierungsenthalpien. Die dem Experiment entnommenen Werte sind als scheinbare Aktivierungsenthalpien zu interpretieren, da diese, wie aus Gleichung 36 hervorgeht, die Summe zweier voneinander unabhängiger Elementarprozesse repräsentieren. Beide sind von besonderer Bedeutung, da sie über die auf atomarer Ebene ablaufenden Mikromechanismen des beobachteten Makroprozesses Auskunft geben. Diese wurden zu 2.85 bzw. 0.127 eV berechnet. Da man während Neutronenbestrahlung, infolge der Stoßprozesse, Helium in atomarer Form wiederauflösen kann, ist die dynamische Konzentrationen an gelöstem diffusionsfähigen im Kristallgitter "zurückgeworfenen" Heliumatomen wesentlich höher als diejenige in Abwesenheit des Neutronenflusses den aktuellen thermischen Gleichgewichtsbedingungen entsprechende Löslichkeit. Man kann daher die, während der Bestrahlung beobachteten, Aktivierungsenthalpien wie folgt interpretieren:

- \* Die höhere Aktivierungsenthalpie ( $\Delta H_{m,\alpha,s} = 2.85 \text{ eV}$ ) wird dem substitutionellen Wanderungsmechanismus zugeordnet,
- \* die niedrigere Aktivierungsenthalpie ( $\Delta H_{m,\alpha,i} = 0.127 \text{ eV}$ ) wird dem interstitiellen Wanderungsmechanismus zugeordnet.

Daraus kann geschlossen werden, daß der beobachtete Schadensakkumulationsprozeß dem stabilen Heliumblasenwachstum zuzuordnen ist. Die geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen sind:

- \* Bei hohen Temperaturen die substitutionelle Wanderung von Heliumatomen,
- \* bei niedrigen Temperaturen die interstitielle Wanderung von Heliumatomen.

Es kann ferner geschlußfolgert werden, daß die Temperaturabhängigkeit des bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesses für alle bislang untersuchten austenitischen Stähle und den Ni-Basislegierungen dieselbe sein wird, d.h. die in der Funktion für die Temperaturabhängigkeit ( $\Theta_{tm}$ ) vorkommenden thermodynamischen Kenngrößen und Proportionalitätsfaktoren sind von den internen und externen Variablen unabhängig; sie sind Konstanten (Tab. 30).

#### 9.4. Bruchverhalten bei Kriechbeanspruchung

In Abb. 67 ist die Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4970 ohne, während bzw. nach Bestrahlung bei 720 bzw. 700°C dargestellt.

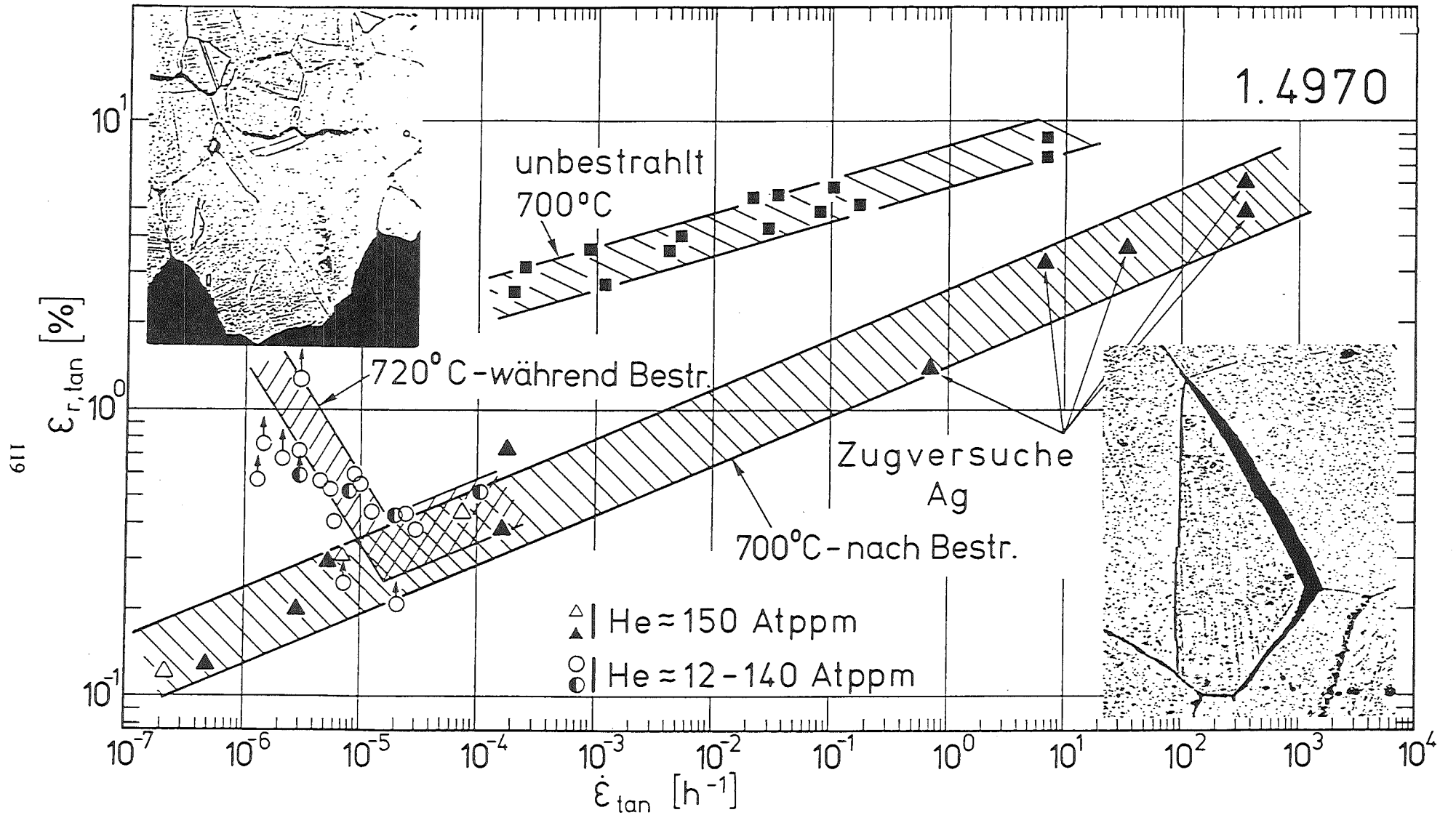


Abb. 67 Kriechbruchdehnung des Stahles 1.4970 ohne, während und nach Bestrahlung in Abhängigkeit von der Verformungsgeschwindigkeit



Man erkennt aus der Abbildung, daß sich unter Neutronenbestrahlung die Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}(\dot{\kappa})$  sprunghaft von  $A_u \propto \dot{\epsilon}^{-n}$  nach  $A_u \propto \dot{\epsilon}^{+m}$ , bei einer mit der Übergangsspannung korrespondierenden Kriechgeschwindigkeit umkehrt. Diese wird analog zur Übergangsspannung zweckmäßigerweise als die Übergangskriechgeschwindigkeit bezeichnet, da sie den Übergang vom Gleit- Kletter- zum SIPA-AD - Kletterkriechprozeß kennzeichnet. Die Kriechbruchdehnung durchläuft hier ihr absolutes Minimum, d.h. die versprödende Wirkung des Heliums ist im Bereich der Übergangskriechgeschwindigkeit maximal.

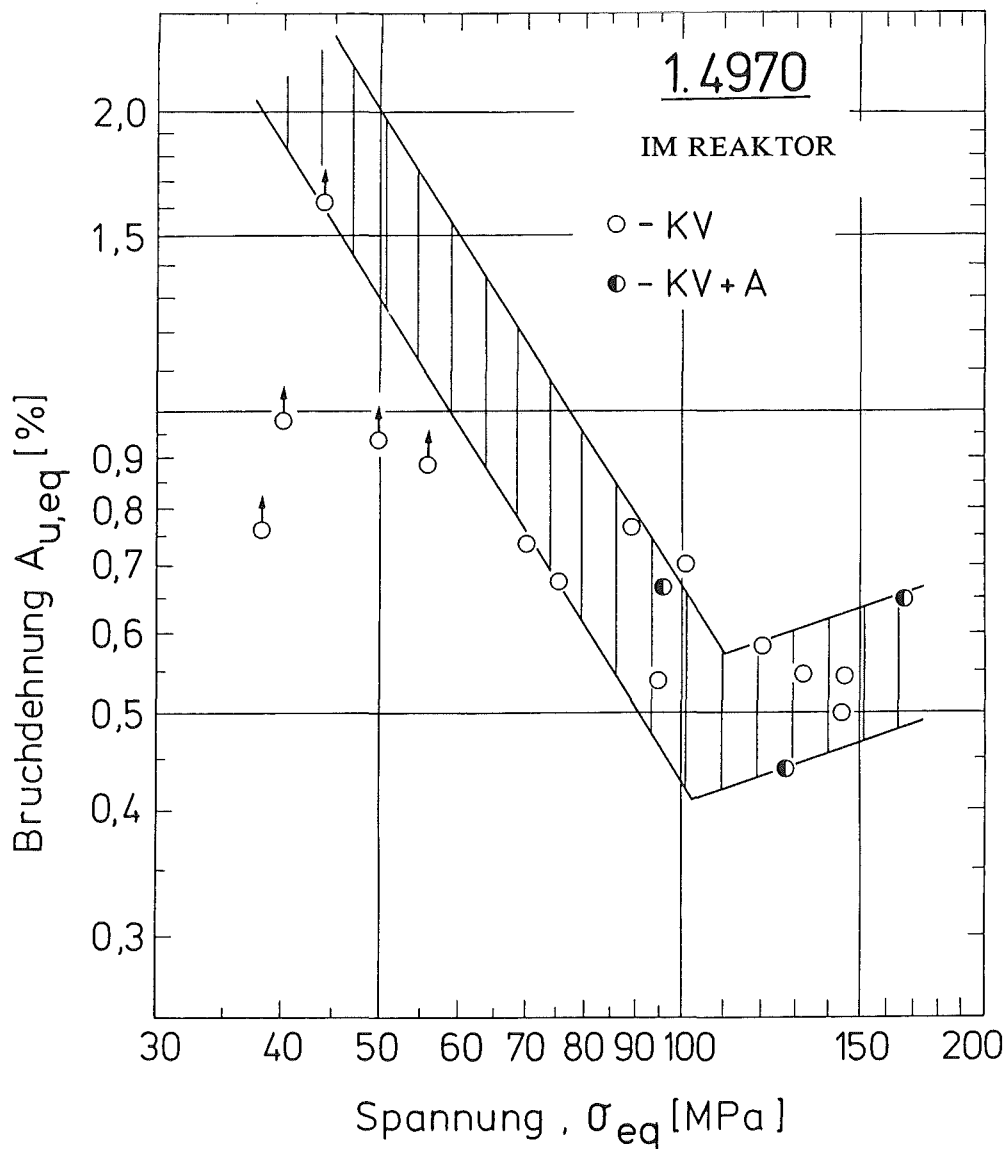


Abb. 68 Abhängigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechbruchdehnung des Stahles 1.4970 von der Prüfspannung

Unterhalb der Übergangskriechrate, nimmt die Kriechbruchdehnung mit abnehmender Kriechgeschwindigkeit zu ( $A_u \propto \dot{\epsilon}^{-n}$ ). Oberhalb der Übergangskriechgeschwindigkeit

keit ist das Duktilitätsverhalten unter bzw. nach Bestrahlung [166] gleich, wobei in diesem Bereich die Kriechbruchdehnung mit abnehmender Kriechgeschwindigkeit ( $A_u \propto \dot{\epsilon}^{+m}$ ).

In Abb. 68 ist die Spannungsabhängigkeit der Kriechbruchdehnung unter Bestrahlung für den Stahl 1.4970 bei 720°C dargestellt. Aus der Abbildung kann entnommen werden, daß die Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Spannung, in Übereinstimmung mit der Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit, oberhalb der Übergangsspannung eine andere ist als unterhalb der Übergangsspannung.

Man kann aus der Darstellung erkennen, daß die Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung unterhalb der Übergangsspannung reziprok proportional zur Spannung ist. Aus der Steigung der Geraden wurde der Spannungsexponent für die Kriechbruchdehnung ermittelt, wonach im Bereich des bestrahlungsinduzierten SIPA-AD - Kriechprozesses,

$$A_u \propto \sigma^{-3/2}, \quad (49)$$

ist.

Die beobachtete Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung während Bestrahlung resultiert aus der Wechselwirkung zwischen dem bestrahlungsinduzierten SIPA-AD - Kriechprozeß und dem Mechanismus des stabilen spannungskontrollierten Wachstums von Heliumblasen in den senkrecht zur Hauptspannung liegenden Korngrenzen.

Oberhalb der Übergangsspannung, im Wirkungsbereich des Gleit-Kletter - Kriechprozesses, wird eine quadratische Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Spannung beobachtet. Diese Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Spannung ist offensichtlich sowohl für das während als auch für das nach Bestrahlung beanspruchte Material die gleiche.

In Abb. 69 ist die Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4981 ohne, während bzw. nach Bestrahlung bei 720 bzw. 700°C dargestellt.

Die dargestellten Versuchsergebnisse gestatten es die Allgemeingültigkeit der beobachteten In-Reaktor, durch die Helium Blasenwachstumsgeschwindigkeit kontrollierte, Abhängigkeit der Kriech-Bruchdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit bzw. von der Spannung zu betätigen.

Aus den Druckaufzeichnungen während des Berstvorganges konnte geschlossen werden, daß zwei grundverschiedene Bruchmechanismen wirksam sind. Während bei kurzen Standzeiten der Druckabfall beim Bersten relativ groß ist, d.h. ein ausgeprägter Riß auftritt, zeigten die Proben mit Zunahme der Standzeit, d.h. abnehmender Prüfspannung, nur einen langsamen Druckabfall (teilweise 1 at/h), was auf interkristalline Gefügeauflockerungen hindeutet.

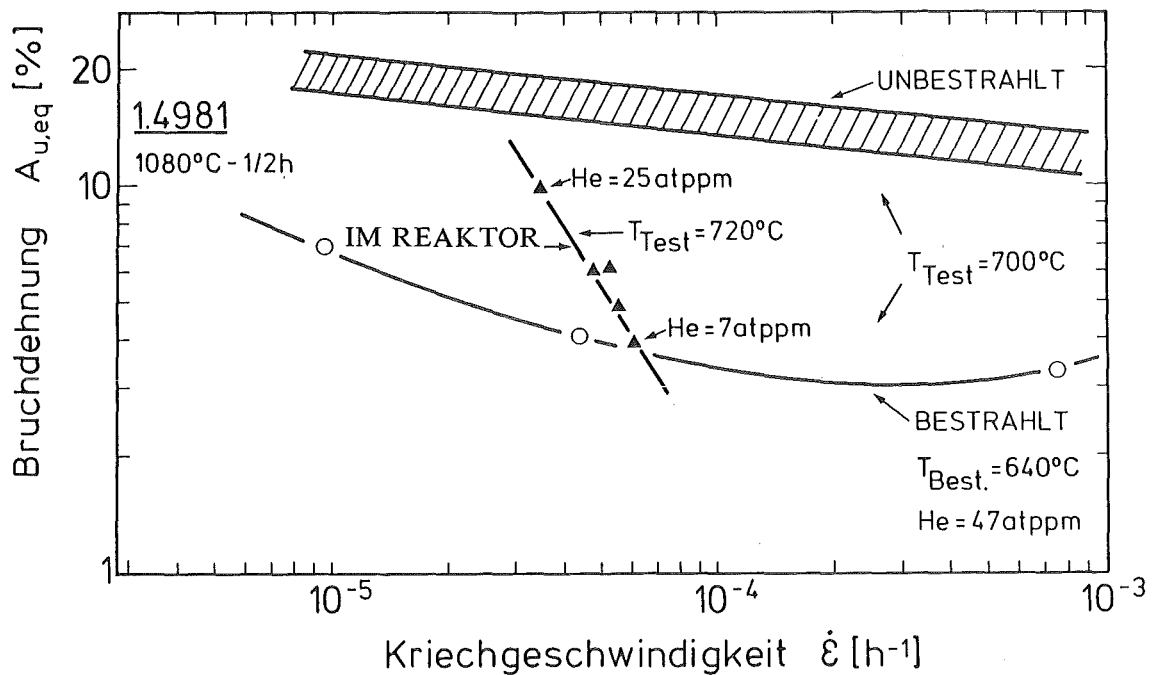


Abb. 69 Abhängigkeit der Kriechbruchdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit für den Stahl 1.4981 während, ohne und nach Bestrahlung.

Die metallographischen Untersuchungen konnten diese Beobachtungen in vollem Umfang bestätigen. Der Bruch im Spannungsbereich oberhalb der Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) entsteht infolge der Bildung von Wedge-Type [172] (keilförmigen) Korngrenzenrisse, welche auf dem rechten Bild in Abb. 67 klar zu erkennen sind. Es konnte außerdem immer wieder festgestellt werden, daß alle im Bereich des Gleit- Kletterprozesses, d.h. oberhalb der Übergangsspannung geprüften und geborstenen Proben, aufgeplatzt waren.

Die Bruchzone aller unterhalb der Übergangsspannung geborstenen Proben ist infolge der Bildung, des Wachstums und des Zusammenwachsens (Coalescence) von Hohlräumen (Cavities) vorwiegend aus Gefügauflockerungen entlang der Korngrenzen (Mikrorisse) aufgebaut. Diese sind auf dem linken Bild in Abb. 67 deutlich zu sehen.

Dieses so beschriebene Bruchverhalten bei Kriechbeanspruchung unter Bestrahlung ist von der chemischen Zusammensetzung des austenitischen Stahles nahezu unabhängig.

Die Reaktionsgröße Bruchdehnung ( $A_u$ ) repräsentiert die bis zum Eintreten des Bruchs akkumulierte plastische Verformung. Diese ist von den systemspezifischen Kriechmechanismen abhängig und somit eine Funktion der Kriechgeschwindigkeit.

Der während der Kriechbeanspruchung akkumulierte plastische Verformungsbeitrag ist außerdem, in hohem Maße, von den, das Bruchgeschehen kontrollierenden, Schadensakkumulationsmechanismen abhängig.

### 9.5. Modellgleichung des bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesses

Die in dem vorangegangenen Paragraphen beschriebenen bislang experimentell erfaßten partiellen Zusammenhänge gestatten es, die Modellgleichung für den bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozeß wie folgt zu formulieren:

$$t_{m,\alpha} = t_{m,o,\alpha} / \Theta_{tm} \cdot \sigma^{2.5} \quad (50)$$

Hier sind:

- $t_{m,\alpha}$  - die Standzeit,
- $\Theta_{tm}$  - die Temperaturfunktion des Schadensakkumulationsprozesses,
- $t_{m,o,\alpha}$  - die Standzeit für  $\sigma$  und  $\Theta_{tm}$  gleich 1 und
- $\sigma$  - die Spannung

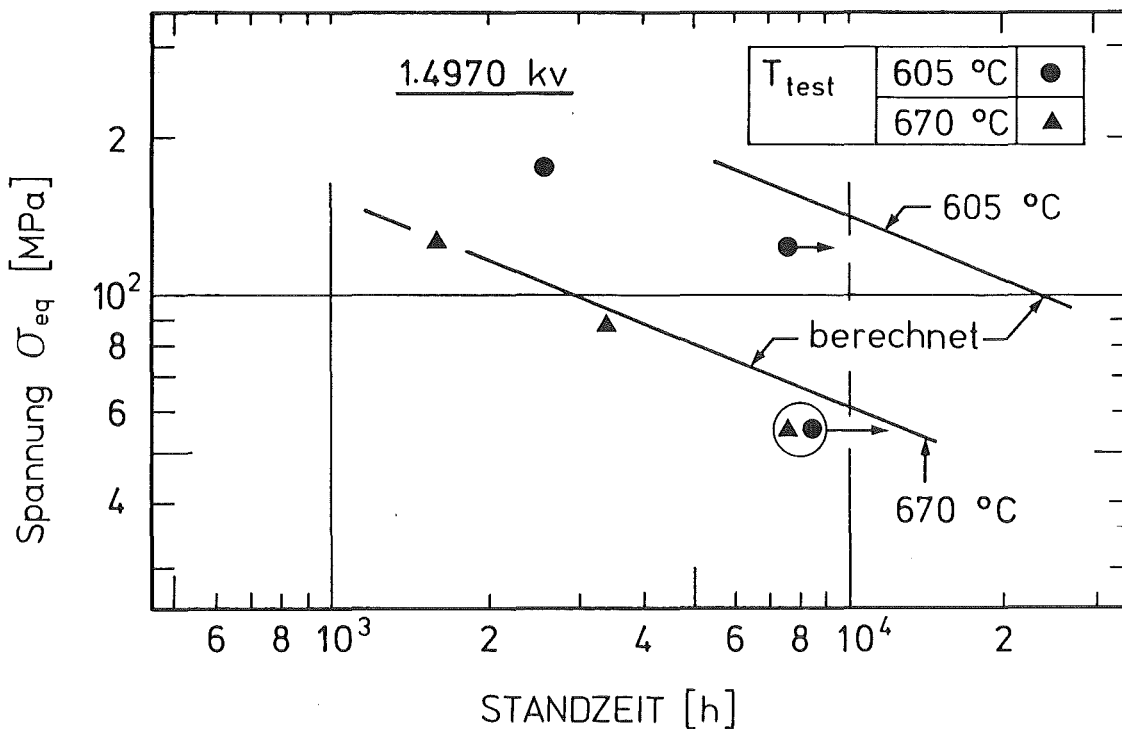


Abb. 70 Vorausberechnete und gemessene Standzeiten für den Stahl 1.4970 bei Beanspruchung während Neutronenbestrahlung.

In Abb. 70 sind die mit Modellgleichung (Gl. 48) vorausberechneten Zeitstandfestigkeitsgeraden der im FFTF-Reaktor bei 605 und 670°C begonnenen zum Teil noch laufenden Monix Zeitstandexperimente nebst der bislang vorliegenden Bruchzeiten darge-

stellt.

Die Modellgleichung gestattet es, unabhängig von der Konstellation und den aktuellen Werten der externen Variablen, die Standzeit austenitischer Stähle und Ni-Basislegierungen, bei Kriechbeanspruchung während Bestrahlung, jedoch nur im Wirkungsbereich des SIPA-AD - Kriechprozesses, zu berechnen.

Die lineare Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})} \propto \sigma$  des SIPA-AD - Kriechprozesses, würde für die Standzeit in ihrem Wirkungsbereich d.h. unterhalb der Übergangsspannung, eine reziproke jedoch wertgleiche Spannungsabhängigkeit erfordern, unter der Voraussetzung, daß  $A_u$  von den externen Variablen unabhängig ist, und  $\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})}$  und  $t_{m,\alpha}$  derselben Temperaturabhängigkeit folgen. Diese Zusammenhänge können mit Hilfe der folgenden Beziehungen beschrieben werden:

$$\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})} \propto \sigma \quad (51)$$

$$t_{m,\alpha} \propto 1 / \dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})} \quad (\text{für } A_u = \text{const.}) \quad (52)$$

$$t_{m,\alpha} \propto 1 / \sigma \quad (\text{für } A_u = \text{const.}) \quad (53)$$

Da die Kriechbruchdehnung ( $A_u$ ) im Wirkungsbereich des SIPA-AD Kriechprozesses, infolge der Bildung und des Wachstums von Heliumblasen in den senkrecht zur Hauptspannung liegenden Korngrenzen, Gl. 49 folgend, mit zunehmender Spannung überproportional abnimmt, sind die Randbedingungen in Gl. 52 und Gl. 53 nicht erfüllt. Die Spannungsabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses wird daher eine andere als die des SIPA-AD Kriechprozesses sein. Dies kann mit Hilfe der im nachfolgenden skizzierten Betrachtungen verdeutlicht werden:

$$t_{m,\alpha} = A_u / \dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})} \quad (54)$$

Setzt man in dieser Gleichung für  $\dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})}$  und für  $A_u$  die in Gleichung 51 und Gleichung 49 angegebenen Spannungsabhängigkeiten ein, so erhält man die in Gl. 48 angegebene Spannungsabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses.

Die aus der wechselseitigen Überlagerung entstehende Spannungsabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses kann, wie bereits angedeutet, folgenden den stabilen Heliumblasenwachstum kontrollierenden Elementarprozesse beinhalten:

1. Transport von im Kern von kletternden Versetzungen eingefangenen Heliumatomen zu den Korngrenzen. Dieser Elementarprozeß fordert für die Heliumblasen-Wachstumsrate Proportionalität zur Wurzel aus der

Kriechgeschwindigkeit des SIPA-AD - Kriechprozesses,

$$dr/dt \propto \dot{\epsilon}_{(\text{SIPA-AD})} \quad (55)$$

so daß die durch das Helium-Blasenwachstum kontrollierte Standzeit reziprokproportional zur Wurzel aus der Spannung

$$t_{m,\alpha} \propto 1/\sigma^{1/2} \quad (56)$$

ist. Dieser Prozeß fordert und wird via der Kriechgeschwindigkeit für die Standzeit eine schwache, experimentell kaum erfaßbare, Abhängigkeit von dem Werkstoff ergeben.

2. Spannungsinduzierter Diffusionsanisotropie-Transport von wiederaufgelösten Heliumatomen.

Dieser den stabilen Blasenwachstum kontrollierende Heliumdiffusionsmechanismus fordert für die Wachstumsrate Proportionalität zur Spannung,

$$dr/dt \propto \sigma \quad (57)$$

so daß für die, durch das Blasenwachstum kontrollierte Standzeit, sich eine reziproke Spannungsabhängigkeit

$$t_{m,\alpha} \propto 1/\sigma \quad (58)$$

ergibt.

3. Abhängigkeit der Standzeit von dem kritischen Blasenradius ( $r_c$ ).

Da der kritische Blasenradius, nach Barnes, Harries, Bullough und Trinkaus [1,2,131,134,137,139], reziprokproportional zur Spannung

$$r_c \propto 1/\sigma \quad (59)$$

ist, und die Standzeit reziprokproportional zum kritischen Blasenradius

$$t_{m,\alpha} \propto 1/r_c \quad (60)$$

ist; so ergibt sich für die durch das Blasenwachstum kontrollierte Standzeit

eine reziproke Spannungsabhängigkeit.

$$t_{m,\alpha} \propto 1/\sigma \quad (61)$$

4. Die Kriechbruchdehnung des SIPA-AD - Kriechprozesses ist eine Funktion des, aus dem Helium-Blasenwachstum resultierenden, Schadensakkumulationsprozesses und würde, aus den unter 1. und 2. erörterten Zusammenhänge, folgende Abhängigkeit von der Spannung ergeben:

$$A_u \propto \sigma^{-3/2} \quad (62)$$

Die Überprüfung der Fähigkeit der Modellgleichung (50) die bei ansteigender Spannung und extrem steilen Temperaturgradienten ablaufenden Schadensakkumulationsprozesse zu beschreiben, konnte mit Hilfe der Versuchsergebnisse des im BR-2 bestrahlten Mol-7B Brennstabbündels [167,168], vorgenommen werden. Die reichliche Instrumentierung des Bündels gestattete es die Temperatur der Brennstabhüllen sehr genau zu erfassen und während des Experimentes auf vorgegebenem Niveau konstant zu halten, so daß die den Schadensakkumulationsprozeß kontrollierenden externen Variablen als zuverlässig anzusehen sind.

Da die Spannung ( $\sigma$ ) im Hüllrohr eines Brennstabes infolge der Spaltgasbildung linear mit der Zeit zunimmt [169], und die bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesse kaum von der Struktur des Material abhängig sind, wird zur Beschreibung der Standzeit, die "life fraction rule" nach Robinson [170,171] angewendet.

Robinson [170,171] wendete als erster das Prinzip der linearen Schadensakkumulation bei Kriechbeanspruchung an, um die Standzeit bei nicht konstanten externen Variablen beschreiben zu können. Er verknüpfte dabei die Materialschädigung mit den verbrauchten Lebensanteilen. Das führt in der allgemeinen Form zu der folgenden Gleichung:

$$\sum_{i=1}^n t_i/t_{m,i} = 1 \quad (63)$$

$$t_i/t_{m,i} = \text{Lebensanteile}$$

Die Standzeiten der Brennstabhüllen des Mol-7B Bündels wurden mit Hilfe der Gleichung 37 unter Anwendung der "life fraction rule" nachgerechnet. Die so berechneten Standzeiten für die Brennstäbe dieses Bündels waren erheblich höher als die erreichten. Da die Summe der Lebensanteile wesentlich kleiner als 1 war wurde angenommen, daß der Schadensakkumulationsprozeß mit einer deutlich erhöhten Geschwindigkeit abläuft,

als es die "life fraction rule" erfordert.

Da die bestrahlungsinduzierten Schadensakkumulationsprozesse strukturell bedingte Einflüsse auf die Zeitstandfestigkeit nicht enthalten, ist "nicht lineare" Schadensakkumulation, die auf Grund struktureller Änderungen auftreten kann, nicht zu erwarten. Daher muß man annehmen, daß die Thermodiffusion, infolge der im Hüllrohr eines Brennstabes vorkommenden steilen Temperaturgradienten, eine Beschleunigung der Ablaufgeschwindigkeit des Schadensakkumulationsprozesses bewirkt.

Der so geschilderte und als Fehlbetrag erkennbare Thermodiffusionsbeitrag erfordert es wiederum die Formalismen zur Beschreibung des Phänomens zu formulieren:

Da nun die Funktion zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Elementarprozesse bereits formuliert wurde, können die Thermodiffusionskoeffizienten als Gradienten der Diffusionskoeffizienten der Elementarprozesse  $\Theta_{E1} = f(T)$ , wiederum die Prinzipien der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse befolgend [157], dargestellt werden:

$$\text{grad}\Theta_{E1} / \Theta_{E1} = (\Delta H_{E1} / kT) \cdot \text{grad}T / T \quad (64)$$

Die Standzeit der Brennstabhüllen des Mol-7B Bündels wurde mit den folgenden von Kummerer und Weimar [167,168] angegebenen Brennstabdaten mit der so modifizierten Modellgleichung berechnet und mit den experimentell ermittelten bzw. abgeschätzten Standzeiten verglichen.

1.  $\Phi t = 6.0 \text{ E}21 \text{ [n/cm}^2\text{]}, E > 0.1 \text{ MeV}$
2.  $\dot{\kappa} = 3.97 \text{ E-}4 \text{ [DPA/h]}$
3.  $p_1 = 1.215\text{E-}2 \text{ [bar/h]}$  (mittlere Gasdruckrate f. d. Innenstäbe)
4.  $p_2 = 6.285\text{E-}3 \text{ [bar/h]}$  (mittlere Gasdruckrate für die Eckstäbe)
5. 1. Defekt nach 4332 [h]
6. Nach einer Betriebszeit von etwa 4800h entstanden weitere Brennstabdefekte, genauere Angaben bezüglich des Berstzeitpunktes können nicht gemacht werden.
7. Die Hüllwandkorrosion beträgt etwa 0.12 mm. Der Innenradius des Hüllrohres wurde entsprechend korrigiert.

Die berechneten Standzeiten ( $t_m$ ) der Mol-7B Brennstäbe sind:

1. Für  $T = 700^\circ\text{C}$  und  
 $p_1 = 1.215 \text{ E-}2 \text{ [bar/h]}$   
 $t_m = \underline{4700 \text{ h}}$



2. Für  $T = 700^{\circ}\text{C}$  und

$$p_2 = 6.285\text{E-}3 \text{ [bar/h]}$$

$$t_m = \underline{6500 \text{ h}}$$

## 10. VERGLEICHENDE ERÖRTERUNGEN ZU DEN MODELLGLEICHUNGEN DER BESTRAHLUNGSINDUZIERTEN UND DER THERMISCH-AKTIVierten KRIECH- UND SCHADENSAKKUMULATIONSPROZESSE

Im vorliegenden Kapitel soll abschließend versucht werden, einige Ergebnisse der o. a. Modellbetrachtungen zum bestrahlungsinduzierten Kriech- und Zeitstandfestigkeitsverhalten im Zusammenhang mit Ergebnissen, Modellen und Modellgleichungen zum thermischaktivierten Kriech- und Zeitstandfestigkeitsverhalten zu diskutieren. Dazu wurden neben Literaturangaben [1,2,109-117] und den zugehörigen Vergleichsexperimenten auch die Hochtemperatur Zeitstandversuche, am Stahl 1.4970 von L. Schäfer und H. Kempe [173], sorgfältig analysiert. Ebenso wurden die vom Verein Deutscher Eisenhüttenleute in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgemeinschaft für warmfeste Stähle und der Arbeitsgemeinschaft für Hochtemperaturwerkstoffe zusammengestellten Versuchsergebnisse deutscher Zeitstandversuche von langer Dauer [174], im speziellen der austenitischen Stähle 1.4961, 1.4945, 1.4981, 1.4986 und 1.4988, verwendet. Zur Verfeinerung der Modellvorstellungen wurden fernerhin die Versuchsergebnisse am Stahl 1.4970 im Zustand kaltverformt und ausgelagert, der von Schirra [175] sehr präzise durchgeführten konventionellen Zeitstand- und Kriechexperimente, herangezogen.

Die Kriech- und Zeitstandversuchsergebnisse werden zunächst mit Hilfe der beiden Potenzansätze (Gl. 1 bzw. Gl. 3) analysiert, bewertet und interpretiert.

Zur Durchführung der Analysen wurden folgende Modellvorstellungen entwickelt:

- a. Kriechgeschwindigkeit bzw. Zeitstandfestigkeit werden von mehr als einem Elementarmechanismus kontrolliert.
- b. Innerhalb streng definierten Feldern der externen Variablen kann nur eines der miteinander konkurrierenden Elementarmechanismen prozeßbestimmend (geschwindigkeitsbestimmend) sein.
- c. Aus 1 und 2 folgt, daß ein jeder der Elementarmechanismen durch exakt definierte nicht veränderbare interne thermodynamische Kenngrößen charakterisiert wird.

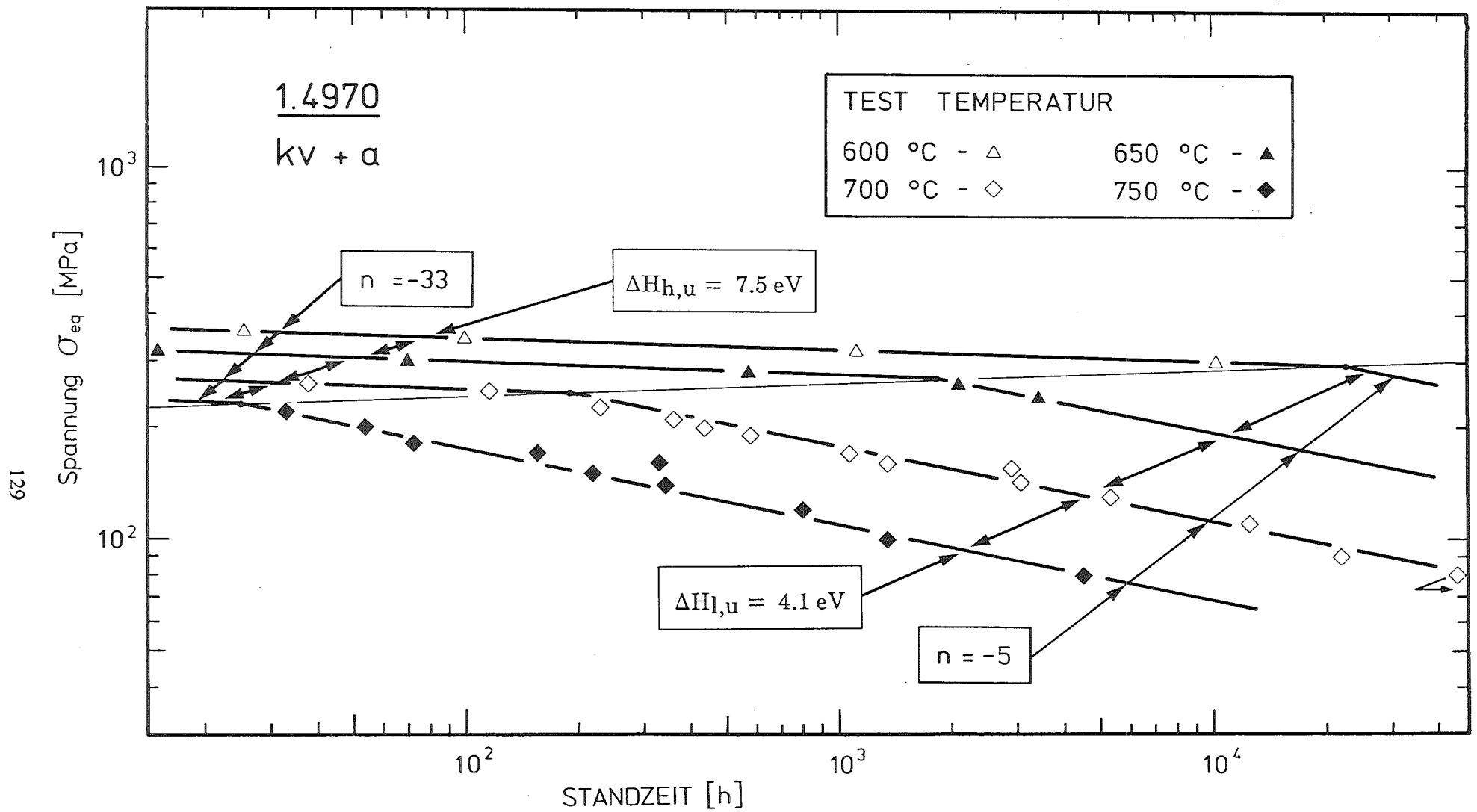


Abb. 71 Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 kv+a ober- bzw. unterhalb der Übergangsspannung

In Abb. 71 sind nach Versuchsergebnissen von Schirra [175], stellvertretend für alle oben genannten und bislang analysierten austenitischen Stähle, die Zusammenhänge zwischen der externen Variablen mechanische Spannung ( $\sigma$ ) und der Reaktionsgröße Standzeit ( $t_m$ ), exemplarisch am Beispiel des Stahles 1.4970 dargestellt, um die Vorgehensweise und die jeweils ermittelten allgemeingültigen Zusammenhänge der Schadensakkumulationsmechanismen veranschaulichen zu können. Abb. 72 repräsentiert die Abhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit von der Spannung dieses Stahles zur Illustration der Vorgehensweise und zur Darstellung der beobachteten Zusammenhänge bei den Kriechmechanismen.

Aus den in den beiden Abbildungen dargestellten und in Anlehnung an das oben skizzierte Modell vorgenommenen Interpretation der Versuchsergebnissen kann entnommen werden, daß die Spannungsabhängigkeit sowohl der Zeitstandfestigkeit (Abb. 71) als auch der stationären Kriechgeschwindigkeit (Abb. 72) sich, bei einer von der Prüftemperatur abhängigen Spannung, sprunghaft ändert. Ähnliches Verhalten wurde auch bei den bestrahlten austenitischen Stählen 1.4970 und 1.4962 beobachtet und beschrieben [166].

Es wird angenommen, daß die so interpretierten sprunghaften Änderungen der Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit bzw. der Zeitstandfestigkeit den auftretenden Wechsel in den geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen des Schadensakkumulationsprozesses bzw. des Kriechprozesses reflektieren. Diese Interpretation ist keineswegs trivial, da infolge anlagenspezifischer Unzulänglichkeiten die Versuchsergebnisse vor allem aus älteren Anlagen im allgemeinen relativ breite Streubänder ergeben. Dadurch werden die sprunghaften Änderungen der Spannungsabhängigkeit "verschmiert", so daß vor allem die Zeitbruchlinien in der Regel als geschlossene Kurvenzüge mit einer sich monoton ändernden Spannungsabhängigkeit dargestellt und interpretiert werden. Aus diesem Grund sind die Analysen der Versuchsergebnissen äußerst schwierig und die wahren Zusammenhänge, bei modellfreier Betrachtung der zugrunde liegenden Datenfeldern, kaum erfaßbar.

Den Modellvorstellungen folgend wurde auch das Postulat überprüft inwiefern die Spannungsabhängigkeit des jeweils wirksamen Mechanismus unverändert bleibt. Wie dies aus den Analysen und die Interpretation der in Abb. 71 und Abb. 72 dargestellten Datenfeldern ersichtlich ist kann man erkennen, daß sowohl oberhalb als auch unterhalb der Übergangsspannung der Spannungsexponent von der Prüftemperatur unabhängig ist. Die Postulate wurden während der Entwicklung des Modells ständig überprüft und die experimentell ermittelten Spannungsexponenten, wenn notwendig korrigiert, da diese nach wie vor empirischen Charakter haben und somit physikalisch nicht interpretierbar sind.

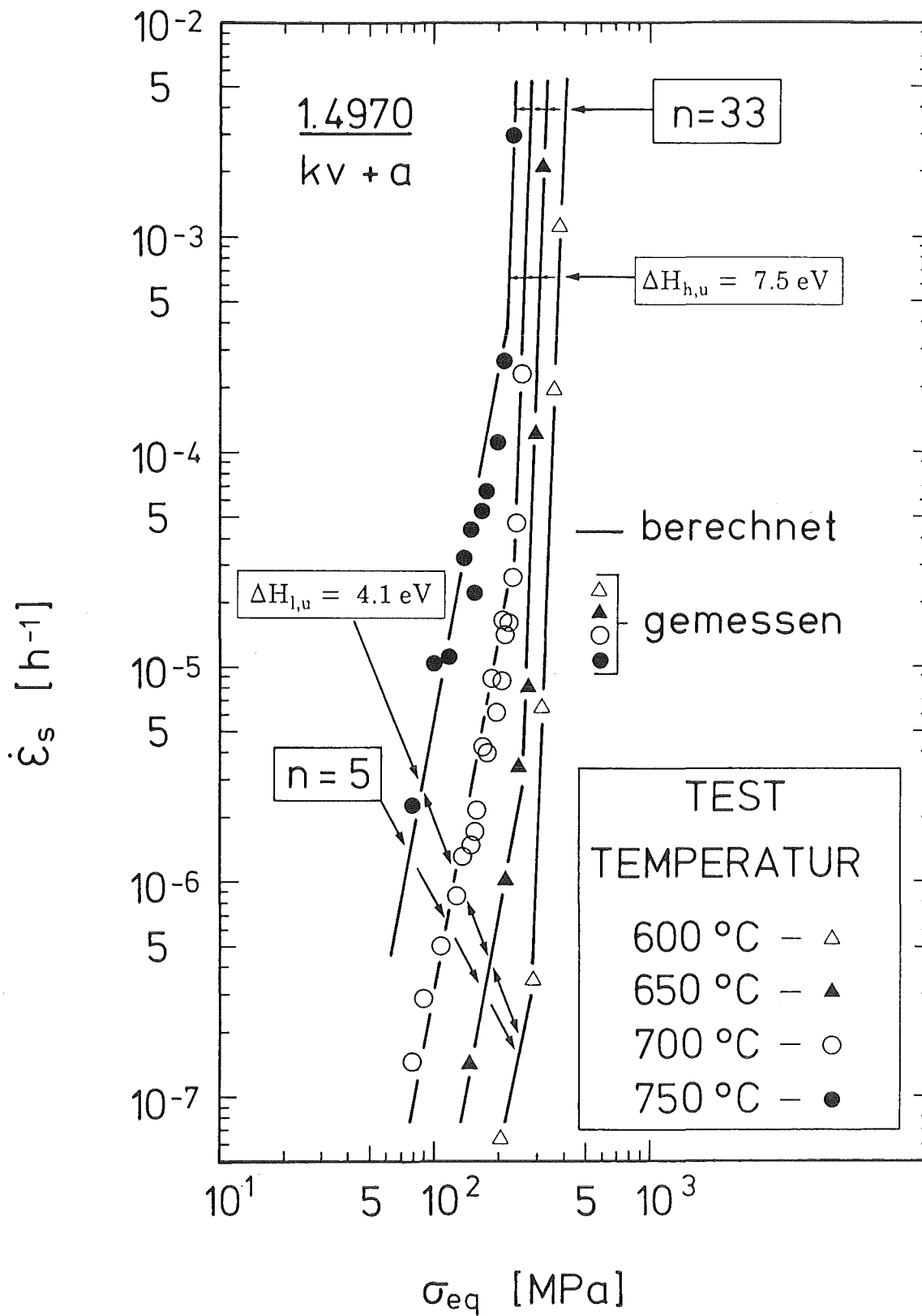


Abb. 72 Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit des thermischaktivierten Kriechprozesses unter- bzw. oberhalb der Übergangsspannung.

Der Einfluß der chemische Zusammensetzung ist vielseitig und kann, über die Gitterstruktur der Elementarzelle, über die Mischkristallbildung und über die Bildung von geeigneten Sekundärphasen, sowohl die diskutierten Mechanismen als auch die thermische Stabilität eines Werkstoffes kontrollieren.

Oberhalb der Übergangsspannung ist, wie man es aus Abb. 71 entnehmen kann, die Spannungsabhängigkeit des Schadensakkumulationsprozesses extrem hoch. Für den Stahl 1.4970 variiert der Spannungsexponent in diesem Spannungsbereich zwischen etwa  $n' = -33$  für den kaltverformten und ausgelagerten Zustand und etwa  $n' = -10$  für den kaltverformten Zustand.

Die in Abb. 72 dargestellten experimentell ermittelten sekundären Kriechgeschwindigkeiten für Testtemperaturen zwischen 550 und 750°C gestatten es auch die Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4970 in gleicherweise modellbezogen zu interpretieren. Der Spannungsexponent für die Kriechgeschwindigkeit kann im Spannungsbereich oberhalb der Übergangsspannung ebenfalls Werte zwischen  $n = 33$  für den Stahl im Zustand kaltverformt und ausgelagert und  $n = 10$  für den Stahl in dem kaltverformten Zustand annehmen.

Die Spannungsexponenten  $n'$  bzw.  $n$  nehmen also in diesem Bereich einen mit dem Werkstoffzustand in Beziehung stehenden Wert an.

Unterhalb der Übergangsspannung ist sowohl die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit als auch die der Kriechgeschwindigkeit deutlich schwächer, wie dies aus den Abb. 71 und Abb. 72 hervorgeht. Die beiden den Schadensakkumulationsmechanismus bzw. den Kriechdeformationsmechanismus unterhalb der Übergangsspannung charakterisierenden Spannungsexponenten sind ebenso identisch zueinander  $n' = -5$  bzw.  $n = 5$ .

Die Spannungsabhängigkeit der beiden Prozesse ist in diesem Spannungsbereich sowohl von der Prüftemperatur und der chemischen Zusammensetzung der kubisch flächenzentrierten austenitischen Stähle als auch von dem Werkstoffzustand (der Ausgangsentropie) des Materials unabhängig.

Die Spannungsexponenten der beiden Prozesse, die die geschwindigkeitsbestimmenden Mikromechanismen in diesem Spannungsbereich charakterisieren, sind für die stabilisierten und die nicht stabilisierten austenitischen Stählen wertgleich. Beobachten und erkennen kann man diese allerdings nur dann wenn der charakteristische Spannungsbereich "weit genug" experimentell abgedeckt wurde.

Bei dem Ti-stabilisierten Stahl 1.4970, für welcher eine breite und zuverlässige experimentelle Datenbasis im Temperaturbereich zwischen 500 und 1200°C ( $0.48 - 0.8T_g$ ) vorliegt, wurden unterhalb der Übergangsspannung und innerhalb des experimentell abgedeckten Temperaturbereiches stets dieselben Spannungsexponenten ermittelt nämlich  $n = -5$  für den Schadensakkumulationsmechanismus bzw.  $n = 5$  für den Kriechdeformationsmechanismus. Selbst bei den extrem niedrigen Prüfspannungen, die bei 12 Mpa lagen,

bleibt die Spannungsabhängigkeit der beiden Prozesse unverändert. Mechanismen, die eine lineare Spannungsabhängigkeit folgen, wie sie von [178] beobachtet, interpretiert und beschrieben wurden konnten nicht identifiziert werden. Beachtet man, daß während Kriechbeanspruchung Erholung bzw. Rekristallisation ebenso ablaufen können so sind die Unstättigkeiten in den  $\dot{\epsilon}(\sigma)$  - Kurvenzügen oder  $t_m(\sigma)$  - Kurvenzügen wie sie von [178] beachtet wurden reell. Es ist allerdings nicht zulässig Kurvenzüge dieser Art, die ja Elemente temporären Charakters enthalten, als Kriech- bzw. Schadensakkumulationsmechanismen spezifisch zu interpretieren und daraus dann die Schlußfolgerung zu ziehen, daß bei mittleren Spannungen und Temperaturen die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit gegen 1 konvergiert. Diese Erkenntnisse gestatten es auch die Existenz sowohl des Coble- [179] als auch des Nabarro-Herring [158] Kriechmechanismus in dem untersuchten Spannungs- und Temperaturbereich auszuschließen, da beide Modelle eine, bei den betrachteten Werkstoffen bislang nicht beobachtete, lineare Spannungsabhängigkeit fordern. Aus einer kürzlich von L. Schäfer [180] veröffentlichten Arbeit, die sich mit dem Einfluß der Struktur auf die "life fraction rule" befaßt und systematische Untersuchungen zu diesem Themenkreis enthält können die beschriebenen Phänomene ebenso nachvollzogen werden.

Die Übergangsspannung für den Ti-stabilisierten Stahl 1.4970, im Zustand kv+a und einem mittleren Kristallitdurchmesser von ca. 50  $\mu\text{m}$ , läßt sich mit Hilfe der folgenden Beziehung,

$$\sigma_{\text{tr,u}} = \sigma_{\text{tr,u0}} / \theta^{3/2}, \quad (65)$$

berechnen.

Hier sind:

- $\sigma_{\text{tr,u}}$  - die Übergangsspannung,
- $\sigma_{\text{tr,u0}}$  - eine werkstoff- bzw. werkstoffzustandspezifische Konstante und
- $\theta$  - die Prüftemperatur in K

Den bisher erörterten Ergebnissen, bezüglich der Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit bzw. der stationären Kriechgeschwindigkeit austenitischer Stähle zufolge sind die Spannungsexponenten der geschwindigkeitbestimmenden Mechanismen beider Prozesse, d.h. sowohl oberhalb als auch unterhalb der Übergangsspannung  $\sigma_{\text{tr,u}}$  von der Prüftemperatur unabhängig. Diese Erkenntnis, gestattet es die Aktivierungsenthalpie des jeweils wirksamen Schadensakkumulations- bzw. Kriechdeformationsmechanismus recht genau und zuverlässig zu ermitteln. Die Kenntnis der Aktivierungsenthalpie erlaubt es die Natur der geschwindigkeitsbestimmenden Mikromechanismen zu deuten und einem Elementarvorgang zuzuordnen.

Die hier beobachteten, extrem hohen scheinbaren Aktivierungsenthalpien sind mit den bisherigen Modellvorstellungen des "leerstellengestützten Versetzungskriechens" nicht deutbar. Sie sind jedoch für die Modellierung des Kriechverhaltens als Faktoren von grosser Bedeutung.

Die experimentell ermittelten Werte für die Aktivierungsenthalpie des jeweils wirksamen Kriechdeformations- und Schadensakkumulationsmechanismus, unterhalb bzw. oberhalb der charakteristischen Übergangsspannung, sind unter Beachtung der spezifischen Unschärfe der Versuchsergebnisse offensichtlich unabhängig von der chemischen Zusammensetzung der bislang analysierten austenitischen Stähle.

Auf Grund der relativ ähnlichen chemischen Zusammensetzung und vor allem derselben Kristallgitterstruktur kann angenommen werden, daß die erfaßten Zusammenhänge für die austenitischen Stähle generell gelten.

Mit diesem Resultat lassen sich auch für den thermisch aktivierten Kriechprozeß Elemente formulieren, die zur Aufstellung einer Modellgleichung führen:

1. Im Wirkungsbereich der thermisch aktivierten Verformungs- und Schadensakkumulationsprozesse, um und oberhalb  $0.5T_g$ , kontrollieren verschiedene miteinander konkurrierende unabhängige Elementarmechanismen die Kriech- und Zeitstandfestigkeitseigenschaften der austenitischen Stähle.
2. Charakteristisch für die voneinander unabhängigen Elementarmechanismen ist ihre unterschiedliche Abhängigkeit von den externen Variablen Temperatur bzw. Spannung.
3. Auf Grund der unterschiedlichen Spannungs- bzw. Temperaturabhängigkeit der jeweiligen Elementarmechanismen ist für eine gegebene Konstellation der beiden externen Variablen Spannung und Temperatur jeweils nur einen dieser Mechanismen dominant (geschwindigkeitsbestimmend), und kontrolliert in seinem Wirkungsbereich synchron die Reaktionsgrößen Kriechgeschwindigkeit bzw. Schadensakkumulation.
4. Dieses Modell impliziert somit gegenüber den bislang existierenden Modellen sprunghafte Änderungen der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgrößen, Kriechgeschwindigkeit bzw. Standzeit beim Übergang von dem einen zu dem anderen Elementarmechanismus.

Da die Spannungsabhängigkeit, sowohl der Kriech- als auch der Schadensakkumulationsprozesse, in der Regel physikalisch nicht begründbare Potenzfunktionen höherer Ordnung ergeben wird von einigen Autoren angenommen, daß die Spannungsabhängigkeit des Kriechprozesses einer Exponentialfunktion folgt. Entsprechende Exponentialfunktionen, bezüglich der Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit, wurden bereits von Feltham, Meakin [182], Davies, Davies, und Wilshire [183], Dorn [184] sowie

Harper und Dorn [185], vorgeschlagen. Später verwendete Feltham [186] eine Hyperbelsinusfunktion für die Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit, die jedoch bei niedrigen Spannungen in Widerspruch zu den Versuchsergebnissen steht.

Da die Versuchsergebnisse nur in einem relativ engen Spannungsbereich den vorgeschlagenen Exponentialfunktionen oder der Hyperbelsinusfunktionen folgen, haben verschiedene Autoren, insbesondere Garofalo [171] sowie Sellars und Tegart [187], den Hyperbelsinusansatz mit dem Potenzansatz zu einem neuen Ansatz kombiniert, welcher bei hohen Spannungen exponentiellen- bei niedrigen Spannungen hingegen Potenzcharakter aufweist.

### 10.1. Modellgleichung des thermischaktivierten Schadensakkumulationsprozesses

Mit Hilfe der oben erörterten und interpretierten Versuchsergebnisse, konnte folgende Modellgleichung zur Beschreibung der Zeitstandfestigkeit unbestrahlter austenitischer Stähle bei Spannungen oberhalb der Übergangsspannung formuliert werden:

$$t_{m,h} = t_{m,ho} / \sigma_h^{n'} \cdot \exp(-\Delta H_{h,u} / kT) \quad (66)$$

Hier sind:

- $t_{m,h}$  - die Standzeit für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ ,
- $t_{m,ho}$  - die Standzeit für  $\sigma_h = 1$  MPa,
- $\Delta H_{h,u}$  - die scheinbare Aktivierungsenthalpie für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ ,
- $\sigma_h$  - die Prüfspannung und
- $n'$  - der Spannungsexponent für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ .

Die entsprechende Modellgleichung zur Beschreibung der Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle bei Spannungen unterhalb der Übergangsspannung ist verständlicherweise rein äußerlich betrachtet mit der das Geschehen oberhalb der Übergangsspannung beschreibenden völlig identisch. Die Unterschiede resultieren aus den die geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen charakterisierenden Kenngrößen - die Aktivierungsenthalpie und der Spannungsexponent:

$$t_{m,l} = t_{m,lo} / \sigma_l^{n'} \cdot \exp(-\Delta H_{l,u} / kT) \quad (67)$$

Hier sind:

- $t_{m,l}$  - die Standzeit für  $\sigma_l < \sigma_{tr,u}$ ,



- $t_{m,lo}$  - die Standzeit für  $\sigma_1 = 1$  MPa,
- $\Delta H_{1,u}$  - die scheinbare Aktivierungsenthalpie für  $\sigma_1 < \sigma_{tr,u}$ ,
- $\sigma_1$  - die Prüfspannung und
- $n'$  - der Spannungsexponent für  $\sigma_1 < \sigma_{tr,u}$ .

Die legierungsspezifischen Einflüsse werden dabei durch die beiden Vorfaktoren  $t_{m,ho}$  bzw.  $t_{m,lo}$  abgedeckt. Die Zunahme des  $t_{m,ho}$  bzw.  $t_{m,lo}$  Wertes ist mit einer Erhöhung, die Abnahme hingegen mit einer Erniedrigung der Zeitstandfestigkeit verbunden. Die werkstoffzustandspezifischen (entropieanalogon) Einflüsse üben hauptsächlich auf den Spannungsexponenten oberhalb der Übergangsspannung direkten Einfluß aus, da in diesem Spannungsbereich während des Ablauf des Schadensakkumulationsprozesses das dynamische "Gleichgewichtsentropieanalogon" in der Regel nicht erreicht werden kann.

Mit Hilfe der Gleichungen (66) und (67) kann die Standzeit austenitischer Stähle nur in einem Teil, des insgesamt experimentell abgedeckten Temperaturbereiches zwischen 500 und 1200°C, nämlich zwischen etwa 500 und 750°C, recht zuverlässig vorausberechnet werden.

## 10.2. Modellgleichung des thermischaktivierten Kriechprozesses

Die korrespondierende Modellgleichung zur Beschreibung der Kriechgeschwindigkeit austenitischer Stähle bei Spannungen oberhalb der Übergangsspannung ist:

$$\dot{\epsilon}_h(\sigma) = \dot{\epsilon}_{ho} \cdot \sigma_h^n \cdot \exp(-\Delta H_{h,u} / kT) \quad (68)$$

Hier sind:

- $\dot{\epsilon}_h(\sigma)$  - die Kriechgeschwindigkeit für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ ,
- $\dot{\epsilon}_{ho}$  - die Kriechgeschwindigkeit für  $\sigma_h = 1$  MPa,
- $\Delta H_{h,u}$  - die scheinbare Aktivierungsenthalpie für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ ,
- $\sigma_h$  - die Prüfspannung und
- $n$  - der Spannungsexponent für  $\sigma_h > \sigma_{tr,u}$ .

Die entsprechende Modellgleichung zur Beschreibung der Kriechgeschwindigkeit der austenitischen Stähle bei Prüfspannungen unterhalb der Übergangsspannung ist:

$$\dot{\epsilon}_1(\sigma) = \dot{\epsilon}_{1o} \cdot \sigma_1^n \cdot \exp(-\Delta H_{1,u} / kT) \quad (69)$$

Hier sind:

- $\dot{\epsilon}_1(\sigma)$  - die Kriechgeschwindigkeit für  $\sigma_1 < \sigma_{tr,u}$ ,
- $\dot{\epsilon}_{1o}$  - die Kriechgeschwindigkeit für  $\sigma_1 = 1 \text{ MPa}$ ,
- $\Delta H_{1,u}$  - die scheinbare Aktivierungsenthalpie für  $\sigma_1 < \sigma_{tr,u}$ ,
- $\sigma_1$  - die Prüfspannung und
- $n$  - der Spannungsexponent für  $\sigma_1 < \sigma_{tr,u}$ .

Die die Kriechgeschwindigkeit kontrollierenden legierungsspezifischen Einflüsse werden dabei durch die beiden Vorfaktoren  $\dot{\epsilon}_{ho}$  bzw.  $\dot{\epsilon}_{1o}$  abgedeckt. Die Zunahme des  $\dot{\epsilon}_{ho}$  bzw.  $\dot{\epsilon}_{1o}$  Wertes ist mit einer Erhöhung, die Abnahme hingegen mit einer Erniedrigung der stationären Kriechgeschwindigkeit verbunden.

Die werkstoffzustandspezifischen Einflüsse üben hauptsächlich bei Prüfspannungen oberhalb der Übergangsspannung auf den Spannungsexponenten direkten Einfluß aus.

Mit Hilfe der Modellgleichungen (68) und (69) kann die Kriechverformung austenitischer Stähle, ebenso wie dies für die Zustandsgleichungen zur Beschreibung der Zeitstandfestigkeit festgestellt wurde, nur in einem Teil, des insgesamt experimentell abgedeckten Temperaturbereiches zwischen 500 und 1200°C, nämlich zwischen etwa 500 und 750°C vorausgesagt werden.

Die vorgenommenen Analysen der zitierten Versuchsergebnisse und die daraus ermittelten Zusammenhänge gestatten also, für den experimentell abgedeckten Spannungs- und Temperaturbereiche folgende zusammenfassenden Aussagen:

1. Die analysierten Datensätze haben die experimentelle Evidenz für die zu Beginn aufgestellten Hypothesen erbracht, daß sowohl die stationäre Kriechgeschwindigkeit als auch die Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle durch verschiedene, innerhalb streng definierter Spannungsbereiche das Geschehen kontrollierende Elementarmechanismen bestimmt werden.
2. Bei einer von der Prüftemperatur, der chemischen Zusammensetzung und dem Werkstoffzustand abhängigen Übergangsspannung  $\sigma_{tr,u}$  wird eine sprunghafte Änderung der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit und der Zeitstandfestigkeit beobachtet.
3. Oberhalb der Übergangsspannung ist die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit bzw. der Zeitstandfestigkeit extrem hoch.
4. In diesem Spannungsbereich ist die Spannungsabhängigkeit der beiden Reaktionsgrößen zusätzlich von dem Werkstoffzustand des Stahles abhängig.
5. Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit bzw. der Zeitstandfestigkeit austenitischer Stähle ist unterhalb der Übergangsspannung von der chemischen Zusammensetzung des Materials

unabhängig. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Stählen sind gradueller Natur und kommen nur in den Vorfaktoren und die von diesen abhängigen Übergangsspannung zum Ausdruck.

6. Die Spannungsexponenten und die thermodynamischen Kenngrößen sind in ihrem Wirkungsbereich von den externen Variablen und der Zusammensetzung des Stahles unabhängig.

## 11. SCHLUSSFOLGERUNGEN

Die Analysen der Versuchsergebnisse aus In-Reaktor Experimenten haben dazu beigetragen phänomenologische Modelle aufzustellen und zu entwickeln.

Die ermittelten Zusammenhänge zwischen den externen Variablen und den Reaktionsgrößen wurden in der vorliegenden Arbeit genutzt, um auf der Grundlage eines empirisch-hypothetischen Modells Modellgleichungen ( $\hat{=}$  "Zustandsgleichungen") für die thermischaktivierten und bestrahlungsinduzierten Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse aufzustellen, die bei gegebenen Randbedingungen ingenieurmäßige Näherungsvoraussagen erlauben. Die Modelle werden im vollen Bewußtsein noch vorhandener Unzulänglichkeiten und unter Inanspruchnahme intuitiver Annahmen präsentiert, da diese zu physikalisch begründeten Modellgleichungen führen, die zur Interpretation realer Ergebnisse aus Bestrahlungsexperimenten bei austenitischen Stählen und Ni-Basislegierungen herangezogen werden können.

Die Diskussion bestätigt die experimentellen Feststellungen,

- daß auch bei Temperaturen weit oberhalb  $0.5T_g$  bestrahlungsinduzierte Kriechprozesse das Verformungsverhalten der austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierungen kontrollieren.

Die Versuchsergebnisse lassen erkennen, daß die Kriechgeschwindigkeit der bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse bei einer von der Prüftemperatur, dem Werkstoff und dem Werkstoffzustand abhängigen Spannung, die Übergangsspannung genannt wird, sich sprunghaft ändert.

- daß zwischen Kriechgeschwindigkeit und Spannung bei Prüfspannungen unterhalb der Übergangsspannung ein linearer Zusammenhang besteht. Die Kriechgeschwindigkeit oberhalb der Übergangsspannung wirksamen bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses weist eine quadratische Spannungsabhängigkeit auf.

- daß die Temperaturabhängigkeit des unterhalb der Übergangsspannung wirksamen Kriechprozesses durch zwei voneinander unabhängigen Elementarmechanismen bestimmt wird.

Die den jeweiligen Elementarmechanismus charakterisierenden Aktivierungsenthalpien gestatten es, dem bei Temperaturen oberhalb etwa 830 K das Geschehen kontrollierende Elementarmechanismus der Wanderung von Leerstellen zuzuordnen, wogegen unterhalb dieser Temperaturen die Wanderung von Zwischengitteratomen das Geschehen kontrolliert.

- daß bei hohen Versetzungsdichten der Beitrag der Monopunktdefekte geschwindigkeitsbestimmend ist. Bei niedrigen Versetzungsdichten ist der Beitrag der Doppelpunktdefekte sehr groß.
  
- daß die Natur der beschriebenen bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse nicht mit derjenigen der thermisch aktivierten Kriechprozesse vergleichbar ist und
  
- daß gemäß dem aufgestellten phänomenologischen Modell der Schwellmechanismen die beobachteten Schwellverformungen aus den Beiträgen zweier voneinander unabhängiger Schwellprozesse resultieren. Der eine davon kontrolliert das Geschehen bei Temperaturen bei denen die Beweglichkeit der Leerstellen eingeschränkt ist. Der andere Schwellprozeß kontrolliert das Geschehen bei Temperaturen bei denen die Beweglichkeit der Leerstellen sehr hoch ist. Dieser Schwellprozeß ist besonders effektiv wenn geeignete Ausscheidungen mit zur Matrix stark inkohärenten Grenzflächen sich gebildet haben.
  
- daß unterhalb der Übergangsspannung die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit der austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierungen unabhängig von der Legierung ist. Der Spannungsexponent ( $n = -2.5$ ) ist darüber hinaus unabhängig von der Prüftemperatur (Betriebstemperatur).
  
- daß die Übergangsspannung ( $\sigma_{tr}$ ) sowohl von der Beanspruchungstemperatur als auch von der thermischen Stabilität des Materials abhängig ist und daß in diesem Spannungsbereich die Zeitstandfestigkeit sowohl von dem Neutronenfluß und dem Neutronenspektrum der Schnellen Reaktoren als auch der aktuellen Heliumkonzentration unabhängig ist.
  
- daß die Zeitstandfestigkeit der bislang experimentell erfaßten austenitischen Stähle und der Ni-Basislegierung Hastelloy-X im Wirkungsbereich des bestrahlungsinduzierten Kriechprozesses (SIPA-AD) von der chemischen Zusammensetzung der Legierungen kaum abhängig ist.
  
- daß die Standzeit der hochbeanspruchten Brennstabhüllen infolge der auftretenden hohen Temperaturgradienten zusätzlich erheblich reduziert wird und

- daß die Schwellrate in den Brennstabhüllen infolge der auftretenden steilen Temperaturgradienten erheblich zunimmt.

## 12. NOMENKLATUR

$d$	- Durchmesser (des Rohres) oder Kristallitdurchmesser
$p$	- Druck
$s$	- Wandstärke
$\sigma$	- Spannung
$\varepsilon$	- Dehnung
$\dot{\varepsilon}$	- Kriechgeschwindigkeit allgemein
$\dot{\varepsilon}_p$	- stationäre Kriechgeschwindigkeit (alte Bezeichnung $\dot{\varepsilon}$ oder $\dot{\varepsilon}_g$ )
$\varepsilon''_p$	- mittlere Kriechgeschwindigkeit (alte Bezeichnung $\dot{\varepsilon}$ )
$A_u$	- Bruchdehnung (alte Bezeichnung $\varepsilon_f$ oder A)
$t_m$	- Standzeit (alte Bezeichnung $t_B$ oder $t_r$ )
$R_{m t/\theta}$	- Zeitstandfestigkeit (alte Bezeichnung $\sigma_{B/t}$ )
$\gamma$	- $\gamma$ - Strahlung
K	- Temperatur in Kelvin
$k$	- Boltzmannkonstante
$\Delta H_m$	- Wanderungsenthalpie
$D_o$	- Frequenzfaktor
D	- Diffusionskoeffizient
$\Theta$	- scheinbarer Diffusionskoeffizient
$\Omega$	- Effizienzfaktor
S	- Entropie bzw. Entropieanalogon
E	- Energie
X	- Kraft
J	- Fluß
$\alpha$	- Heliumkern
$\dot{\kappa}$	- Defekterzeugungsrate (alte Bezeichnungen $\dot{\kappa}$ , $K'$ oder $K_D$ )
$v$	- Leerstelle
i	- Eigeninterstitielles Atom
$T_s$	- Schmelztemperatur
$\theta$	- Prüftemperatur
n	- Kriechgeschwindigkeit charakterisierender Spannungsexponent
n'	- Standzeit charakterisierender Spannungsexponent
lg	- lösungsgeglüht
kv	- kaltverformt
kv+a	- kaltverformt und ausgelagert
Chg.	- Charge, Schmelze

## **I n d i z e s**

- o - Anfangsbedingungen, Nominalwerte
- a - auf die Außenwand bezogen
- i - auf die Innenwand bezogen
- m - auf die Wandmitte bezogen
- a - axial
- t - tangential
- r - radial
- eq - äquivalente Größe
- tr - Übergangsgröße



### 13. LITERATUR

- [1] R.S. Barnes  
*Nature*, Vol. 206, 1965, p. 1307
- [2] D.R. Harries  
*Journal of the British Nuclear Energy Society*, Vol. 5, 1966, p. 1509.
- [3] E.P. Wigner  
*Journal Appl. Phys.* Vol. 17, 1946, p. 857
- [4] S.T. Konobeevsky, N.F. Pravdyuk, and V.I. Kutaitsev,  
*Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, 1955, Geneva, Paper 681
- [5] A.C. Roberts and A.H. Cottrell  
*Philos. Magn.* 1, 1958, p. 711
- [6] R.V. Hesketh  
*Phil. Mag.*, Vol. 7, 1962, p. 1417
- [7] G.W. Lewthwaite, D. Mosedale, and I.R. Ward  
*Nature*, 216, 1967, p. 472
- [8] D. Mosedale, G.W. Lewthwaite, G.O. Leet, and W. Sloss  
*Nature*, 224, 1969, p. 1301
- [9] C. Cawthorne and E. J. Fulton  
*Nature*, 216, 1967, p. 575
- [10] S.F. Pugh, M.H. Loretto, D.I.R. Norris  
"Voids Formed by Irradiation of Reactor Materials"  
*British Nuclear Energy Society*, Reading 1971
- [11] J.W. Corbett and L.C. Ianniello  
"Radiation-Induced Voids in Metals"  
U.S. Atomic Energy Comm., Albany, 1971
- [12] L. C. Walters, C. M. Walter, and M. A. Pugacz  
*Journal of Nucl. Materials*, Vol. 43, 1972, pp. 133-142
- [13] W.G. Wolfer, J.P. Foster, and F.A. Garner  
*Nuclear Technology*, Vol. 16, 1972, pp. 55-64
- [14] J.H. Gittus  
*Phil. Mag.*, Vol. 25, 1972, p. 345
- [15] A.D. Brailsford, and R. Bullough  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 44, 1972, p. 121  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 48, 1973, p. 87;  
*Phil. Mag.*, Vol. 27, 1973, p. 49
- [16] J.P. Foster, W.G. Wolfer, A. Biancheria, and A. Boltax  
Proc. Eur. Conf. on Irradiation Embrittlement and Creep in Fuel  
and Pin Cladding and Core Components,  
*The British Nuclear Energy Society*, London, 1973, pp. 283-290

- [17] K.D. Cloß, K. Herschbach, W. Schneider  
Experimentelle Untersuchungen zum bestrahlungsinduzierten Kriechen an stabilisierten Stählen, Proc., *European Conf. on Irrad. Behav. of Fuel Cladding and Core Component Materials*, Karlsruhe, 1974, p. 143
- [18] P.T. Heald, and M.V. Speight  
*Phil. Mag.*, Vol. 29, 1974, p. 1075
- [19] W.G. Wolfer, and M. Ashkin  
*Journal Appl. Phys.*, Vol. 46, 1975, p. 446
- [20] R. Bullough, and J.R. Willis  
*Phil. Mag.*, Vol. 31, 1975, p. 855
- [21] R. Bullough, and M.R. Hayns  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 57, 1975, pp. 348 - 352.
- [22] J.F. Bates, and E.R. Gilbert  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 59, 1975, p. 95
- [23] J.F. Bates, and E.R. Gilbert  
Effects of Stress on Swelling in 316 Stainless Steel, HEDL-SA-1156
- [24] W.G. Wolfer, and M. Ashkin  
*Journal App. Phys.*, Vol. 47, 1976, pp. 791-800
- [25] K.D. Cloß und K. Herschbach,  
*Tagungsberichte Reaktortagung*, Düsseldorf, 1976, pp.790-793
- [26] G.L. Wire and J.L. Straalsund  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol.64, 1977, pp. 254-264
- [27] J. E. Flinn, G. L. McVay and L. C. Walters  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 65, 1977, pp. 210-223
- [28] G. L. Hofman, J. Truffert, J.- M. Dupouy  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 65, 1977, pp. 200-203
- [29] E. R. Gilbert and J. F. Bates  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 65, 1977, pp. 204-209
- [30] R. Bullough, and Hayns, M.R.,  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 65, 1977, pp. 184 - 191
- [31] R. A. Weiner, and A. Boltax  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 66, 1977, pp. 1-16
- [32] *International Conference: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, Eds. M.L. Bleiberg and J.W. Bennett  
The Metallurgical Society of AIME, 1977, Scottsdale, Arizona,
- [33] J. L. Straalsund  
Irradiation Creep in Breeder Reactor Structural Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*,  
June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 191-207

- [34] D. Mosedale, D. R. Harries, J. A. Hudson, G. W. Lewthwaite and R. J. McElroy  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 209-228
- [35] J.M. Dupouy, J. Lehmann, L. Cartier, R. Huillery, P. Millet  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 229-240
- [36] H.J. Bergmann, D. Haas, K. Herschbach  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 241-251
- [37] Y. Kondo, T. Yukitoshi, K. Yoshikawa, N. Nagai, S. Ohta, M. Fuijiwara, S. Yoshida, C. Tanaka, K. Uematsu, K. Suzuki  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 253-267
- [38] E.R. Gilbert, A.J. Lovell  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 269-276
- [39] L.C. Walters, G.L. McVay, G.D. Hudman  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 277-294
- [40] T.C. Reiley, P. Jung  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 295-306
- [41] H.R. Brager, F.A. Garner, E.R. Gilbert, J.E. Flinn, W.G. Wolfer  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 727-755
- [42] W.G. Wolfer, L.K. Mansur, J.A. Sprogue  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 841-864
- [43] R.A. Weiner, J.P. Foster, A. Boltax  
Irradiation Creep-Swelling Coupling:  
Microstructural Modeling and Data Analysis  
Irradiation Creep in Fast Reactor Core Component Materials  
*Int. Conf.: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19-23, 1977, Scottsdale, Arizona, pp. 865-878
- [44] J.E. Harbottle  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 65, 1977, p. 258

- [45] E.J. Savino  
*Philosophy Magazine*, Vol. 36, 1977, p. 323.
- [46] P.H. Dederichs and K. Schroeder  
*Physics Review*, Vol. B 17, 1978, p. 2524.
- [47] G. L. McVay, R. E. Einzinger, G. L. Hofman and L. C. Walters  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 78, 1978, pp. 201-209
- [48] L. Schäfer, C. Wassilew, K.D. Closs  
"Das Zeitstandverhalten von Rohren aus dem austenitischen  
Stahl X10NiCrMoTiB 15 15 (Werkstoff - Nr. 1.4970) bei Belastung mit  
Innendruck im Reaktor"  
KFK 2781, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1979
- [49] L.K. Mansur,  
*Phil. Mag. A*, 1979, Vol. 39, Nr. 4, pp. 497-506
- [50] Proceedings of the *International Conference on Radiation  
Behaviour of Metallic Materials for Fast Reactor Core Components*  
Ajaccio, France, 1979
- [51] C. Wassilew, K. Anderko, L. Schäfer.,  
*Proceedings Int. Conf. on Irr. Behaviour of Metallic Materials for Fast  
Reactor Core Components*, Ajaccio, France, 1979, p. 420-425
- [52] H.J. Bergmann, G. Knoblauch, K. Herschbach, and D. Haas  
*Int. Conf. on Irradiation Behaviour of Metallic Materials for Fast Reactor  
Core Components*, Supplement, Ajaccio, France, 1979, pp. 37 - 47
- [53] G.W. Lewthwaite, and D. Mosedale  
Irradiation creep of nimonic PE16 alloy in the Dounreay  
Fast Reactor, Proceedings of the *International Conference on  
Radiation Behaviour of Metallic Materials for Fast Reactor Core  
Components*, Ajaccio, France, 1979, pp. 399-407
- [54] J. Lehmann, J.M. Dupouy, R. Boudeur, J.L. Boutard, and A. Maillard  
Proceedings of the *International Conference on Radiation Behaviour of  
Metallic Materials for Fast Reactor Core Components*,  
Ajaccio, France, 1979, pp. 409-414
- [55] P. Jung, Ch. Schwaiger, H. Ullmaier, and J. Viemweg  
Irradiation creep of SS 316 under light ion bombardment  
Proceedings of the *International Conference on Radiation Behaviour of  
Metallic Materials for Fast Reactor Core Components*  
Ajaccio, France, 1979, pp. 415-418
- [56] J.P. Foster and A. Boltax  
*Journal of Nuclear Material*, Vol. 89, 1980, pp. 331-337
- [57] Chr. Schwaiger, P. Jung and H. Ullmaier  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 90, 1980, pp. 286-270
- [58] R. Bullough, and M.H. Wood  
*Journal of Nucl. Materials*, Vol. 90, 1980, pp. 1-21

- [59] B.A. Chin, J.L. Straalsund and E.R. Gilbert  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 90, 1980, pp. 68-74
- [60] W.G. Wolfer  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 90, 1980, pp. 175-192
- [61] G.W. Lewthwaite and D. Mosedale,  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 90, 1980, pp. 205-215
- [62] C. H. Woo  
*Phil. Magazine A*, Vol. 42, 1980, pp. 551-558
- [63] K. Ehrlich  
Irradiation creep in austenitic stainless steels  
*Proc. of the Conf. on Mechanical Behaviour and Nuclear Applications of Stainless Steel at Elevated Temperatures*,  
Varese, Italy, 20-22 May 1981
- [64] K. Ehrlich  
*Journal of Nuclear Materials*, Volume 100, 1981, pp. 149-166
- [65] K. Herschbach, W. Schneider und K. Ehrlich  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 101, 1981, pp. 325-335
- [66] L. K. Mansur, W. A. Coghlan, T. C. Reiley and W. G. Wolfer  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 103 & 104, 1981, pp. 1257-1262
- [67] L.K. Mansur  
*Acta Metallurgica*, Vol. 29, 1981, pp. 375-381
- [68] W.G. Wolfer  
*Philosophical Magazine A*, 1981, Vol. 43, No. 1, pp. 61-70
- [69] W.G. Wolfer  
University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, *UWFD-434*, 1981
- [70] W. Schneider, K. Herschbach, and K. Ehrlich,  
"Independence of In-Pile Creep and Void Swelling in Ti- and Nb-Stabilized Stainless Steels" pp. 30-43, *Proceeding of the Eleventh International Symposium on Effects of Radiation on Materials*,  
ASTM STP 782, 1982, H.R. Brager and J.S. Perrin, Eds.
- [71] B.J. Makenas, J.F. Bates, and J.W. Jost  
"The Swelling Behavior of 20% CW 316 Stainless Steel Cladding Irradiated with and without adjacent Fuel" pp.30-43, *Proceeding of the Eleventh International Symposium on Effects of Radiation on Materials*,  
ASTM STP 782, 1982, H.R. Brager and J.S. Perrin, Eds.
- [72] J.P. Foster  
"Initial Results of Swelling and Irradiation Creep Interaction Testing"  
pp. 44-70, *Proceeding of the Eleventh International Symposium, on Effects of Radiation on Materials*, ASTM STP 782, 1982, H.R. Brager and J.S. Perrin, Eds.
- [73] R.J. Puigh, B.A. Chin, and E.R. Gilbert  
"An In-Reactor Creep Correlation for 20% Cold Worked AISI 316, Stainless Steel"  
pp. 108-121, *Proceeding of the Eleventh International Symposium on Effects of Radiation on Materials*, ASTM STP 782, 1982, H.R. Brager and J.S. Perrin, Eds.

- [74] B.A. Chin and R.J. Puigh  
"Analysis of the High Fluence Creep Behavior of Two Precipitation Strengthened Alloys", pp. 122-135, Proceeding of the *Eleventh International Symposium on Effects of Radiation on Materials*, ASTM STP 782, 1982, H.R. Brager and J.S. Perrin, Eds.
- [75] C.N. Tome, H.A. Ceccatto, and E.J. Savino  
PMTM/1-2, 1981, CNEA Report,  
*Physics Review*, Vol. B 25, 1982, p. 7428.
- [76] H. Kronmuller, W. Frank, and W. Hornung  
*Phys. Stat. Sol.(b)* Vol. 46, 1971, p. 165
- [77] C.H. Woo  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 107, 1982, pp. 20-30
- [78] D.R. Harries  
Proceedings of the Conference on Dimensional Stability and Mechanical Behavior of Irradiated Metals and Alloys, Brighton, England, 1983, 2 vols., *British Nuclear Energy Society*, London
- [79] A. Boltax, J.P. Foster and U.P. Nayak  
"High dose stainless steel swelling data on interior and peripheral oxid fuel pins", Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 1, *British Nuclear Energy Society*, 1983, pp. 21-24
- [80] J.L. Seran and J.M. Depouy  
"Effect of time and dose rate on th swelling of 316 cladding in Phenix"  
Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 1, *British Nuclear Energy Society*, 1983, pp. 25-28
- [81] C. Brown, G.A.B. Linekar and E.J. Fulton  
"Void swelling in PFR core materials"  
Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 2, *British Nuclear Energy Society*, 1983, pp. 29-31
- [82] R. Bullough, S.M. Murphy and M.H. Wood  
"Comprehensive modelling of void swelling in steels"  
Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 1, *British Nuclear Energy Society*, 1983, pp. 43-46
- [83] L.K. Mansur and W.A. Coghlan  
"Relationship of irradiation creep to swelling implicit in the theories of these processes",  
*British Nuclear Society*, London, 1984
- [84] J.L. Boutard, Y. Carteret, R. Cauvin, A. Maillard and Y. Guerin  
"Irradiation creep of solution annealed and cold worked 316 stainless steel", Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Vol.1, *British Nuclear Energy Society*, 1983, pp. 109-112
- [85] H.-J. Bergmann and M. Lippens  
"The in-pile deformation of austenitic stainless steel pressurized capsules after irradiation up to 35 dpa NRT" Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Vol.1, *Brit. Nucl. Energy Society*, 1983, pp. 113-115

- [86] G.W. Lewthwaite and D. Mosedale  
"The creep of solution annealed, austenitic steels at about 500 k in the Dounreay Fast Reactor (DFR), Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Vol.1, *Brit. Nucl. Energy Soc.*, 1983, pp. 129-134
- [87] F.A. Garner and W.G. Wolfer  
"Recent experimental and theoretical insights on the swelling of austenitic alloys", Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Vol.2, *Brit. Nucl. Energy Soc.*, 1984, pp. 21-24
- [88] M.L. Grossbeck and E.E. Bloom  
"In-reactor uniaxial fracture strain of 20%-cold-worked type 316 stainless steel" Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 2, *British Nuclear Energy Society*, 1984, pp. 53-56
- [89] R.B. Jones  
"High temperature irradiation creep in austenitic steels" Dimensional stability and mechanical behaviour of irradiated metals and alloys, Volume 2, *British Nuclear Energy Society*, 1984, pp. 57-63
- [90] C.H. Woo and E.J. Savino  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 116, 1983, pp. 17-28
- [91] B.C. Skinner and C.H. Woo  
"Effects of Saddle-Point Anisotropy on Point-Defect Drift-Diffusion into Straight Dislocation", AECL - 6841, Whiteshell Nuclear Research Establishment, Pinawa, Manitoba, 1983
- [92] C.H. Woo and U. Gösele  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol.1 19, 1983, pp. 219-228
- [93] C.H. Woo  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 120, 1984, pp. 55-64
- [94] B.C. Skinner and C.H. Woo  
*Physical Review B*, Volume 30, 1984, Number 6
- [95] R.J. Puigh, A.J. Lovell and F.A. Garner  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 122&123, 1984, pp. 242-245
- [96] K. Herschbach  
Letter to the Editors,  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 131, 1985, pp. 303-305
- [97] K. Ehrlich  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 133 & 134, 1985, pp. 119-126
- [98] E.R. Gilbert and B.A. Chin  
"Non-Isothermal In-Reactor Creep of Nickel Alloys Inconel 706 and PE-16" Effects of Radiation on Materials: *12th International Symposium* ASTM STP 870, F.A. Garner and J.S. Perrin, Eds., *American Society for Testing and Materials Philadelphia* 1985, pp. 52-60
- [99] B.A. Chin and E.R. Gilbert  
"Influence of a Temperature Change on In-Reactor Creep", Effects of Radiation on Materials: *12th Inter. Symp.*, ASTM STP 870, F.A. Garner and J.S. Perrin, Eds., *American Society for Testing and Materials, Philadelphia*, 1985, pp. 52-60

- [100] C. Wassilew, W. Schneider and K. Ehrlich  
*Radiation Effects*, Vol. 101, Numbers 1-4, 1987
- [101] F.A. Garner, H.R. Brager, M.L. Hamilton, R.A. Dodd and D.L. Porter  
*Radiation effects*, Vol. 101, Nr. 1 - 4, 1987, pp. 37 - 54
- [102] C. Wassilew, K. Ehrlich, and H.-J. Bergmann  
"Analysis of the In-Reactor Creep and Rupture Life Behavior of Stabilized Austenitic Stainless Steels and the Nickel-Base Alloy Hastelloy-X" pp. 30-53, *Radiation Induced Changes in Microstructure: 13th Intern. Symp. (Part I)*, ASTM STP 956, F.A. Garner, N.H. Packan, and A.S. Kumar, Eds., *American Society for Testing and Materials*, Philadelphia, 1987
- [103] C.H. Woo  
"Effects of Anisotropic Diffusion on Irradiation Deformation", C.H. Woo, *Radiation-Induced Changes in Microstructure: 13th Inter.Symp. (Part I)*, ASTM STP 956, F.A. Garner, N.H. Packan, and A.S. Kumar, Eds., *American Society for Testing and Materials*, Philadelphia, 1987, pp. 70-89
- [104] F.A. Garner and D.L. Porter  
"Irradiation Creep and Swelling of AISI 316 to Exposures of 130 dpa at 385 - 400°C", W-31-109-38, 1987, Pacific Northwest Laboratory, Richland, Wa.
- [105] K. Gast und W. Kramer  
"Sicherheitsbericht für BR2-Material-Bestrahlungsversuche, Projekt Mol 2, Untersuchung des Kriechverhaltens von Can-Materialien unter Bestrahlung", KFK 396, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1965
- [106] H. Beißwenger, H. Blank, H. van den Boorn, D. Geithoff, W. Häfele, H.Kämpf, G. Karsten, K. Kummerer, H.J. Laue, S. Leistikow  
"Die Entwicklung von Brennelementen schneller Brutreaktoren" KFK 700, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1967
- [107] W. Kramer, L. Schmidt und H. Will  
Bestrahlungseinrichtung zur Hüllmaterialuntersuchung für schnelle Brutreaktoren  
Kerntechnik, *Isotopentechnik und -Chemie*, 9, Heft 7, 1967, S. 499 - 502
- [108] W. Kramer, H. Will  
Brüter - Versuchshüllrohre für Bestrahlungsexperimente; meß- und fertigungstechnische Probleme.  
Kerntechnik, *Isotopentechnik und -Chemie*, Jg.9, Heft 7, 1967, pp. 285-288
- [109] H.J. Laue H. Böhm, H. Hauck  
Multiaxial In-reactor Stress-rupture Strength of Stainless Steels and a Nickel Alloy  
KFK 814, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1968
- [110] H.J. Laue, K.F. Cloß und M. Guyette  
"Irradiation-Induced Biaxial Creep Behaviour of Fuel Element Claddings for Fast Reactors: Experimental and Theoretical Results"  
KFK 1017, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1969
- [111] K.D. Cloß und H.J. Laue  
"Das in-pile Zeitstandverhalten einiger austenitischer Stähle und Nickellegierungen unter mehrachsiger Beanspruchung", - Ergebnisse der Mol - 2 Versuche,  
KFK 1152, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1969



- [112] K.D. Cloß und L. Schäfer  
 Untersuchungen über das Zeitstand- und Kriechverhalten von Hüllrohrproben mit und ohne Bestrahlung. In: Dalle Donne, K. Kummerer und K. Schroeter: *Proceedings of an International Meeting on Fast Reactor Fuel and Fuel Elements*, Karlsruhe, Sept. 28-30, 1970, Karlsruhe: Gesellschaft für Kernforschung mbH., S. 675-698
- [113] K.D. Closs und L. Schäfer  
 In-pile Stress Rupture Strength of Three Stabilized Austenitic Stainless Steels, ASTM STP 529, 1973, pp. 460-472
- [114] K.D. Closs, L. Schäfer, M. Schirra, C. Wassilew  
 Einfluß der Bestrahlung auf die Festigkeitseigenschaften von Hüllwerkstoffen  
 In: H. Böhm, W. Dienst, K. Kummerer: *Arbeiten zur Brennelement-Entwicklung für den Schnellen Brutreaktor SNR-300*  
 KFK 1999, Karlsruhe, 1974, S. 119-148
- [115] K.D. Cloß und L. Schäfer  
*Journal of Testing and Evaluation*, Vol. 5, Nr. 3, 1977, pp. 201-209
- [116] K. Anderko, L. Schäfer, C. Wassilew, K. Ehrlich, H.J. Bergmann  
 Mechanical Properties of Irradiated Austenitic Stainless Steel 1.4970  
*International Conference: Radiation Effects in Breeder Reactor Structural Materials*, June 19 - 23 1977, Scottsdale, Arizona
- [117] C. Wassilew, L. Schäfer, K. Anderko  
 Das Kriechverhalten des austen. Stahles 1.4970 bei und nach Neutronenbestrahlung im BR2, Deutsches Atomforum e.V., *Reaktortagung*, Hannover, 4-7. April 1978
- [118] A.J. Lovell, B.A. Chin, and E.R. Gilbert  
*Journal of Material Science*, Vol. 16, 1981.
- [119] H. Schroeder  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 78, 1983, pp. 297-314
- [120] H. Schroeder and P. Batfalsky  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 103&104, 1981, pp. 839-844;  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 117, 1985, pp. 287-294
- [121] H. Ullmaier  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 133&134, 1985, pp. 100-104
- [122] E. Garzarolli, D. Alter, P. Dewes  
 "Deformation of Austenitic Stainless Steels and Ni-Base Alloys in the Core of a Boiling and a Pressurized Water Reactor", *Second International Symposium on Environmental Degradation of Materials in Nuclear Power Systems -- Water Reactors*, Monterey, California, 1985
- [123] F. Garzarolli, D. Alter, P. Dewes  
 "Deformation of Austenitic Stainless Steels and Ni-Base Alloys in the Core of a Boiling and a Pressurized Water Reactor", *Third International Symposium on Environmental Degradation of Materials in Nuclear Power Systems -- Water Reactors*, Traverse City, Michigan 1987
- [124] H. Ullmaier  
*Radiation Effects*, Vol. 101, 1987, pp. 147-162

- [125] R.J. Puigh, and R.E. Schenter  
Effects of Radiation on Materials:  
*Twelfth International Symposium, STP 870, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1985, pp. 795-802.*
- [126] J.L. Boutard, A. Maillard, Y. Carteret, V. Levy, and J.M. Boyer  
Effects of Radiation on Materials:  
*Twelfth International Symposium, STP 870, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1985, p. 61.*
- [127] N. Yamamoto and H. Schroeder  
"In-Beam Creep Rupture Properties of cold-worked DIN 1.4970 and AISI 316L at 873 K"  
*ICFRM-3, Third International Conference on Fusion Reactor Materials, Karlsruhe, 1987*
- [128] D. Hull and D.E. Rimmer,  
*Phil. Mag.*, Vol. 4, 1959, p. 673
- [129] J.E. Harris  
*Proceedings of the Conference on Vacancy '76, Metal Society, Bristol, 1976, p.170.*
- [130] H. Trinkaus and H. Ullmaier  
*Phil. Mag. A* 39, 1979, p. 563
- [131] R. Bullough, D.R. Harries, and M.R. Hayns  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 88, 1980, pp. 312-314.
- [132] V. Philipps and K. Sonnenberg  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 113, 1983, p. 95
- [133] N.M. Ghoniem, S. Sharafat, J.M. Williams and L.K. Mansur  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 117, 1983, pp. 96-105
- [134] H. Trinkaus  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 118, 1983, pp. 39-49
- [135] M.H. Wood, and K.L. Kear  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 118, 1983, pp. 320-324.
- [136] L.K. Mansur and W.A. Coghlan  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 119, 1983, pp. 1-25
- [137] H. Trinkaus  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 133&134, 1985, pp. 105-112
- [138] J.N. Al-Hajji  
"Theoretical Modeling of the High Temperature Helium Embrittlement in Structural Alloys", PPG-894, UCLA-ENG-8533, 1985.
- [139] H. Trinkaus  
*Radiation Effects*, Vol. 101, 1987, pp. 91-107
- [141] E.N. da C. Andrade  
"The viscous flow in metals and allied phenomena,  
*Proc. Roy. Soc. A* 84, 1910, 1/12

- [142] Norton in R.W. Bailey  
"Creep of steel under simple and compound stresses,  
and the use of high initial temperature in steam power plant",  
*Trans World Power Conference*, Tokyo, 1929, Vol. 3, p. 1089
- [143] A. Nadai  
The influence of time upon creep. The hyperbolic sine creep law.  
S. Timoschenko Anniversary Volume, McMillan Co, New York, 1938
- [144] K. Richard  
Bisherige Ergebnisse der Gemeinschaftsarbeit "Langzeitversuche", *Mitteilung der  
der Vereinigung der Großkesselbesitzer*, Heft 39, 1955, pp. 836-842
- [145] G.N. Rabotnov  
Some problems of the theory of creep (in Russisch), Moskau, 1948.
- [146] N.F. Mott und F.R.N. Nabarro  
"Dislocation theory and transient creep", Strength of solids-report of the  
1947 Bristol Conference, *The Physical Society*, London, 1948, pp. 1-19
- [147] O.D. Sherby, R.L. Orr, und J.E. Dorn  
*Journal Metals*, Trans. AIME, 1954, pp. 71-80
- [148] C.R. Soderberg  
"The interpretation of creep tests for machine design",  
*Trans. ASME* Vol. 58, 1936, pp. 733-743
- [149] G. Falk und W. Ruppel  
Energie und Entropie  
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1976
- [150] A. Fick  
*Ann. Phys.*, Vol. 94, 1855, p. 59
- [151] C. Wagner und W. Schottky  
*Zeitschrift für Physik und Chemie (B)*, Vol. 11, 1930, p. 163
- [152] A. A. Bauer and M. Kangilaski  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 42, 1972, p. 91
- [153] C.R. Kennedy, W.O. Harms and D.A. Douglas  
Multiaxial Creep Studies on Inconel at 1500 F,  
*Trans. ASME, Journal of Basic Engrg.*, 1959, pp. 599-609
- [154] G. Lamé  
"Lecous sur la Theorie Mathematique de L'Elasticite  
des Corps Solides", Bachelier, Paris 1852, pp. 188-191.
- [155] C.R. Soderberg  
"The Interpretation of Creep Tests for Machine Design"  
*Transactions of the ASME*, Vol. 58 (1936) S. 733-736
- [156] C.R. Soderberg  
"Interpretation of Creep Tests on Tubes",  
*Transactions of the ASME*, Vol. 63 (1941) S. 737-748.

- [157] S.R. de Groot  
Thermodynamik irreversibler Prozesse  
Hochschultaschenbücher-Verlag, 1960
- [158] F.R. Nabarro  
Reports of the *Conference on the Strength of Solids*,  
The Physical Society, London, 1948, pp. 75-90.
- [159] K.D. Closs  
"Untersuchungen zum Zeitstand- und Kriechverhalten des Stahles  
1.4988 bei konstanten und wechselnden Temperaturen"  
KfK 2112, Kernforschungszentrum, Karlsruhe 1975
- [160] H.B. Huntington, and F. Seitz  
*Phys. Rev.* Vol. 61, 1942, p. 315
- [161] C. Abromeit, and R. Proerschke  
*Journal of Nuclear Materials*, Vol. 82, 1979, pp. 298 - 301
- [162] L. Onsager  
*Phys. Rev.* Vol. 37, 1931, p. 405, Vol. 38, 1931, p. 2265
- [163] D. Haas, J. Van de Velde, M. Gaube, J. Ketels, and C. Van Loon  
*Nuclear Technology*, Vol. 34, 1977, pp. 75 - 88
- [164] K. Ehrlich, R. Gross  
*International Atomic Energy Agency*, Vienna 1974  
Fuel and Fuel Elements for Fast Reactors, Vol. II, pp. 179-197
- [165] L. Schäfer und H. Kempe  
"Das Zeitstandverhalten von Rohren aus austenitischen Stählen  
bei Belastung mit Innendruck"  
KfK 3614, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, Dezember 1983
- [166] C. Wassilew  
"Influence of helium embrittlement on post-irradiation creep  
rupture behaviour of austenitic and martensitic stainless steels"  
*The Metals Society*, London, book 280, 1982, pp. 172-184
- [167] P. Weimar, and W. Ernst  
*Nuclear Technology*, Vol. 57, 1982, p. 81
- [168] K. Kummerer, P. Weimar  
Das Bestrahlungsexperiment Mol-7B  
KfK 3256 (1982)
- [169] H. Zimmermann  
*Nuclear Technology*, Vol. 28, January 1976, pp. 127-133
- [170] E.L. Robinson  
*Trans. ASME* 60, 1938, p. 253
- [171] E.L. Robinson  
*Trans. ASME* 74, 1952, pp. 77-781

- [172] F. Garofalo  
Fundamentals of Creep and Creep Rupture in Metals,  
MacMillan, New York, 1965.
- [173] F. Polifka, L. Schäfer und H. Kempe  
Das Zeitstandverhalten von Rohren aus austenitischen Stählen  
und Nickelbasislegierungen bei Belastung durch Innendruck  
KFK 1882, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1973
- [174] Ergebnisse deutscher Zeitstandversuche langer Dauer  
Herausgegeben vom Verein Deutscher Eisenhüttenleute,  
In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgemeinschaft für warmfeste Stähle  
und der Arbeitsgemeinschaft für Hochtemperaturwerkstoffe,  
Verlag Stahleisen M.B.H., Düsseldorf, 1969
- [175] M. Schirra und B. Ritter  
"Zeitstand- und Kriechversuche am SNR 300-Hüllrohrwerkstoff  
X10NiCrMoTiB 1515 (DIN 1.4970) im Referenzzustand (lsg + k.v. + geglüht)"  
KFK 4217, Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1987
- [176] F.C. Monkman and N.J. Grant  
*Proc. ASTM*, Vol. 56, 1956, p. 593
- [177] B. Ilchner  
Hochtemperatur-Plastizität  
Springer-Verlag Berlin . Heidelberg . New York, 1973
- [178] R. Lagneborg  
*J. Iron and Steel Inst.*, Vol. 207, 1969, pp. 1503-1506  
*Met. Sci. J.* Vol. 3, 1969, pp. 18-23  
*Metallurgical Reviews*, Vol. 17, 1972, p. 130
- [179] Coble, R.L.,  
*Journal Applied Physics*, Vol. 34, 1963, p. 1679.
- [180] L. Schäfer  
"Calculations by Means of a Modified Life Fraction Rule of  
Times-to-Rupture under Changing Load Conditions"  
Proceedings of the *Third International Conference on  
Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*,  
Swansea, U.K., 1987, pp. 895-904
- [181] C. Zener  
*Acta Crystallogr.*, Vol. 3, 1950, p. 346
- [182] P. Feltham, and J.D. Meakin  
*Acta Met.* Vol. 7, 1959, pp. 614-627
- [183] C.K.L. Davies, P.W. Davies, and B. Wilshire  
*Phil. Mag.* Vol. 12, 1965, pp. 827-839
- [184] J.E. Dorn  
Symposium on Creep and Fracture of Metals at High Temperatures,  
Proc. NPL. H. M. Stationary Office, London 1956, p. 86
- [185] J. Harper and J.E. Dorn  
*Acta Met.* Vol. 5, 1957, pp. 654-665

- [186] P. Feltham  
*Phil. Mag.* Vol. 2, 1957, pp. 584-588
- [187] C.M. Sellars and W.J.McG. Tegart  
*Mem. Sci. Rev. Met.* Vol. 63, 1966, pp. 731-746
- [188] G. Ondracek  
Werkstoffkunde, expert Verlag, Sindelfingen, 1986
- [189] C. Wassilew, demnächst

14. TABELLENANHANG

Tabelle 1: Chemische Analysen der untersuchten Stähle (Gew.% der Elemente)

Werkstoff								
Nr.:	1.4981	1.4981	1.4981	1.4988	1.4970	1.4970	1.4970	Hastelloy-X
Chg. Nr.:	HV 139	70015	51857	25116	8-29052	8-22075	8-21557	X4-4493
C	0.06	0.05	0.06	0.05	0.10	0.095	0.11	0.10
Si	0.58	0.37	0.44	0.63	0.40	0.31	0.42	0.86
Mn	0.97	1.11	1.37	1.35	1.75	1.81	1.81	0.56
P	0.02	0.01	0.01	-	0.009	-	-	-
S	0.007	0.01	0.01	-	0.008	-	-	-
Cr	17.0	16.5	15.7	16.2	14.9	15.1	14.6	21.92
Ni	16.6	16.5	16.0	13.7	15.2	15.0	15.2	47.00
Mo	1.64	1.76	1.78	1.44	1.24	1.29	1.22	9.00
V	-	-	-	0.75	-	-	-	-
Nb	0.70	0.81	0.72	0.65	-	-	-	-
Ti	-	-	-	-	0.48	0.3	0.3	-
B	0.0001	0.0018	0.0010	0.0002	0.0090	0.0050	0.0052	0.0070
N	0.02	0.01	0.007	0.09	0.006	0.01	0.016	-
Fe	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest	Rest

Tabelle 2: Werkstoffzustände der untersuchten Stähle und der Legierung Hatelloy-X

1.4981:	lg, lg + kv
1.4988:	lg, lg + 750°C - 3h, lg + 800°C - 1h
1.4970:	lg + kv, lg + kv + 800°C - 2h, lg + kv + 800°C - 23h, lg + kv + 800°C - 4h
Hastelloy-X:	lg + a

**Tabelle 3:** Mol-2 Experimente

1.4970 kv+a (1120°C - 10' + 15%kv + 800°C - 23h) Chg.: 8-29052

TB = 615°C (888 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
<b>1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.</b>						
25a	252.	64.	0.96	5.69 E-4	0.04	K
25g	227.	370.	1.22	8.23 E-4	0.30	TE
25h	214.	704.	0.36	6.23 E-4	0.44	ng
<b>2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.</b>						
<b>2.1 Regulär geborstene Proben.</b>						
27g	189.	4091.	1.12	7.74 E-4	3.20	
<b>2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.</b>						
27a	195.	1535.	0.75	5.95 E-4	0.91	ng, S
27h	182.5	3700.	1.14	5.94 E-4	2.20	ng

In den Tabellen 3 - 24 verwendete Abkürzungen :

- TE - Riß am Thermoelement
- K - Kapillare defekt (Probe nicht geborsten)
- A - Riß außerhalb Probenmitte
- ng - Probe nicht geborsten
- Rb - Rißbreite (Gesamtbetrag)
- S - Schwellbeträge möglich
- p! - nach Bersten Probe wieder unter Druck
- p+ - unter Druck bei  $\gamma$ -Heizung
- Td - alle Thermoelemente defekt
- Hd - Probenheizer defekt
- We - Vermessung des Durchmessers mit Wendelschrieb
- Ca - Korngrenzenrisse (Cavitation)



**Tabelle 4:** Mol-2 Experimente

1.4970 kv (1120°C - 10' + 15%kv) Chg.: 8-29052

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
<b>1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.</b>						
20a	157.5	92.	0.263	6.90 E-4	0.06	TE
20b	144.9	128.	0.50	8.55 E-4	0.11	TE
20g	132.	175.	0.565	8.61 E-4	0.15	
<b>2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.</b>						
<b>2.1 Regulär geborstene Proben.</b>						
20h	120.	334.	0.58	6.00 E-4	0.20	
22a	94.2	673.	0.547	3.46 E-4	0.233	
22h	69.7	1221.	0.75	4.06 E-4	0.5	Rb 9 $\mu$ m.
26b	101.	535.	0.711	7.37 E-4	0.394	
26g	88.3	660.	0.789	8.35 E-4	0.551	
26h	75.5	895.	0.697	4.93 E-4	0.44	TE
<b>2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.</b>						
26a	112.8	77!	0.131	5.11 E-4	0.04	K, ng
22b	81.4	680.	0.263	4.99 E-4	0.34	TE, A
22g	75.5	384.	0.131	5.37 E-4	0.21	TE
28a	56.2	3062.	0.894	7.00 E-4	2.14	A
28g	40.2	4784.	0.986	6.90 E-4	3.30	ng
28h	37.9	4157.	0.663	5.60 E-4	1.84	ng
<b>3. Proben mit Versuchsende kurz vor dem Bersten.</b>						
27b	44.2	4226.	1.67	7.37 E-4	2.51	ng
28b	50.	2347.	0.947	8.55 E-4	2.00	TE

Tabelle 5: Mol-2 Experimente

1.4970 kv+a (1120°C - 10' + 15%kv + 800°C - 23h) Chg.: 8-29052

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
29a	156.9	49.5	0.68	5.52 E-4	0.03	
29b	125.6	189.	0.43	7.17 E-4	0.135	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
29h	94.2	628.	0.68	4.91 E-4	0.31	A
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
30g	56.6	2001.	0.79	7.11 E-4	1.62	ng

Tabelle 6: Mol-2 Experimente

1.4970 kv+a (1120°C - 10' + 15%kv + 800°C - 23h) Chg.: 8-29052

TB ca. 340°C (ca. 613 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
30b	252.	3382.	0.55	9.15 E-4	3.10	ng
30h	189.	3382.	0.345	5.80 E-4	1.96	ng

Tabelle 7: Mol-2 Experimente

1.4970 kv+a (1120°C - 10' + 15%kv + 800°C - 2h) Chg.: 8-22075

TB = 650°C (923 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
44a	211.	715.5	1.835	8.85 E-4	0.63	
44g	241.2	471.5	2.62	1.03 E-3	0.485	
46a	211.	1125.	1.17	8.40 E-4	0.945	
46g	181.	1316.	1.26	1.00 E-3	1.27	ng
44h	181.	190.	0.47	6.85 E-4	0.13	ng, S
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
44b	150.7	1943.	0.76	1.02 E-3	2.08	ng
46b	169.	1396.	0.61	1.08 E-3	1.5	ng
46h	150.7	692!	0.78	7.07 E-4	0.49	K, ng, S

Tabelle 8: Mol-2 Experimente

1.4970 kv+a (1120°C - 10' + 15%kv + 800°C 2h) Chg.: 8-22075

TB = 700°C (973 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
45a	150.7	457.	1.05	9.14 E-4	0.418	ng, S
45g	181.	366.5	0.72	1.00 E-3	0.37	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
45b	108.5	1897.	1.875	1.12 E-3	2.12	
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
45h	120.6	1583.	0.95	6.50 E-4	1.02	ng
3. Proben für Analysen nicht geeignet, zu hohe Schwellbeträge.						
47b	132.7	139.	0.42	1.02 E-3	0.14	ng, S
47g	120.6	241.	1.52	9.50 E-4	0.23	

\*  $\dot{\kappa}$  wurde laut Notiz Nummer 110/75 AG Mol korrigiert.

Tabelle 9: Mol-2 Experimente

1.4970 a+kv (1120°C - 10' + 800°C - 2h + 15%kv) Chg. 8-22075

TB = 650°C (923 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
44c	211.	80.5	3.14A	1.24 E-3	0.099	
44e	241.	19.	5.18A	1.36 E-3	0.026	
44f	181.	1105.	1.85	1.22 E-3	1.35	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
44d	150.7	607.5	0.98	1.36 E-3	0.82	
46c	169.	900.	2.03	1.25 E-3	1.125	
46d	132.7	1465.	1.98	1.34 E-3	1.96	
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
46e	120.6	599.	0.386	1.35 E-3	0.81	ng
4. Probe für Analysen nicht geeignet, da Schwellbetrag!						
46f	150.7	11.	0.20	1.25 E-3	-	ng

Tabelle 10: Mol-2 Experimente

1.4970 a+kv (1120°C - 10' + 800°C - 2h + 15%kv) Chg.: 8-22075

TB = 700°C (973 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
45c	150.8	333.	2.51	1.28 E-3	0.42	
45e	181.	69.	3.17	1.34 E-3	0.092	
47f	144.8	104.	1.23	1.13 E-3	0.117	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
45d	108.5	891.	1.97	1.35 E-3	1.22	
45f	120.6	883.	3.20	1.26 E-3	1.11	
47c	132.7	406.	2.13	1.19 E-3	0.438	
47d	108.5	380.	1.93	1.25 E-3	0.469	
47e	120.6	481.	2.00	1.25 E-3	0.613	

Tabelle 11: Mol-2 Experimente

1.4981 lg (1050°C - 10') Chg.: HV 139

TB = 615°C (888 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
27d	172.7	1399.	2.16	8.15 E-4	1.14	
27e	160.	2085.	2.16	8.50 E-4	1.77	
23d	154.	2881.	1.87	1.01 E-3	2.90	
27f	148.	2854.	1.21	8.00 E-4	2.28	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
23e	136.4	3660.	0.99	1.01 E-3	3.70	ng
23f	118.7	3660.	0.76	9.68 E-4	3.54	ng

Tabelle 12: Mol-2 Experimente

1.4981 lg (1050°C - 10<sup>3</sup>) Chg.: HV 139

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
<b>2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.</b>						
<b>2.1 Regulär geborstene Proben.</b>						
24c	77.	632.	3.87	1.06 E-3	0.70	TE
24e	64.7	1131.	6.05	1.02 E-3	1.13	
24d	71.1	853.	4.76	1.07 E-3	0.91	
28d	47.1	4100.	7.96	1.07 E-3	4.36	
27c	41.2	2800.	9.64	7.35 E-4	2.06	
<b>2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.</b>						
23c	58.9	1147.	6.03	9.00 E-4	1.03	ng
28c	54.0	2602.	4.26	1.01 E-3	2.73	ng
28f	35.3	4784.	2.37	9.45 E-4	4.52	ng
<b>3. Proben mit Versuchsende kurz vor dem Bersten.</b>						
24f	58.9	1370.	2.96	8.85 E-4	1.21	ng



Tabelle 13: Mol-2 Experimente

1.4981 Ig (1050°C - 10') Chg.: 70015

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
34c	94.2	308.	1.50	1.09 E-3	0.34	Rb 50 $\mu$ m.
35e	81.9	275.	1.58	1.11 E-3	0.31	
36d	75.5	387.	5.13	1.10 E-3	0.43	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
35f	69.2	1071.	1.97	1.02 E-3	1.09	Rb 75 $\mu$ m.
36e	62.8	1810.	2.63	1.13 E-3	2.05	
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
3. Proben mit Versuchsende kurz vor dem Bersten.						
34d	69.2	704.	0.92	1.20 E-3	0.85	ng, S
36f	56.9	75.	0.62	1.06 E-3	0.08	ng, S, Td

Tabelle 14: Mol-2 Experimente

1.4981 lg (1050°C - 10') Chg.: 70015

TB = 615°C (888 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
----------	------------------------	----------	---------------------------	---------------------------	-----	-------------

1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.

37a	188.4	112.	0.08	7.60 E-4	0.09	
37b	201.6	109.	0.07	9.10 E-4	0.10	ng, K
37c	188.4	726.	3.55	1.05 E-3	0.76	
37d	169.7	125.	0.07	1.09 E-3	0.15	
35c	157.0	1420.	1.71	9.86 E-4	1.40	
37e	144.2	1145.	2.50	1.05 E-3	1.18	ng
37f	157.5	1770.	1.84	9.20 E-4	1.63	

2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.

2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.

35d	125.6	1708.	0.85	1.12 E-3	1.91	ng
-----	-------	-------	------	----------	------	----

Tabelle 15: Mol-2 Experimente

1.4981 kv (1050°C - 10' + 15%kv) Chg.: 70015

TB = 750°C (1023 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
41a	--.-	---	---	---	---	Td
41b	50.4	222.	5.31	1.04 E-3	0.23	Rb 5 $\mu$ m.
41c	75.5	209.	4.29	1.20 E-3	0.25	Ca
41d	50.4	768.	4.50	1.28 E-3	0.98	
41f	63.0	378.	4.50	1.17 E-3	0.44	
41h	63.0	53.	1.15	6.75 E-4	0.04	ng, Td
43a	75.5	154.	3.76	9.33 E-4	0.14	
43b	63.0	218.	4.96	1.18 E-3	0.26	
43c	50.4	327.	4.43	1.38 E-3	0.45	
43d	--.-	---	---	---	---	Hd
43e	50.4	317.	4.33	1.44 E-3	0.46	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
41g	38.0	363.	0.93	1.03 E-3	0.37	ng, Td
3. Proben mit Versuchsende kurz vor dem Bersten.						
41e	38.0	2227.	2.87	1.27 E-3	2.82	Ca ng!

Tabelle 16: Mol-2 Experimente

1.4981 kv (1050°C - 10' + 15%kv) Chg.: 70015

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
34a	138.3	17.	0.09	5.63 E-4	---	Ca
34b	112.8	28.	0.17	8.50 E-4	0.02	
34e	100.1	44.	0.55	1.15 E-3	0.05	
34g	88.3	156.	0.70	8.60 E-4	0.13	
35g	75.5	202.	1.97	8.14 E-4	0.16	p!, S
36a	62.8	329.	0.70	5.90 E-4	0.20	S
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
36h	50.0	1148.	3.23	6.58 E-4	0.76	
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
36b	56.9	556.	0.60	7.83 E-4	0.44	K, S

Tabelle 17: Mol-2 Experimente

1.4981 kv (1050°C - 10' + 15%kv) Chg.: 70015

TB ca. 310°C (ca. 683 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
36g	196.0	1845.	0.05	8.90 E-4	1.65	ng, We

Tabelle 18 : Mol-2 Experimente

1.4981 lg+kv (1050°C - 10' + 15%kv) Chg.: 51857

TB = 700°C (973 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
39a	126.0	151.5	4.35	8.12 E-4	0.12	
39b	94.5	333.5	1.91	1.06 E-3	0.35	
39d	94.5	391.	4.50	1.67 E-3	0.65	p+ (145h)
39g	75.5	964.	2.75	1.12 E-3	1.10	
39e	75.5	1412.	3.56	1.53 E-3	2.16	
40b	75.5	803.	4.81	1.18 E-3	0.95	
40e	75.5	948.	3.95	1.53 E-3	1.45	
42e	82.0	743.5	4.58	1.47 E-3	1.09	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
39h	63.	1836.	4.06	7.28 E-4	1.3	Rb 100 $\mu$ m.
40c	50.4	2226.	6.13	1.30 E-3	2.90	Rb 1 mm.
40d	50.4	1958.	3.71	1.40 E-3	2.75	Rb 50 $\mu$ m.
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
39f	63.	1317.	1.39	1.36 E-3	1.80	ng!

Tabelle 19 : Mol-2 Experimente

1.4981 lg+kv (1050°C - 10' + 15%kv) Chg.: 51857

TB = 650°C (923 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
38b	126.	836.	2.60	9.92 E-4	0.83	
40g	126.	288.	2.45	1.14 E-3	0.33	?
40h	157.5	289.	0.85	9.85 E-4	0.28	K, ng, S
42a	189.	146.	2.03	9.15 E-4	0.13	
42c	138.5	274.	1.89	1.22 E-3	0.33	K, ng
42d	138.5	1025.	3.00	1.40 E-3	1.44	
42h	138.5	257.	-.--	9.30 E-4	0.24	
43h	189.	141.	0.91	9.10 E-4	0.13	
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
42b	113.4	1198.	2.14	1.17 E-3	1.40	
42g	94.5	1402.	2.67	1.06 E-3	1.50	
43g	94.5	911.	2.66	1.04 E-3	0.95	
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
38e	94.5	975.	1.39	1.33 E-3	1.30	ng
38g	94.5	802.	1.18	1.00 E-3	0.80	ng
40f	94.5	800.	2.74	1.68 E-4	1.30	ng

Tabelle 20: Mol-2 Experimente

1.4988 Ig+a (1080°C - 10' + 800°C - 1h) Chg.: 25116

1.4988 Ig+a (1080°C - 10' + 750°C - 3h) Chg.: 25116

TB = 615°C (888 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
33b	219.8	475.	4.01	8.33 E-4	0.40	(3hA)
33d	219.8	426.	1.97	1.10 E-3	0.47	(3hA)
33e	188.4	617.	2.10	1.09 E-3	0.67	(3hA)
33g	188.4	570.	4.17	8.55 E-4	0.49	(1hA)
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
33f	157.	1760.	1.84	1.00 E-3	1.76	(3hA)
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
33h	156.96	409.	0.66	7.00 E-4	0.29	(1hA), ng, S

Tabelle 21: Mol-2 Experimente

1.4988 lg+a (1080°C - 10' + 800°C - 1h) Chg.: 25116

1.4988 lg+a (1080°C - 10' + 750°C - 3h) Chg.: 25116

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
31a	125.6	110.	0.89	6.90 E-4	0.067	(1hA)
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
31b	109.9	496.	1.78	8.60 E-4	0.43	(1hA)
31d	109.9	819.	1.91	1.09 E-3	0.89	(3hA)
31e	94.2	1338.	3.26	1.04 E-3	1.40	(3hA), ng
31f	77.5	1771.	1.34	1.05 E-3	1.86	(3hA), TE
31g	94.2	1258.	1.89	8.20 E-4	1.03	(3hA), ng
31h	77.5	1226.	3.38	6.20 E-4	0.76	(1hA)



**Tabelle 22:** Mol-2 Experimente

1.4988 lg (1080°C - 10') Chg.: 25116

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
----------	------------------------	----------	---------------------------	---------------------------	-----	-------------

2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.

2.1 Regulär geborstene Proben.

20c	75.5	919.	2.31	9.90 E-4	0.91	
20d	62.8	1137.	2.84	1.06 E-3	1.20	
20e	50.0	1805.	5.10	1.06 E-4	1.91	
22d	37.3	3056.	6.60	9.10 E-4	2.78	

2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.

22e	31.4	4082.	2.43	9.40 E-4	3.87	ng
22f	25.5	4082.	2.43	1.12 E-3	3.59	ng

**Tabelle 23:** Mol-2 Experimente

1.4988 lg (1080°C - 10') Chg.: 25116

TB = 615°C (888 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\varepsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
----------	------------------------	----------	---------------------------	---------------------------	-----	-------------

2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.

2.1 Regulär geborstene Proben.

20f	144.2	1335.	0.53	1.00 E-3	1.34	ng
22c	112.8	4082.	0.79	7.25 E-4	2.95	ng

Tabelle 24 : Mol-2 Experimente

1.4988 lg+a (1080°C - 10' + 800°C - 1h) Chg.: 25116

1.4988 lg+a (1080°C - 10' + 750°C - 3h) Chg.: 25116

TB = 720°C (993 K)

Pr. Nr.:	$\sigma_{eq}$ [MPa]	t [h]	$\epsilon_{eq}$ [%]	$\dot{\kappa}$ [DPA/h]	DPA	Bemerkungen
1. Die Prüfspannung liegt oberhalb der Übergangsspannung.						
33a	125.6	81.	4.34	6.00 E-4	0.05	(1hA)
33c	125.6	74.5	5.33	1.00 E-3	0.01	(3hA)
2. Die Prüfspannung liegt unterhalb der Übergangsspannung.						
2.1 Regulär geborstene Proben.						
32a	94.2	740.	1.84	6.60 E-4	0.49	(1hA)
32b	62.8	2224.	3.68	8.50 E-4	1.89	(1hA), TE
32c	94.2	497.	1.32	9.92 E-4	0.49	(3hA), S
32d	62.8	1538.	1.84	1.05 E-3	1.60	(3hA), TE
32e	50.	1817.	2.50	1.04 E-3	1.88	(3hA), TE
32g	50.	1470.	4.08	8.30 E-4	1.22	(1hA)
2.2 Nicht geborstene und irregulär geborstene Proben.						
32f	37.3	7573.	2.63	9.60 E-4	7.55	(3hA), ng
32h	37.3	1128.	0.53	6.52 E-4	0.73	(1hA), ng

Tabelle 25: Experimentell ermittelte Übergangsspannungen für die austenitischen Stähle 1.4981, 1.4988 und 1.4970

Werkstoff Nr.:	Werkstoffzustand	Temperatur [°C]	Übergangsspannung $\sigma_{tr}$ [MPa]	Bemerkungen
1.4970	kv	720	110 ± 15	
1.4970	kv+a	720	110 ± 15	
1.4970	kv+a	650	190 ± 30	
1.4970	kv+a	615	220 ± 40	
1.4988	lg+a	720	95 ± 15	
1.4988	lg+a	700	105 ± 15	
1.4988	lg+a	615	160 ± 20	
1.4988	lg	615	160 ± 20	
1.4981	kv	750	50 ± 10	
1.4981	kv	720	60 ± 10	
1.4981	lg	720	70 ± 10	
1.4981	kv	650	---	
1.4981	lg	615	160 ± 20	

**Tabelle 26:** Zusammenstellung der externen Variablen ausgewählter Experimente zur Bestimmung der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Spannung und der Defekterzeugungsrate

Proben Nr.:	Werkstoff Nr.:	Zustand	$\dot{\kappa} \cdot 10^{-4}$ [DPA/h]	$\sigma$ [MPa]	$\theta$ K	Bemerkungen
22b	1.4970	kv	4.99	81.4	993	nicht geborsten
22g	1.4970	kv	5.37	75.5	993	"
28a	1.4970	kv	7.00	56.0	993	"
28g	1.4970	kv	6.90	40.2	993	"
28h	1.4970	kv	4.42	37.9	993	"
22a	1.4970	kv	3.46	94.2	993	geborsten
22h	1.4970	kv	4.06	69.7	993	"
26b	1.4970	kv	7.37	101.	993	"
26g	1.4970	kv	8.35	88.3	993	"
26h	1.4970	kv	4.93	75.5	993	"

**Tabelle 27 :** Zusammenstellung der externen Variablen ausgewählter Experimente zur Bestimmung der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Defekterzeugungsrate

Proben Nr.:	Werkstoff Nr.:	Zustand	$\dot{\kappa} \cdot 10^{-4}$ [DPA/h]	$\sigma$ [MPa]	$\theta$ K	Bemerkungen
30b	1.4970	kv+800°C/23h	9.15	252.0	613	nicht geborsten
30h	1.4970	kv+800°C/23h	5.80	198.0	613	"
22b	1.4970	kv	4.99	81.4	993	"
22g	1.4970	kv	5.37	75.5	993	"
28a	1.4970	kv	7.00	56.0	993	"
28g	1.4970	kv	6.90	40.2	993	"
28h	1.4970	kv	4.42	37.9	993	"
22a	1.4970	kv	3.46	94.2	993	geborsten
22h	1.4970	kv	4.06	69.7	993	"
26b	1.4970	kv	7.37	101.0	993	"
26g	1.4970	kv	8.35	88.3	993	"
26h	1.4970	kv	4.93	75.5	993	"
44b	1.4970	kv+800°C/2h	1.00	150.7	923	nicht geborsten
46b	1.4970	kv+800°C/2h	1.01	169.0	923	"
E72	1.4981	kv	25.00	136.0	753	"
E73	1.4981	kv	21.00	136.0	757	"
W73	1.4981	kv	21.00	177.0	757	"
N23	1.4981	kv	17.00	96.7	679	"
S23	1.4981	kv	17.00	142.1	679	"
N22	1.4981	kv	15.00	96.7	678	"
E22	1.4981	kv	15.00	184.0	678	"
S22	1.4981	kv	15.00	142.1	678	"
S21	1.4981	kv	13.00	142.1	677	"
W12	1.4981	kv	9.20	166.7	676	"
S93	1.4981	kv	7.75	185.6	777	"

**Tabelle 28 :** Zusammenstellung der Werkstoffe, der Werkstoffzustände und der externen Variablen ausgewählter Experimente des Mol-2 Bestrahlungen

Fig. Nr.:	Werkstoff Nr.:	Zustand	$\dot{\kappa} \cdot 10^{-4}$ [DPA/h]	$\sigma$ [MPa]	$\theta$ K	SIPA-DP-AD Beginn [h]
40	1.4970 (N)	kv	4.4	38.0	993	1700
41	1.4970 (N)	kv	7.1	44.2	993	1100
42	1.4981 (N)	kv	16.0	38.0	1023	300
43	1.4970 (N)	kv+a	11.0	150.7	923	700
44	1.4981 (N)	lg	10.0	50.4	993	0
45	1.4988 (G)	lg	9.4	37.3	993	0
46	1.4988 (N)	lg	9.4	112.8	888	0
47	1.4988 (N)	lg	9.4	25.5	993	0
48	1.4988 (N)	lg+800°C/1h	8.2	94.2	993	0
49	1.4988 (N)	lg+750°C/3h	11.0	94.2	993	0

Bemerkungen: (N) - steht für nicht geborstene, (G) - für geborstene Proben.

**Tabelle 29 :** Zusammenstellung der Werkstoffe, Werkstoffzustände und der externen Variablen ausgewählter Experimente der Ripcex-I Bestrahlungen

Fig. Nr.:	Werkstoff Nr.:	Zustand	$\dot{\kappa} \cdot 10^{-4}$ [DPA/h]	$\sigma$ [MPa]	$\theta$ K	SIPA-DP-AD Beginn [h]
52	1.4970	kv+a	1.5	184.3	768	3200
53	1.4970	kv+a	4.1	93.5	713	2800
54	1.4981	kv	1.1	166.7	676	10000
55	1.4981	kv	3.8	134.2	719	3000
56	1.4981	kv	3.8	94.7	719	3800
57	1.4981	kv	3.3	182.3	739	3200

Tabelle 30: Experimentell ermittelte bzw. berechnete thermodynamische Konstanten und Frequenzfaktoren der bestrahlungsinduzierten Deformations- und Schadensakkumulationsprozesse

---

I *Thermodynamische Konstanten für die bestrahlungsinduzierten Kriechprozesse*

$$\begin{array}{ll} D_{o,v} = 2.02E9 & D_{o,i} = 1.967 \\ \Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,i} = 0.091 \text{ [eV]} \end{array}$$


---

II *Thermodynamische Konstanten für die Hochtemperaturschwellprozesse*

$$\begin{array}{ll} D_{o,v} = 2.02E9 & D_{o,ii} = 175. \\ \Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,ii} = 0.41 \text{ [eV]} \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} D_{o,v} = 2.5E10 & D_{o,vhe} = 3.5E5 \\ \Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,vhe} = 0.96 \text{ [eV]} \end{array}$$


---

III *Thermodynamische Konstanten für die Tieftemperaturschwellprozesse*

$$\begin{array}{ll} D_{o,v} = 2.5E10 & D_{o,ii} = 1.75E2 \\ \Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,ii} = 0.41 \text{ [eV]} \end{array}$$

$$\begin{array}{ll} D_{o,v} = 2.5E10 & D_{o,i} = 1.6E3 \\ \Delta H_{m,v} = 1.63 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,i} = 0.091 \text{ [eV]} \end{array}$$


---

IV *Thermodynamische Konstanten für die Schadensakkumulationsprozesse*

$$\begin{array}{ll} D_{o,\alpha,s} = 9.3E15 & D_{o,\alpha,i} = 1.65 \\ \Delta H_{m,\alpha,s} = 2.85 \text{ [eV]} & \Delta H_{m,\alpha,i} = 0.127 \text{ [eV]} \end{array}$$

$$t_{mo,\alpha} = 1.70E9 \text{ [h.MPa]}$$


---