

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

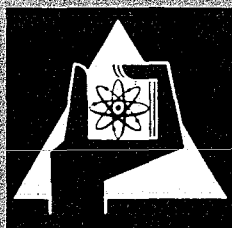
Juli 1972

KFK 1450

Institut für Material- und Festkörperforschung
Projekt Schneller Brüter

Hochtemperaturversprödung

K. D. Closs



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1972

KFK-1450

Institut für Material- und Festkörperforschung

Projekt Schneller Brüter

Hochtemperaturversprödung

K. D. Closs

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

INHALT

1. Einleitung
2. Mechanismus der Hochtemperaturversprödung
3. Beeinflussung der Hochtemperaturversprödung
4. He-Produktion in verschiedenen Reaktoren

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Überblick über die Hochtemperaturversprödung (HTV) gegeben. Der grundlegende Mechanismus wird anhand des Blasenmodelles erläutert. Am Beispiel des Werkstoffes Nr. 1.4970 werden dann die Möglichkeiten zur Beeinflussung der HTV diskutiert. Für die austenitischen Stähle 1.4988 und 1.4970 wird die He-Erzeugung in den Reaktoren BR2, SNR und DFR berechnet und miteinander verglichen. Die Auswirkung bestimmter He-Konzentrationen aus Zyklotron- und Reaktorbestrahlungen auf den Grad der Versprödung wird anhand des Stahles AISI 304 betrachtet.

Abstract

A summary on high temperature embrittlement is given in this paper. The basic mechanism is explained by means of the bubble model. As an example, the possibilities for influencing high temperature embrittlement are discussed for the austenitic stainless steel with the number 1.4970. The Helium generation in the reactors BR2, SNR and DFR are calculated and compared for the steels number 1.4988 and 1.4970. The results, different He concentrations from cyclotron and reactor irradiations have on the amount of embrittlement, are examined for the stainless steel AISI 304.

Vorbemerkung

Dieser Bericht stellt die überarbeitete Fassung eines Seminarvortrages im Mai 1971 dar. Nach Fertigstellung des Manuskriptes wurde in der Literatur eine bisher nicht beobachtete (n,α) -Reaktion mit thermischen Neutronen ^{35,36,37)} bekannt, die zu anderen als den hier angegebenen He-Konzentrationen im Reaktor BR2 führt. Neuere Berechnungen zur He-Konzentration in den einzelnen Reaktoren können der Veröffentlichung ³⁸⁾ entnommen werden.

Preface

This paper is a revised version of an internal speech presented in May 1971. After completion of the manuscript, a new (n,α) -reaction by thermal neutrons was reported in the literature ^{35,36,37)} which resulted in different He-concentrations in the reactor BR2 than reported here. New calculations of the He-concentrations in different reactors have been published in ³⁸⁾.

27.7.72

1. Einleitung

Neben dem in-pile Kriechen und der Porenbildung ist bei der Auslegung von Komponenten schneller Reaktoren das Bestrahlungsphänomen der Hochtemperaturversprödung (HTV) zu berücksichtigen, weil durch diese Art der Strahlenschäden die maximal zulässige bleibende Verformung der Bauteile begrenzt wird.

Erste Ergebnisse über das Auftreten einer HTV wurden bereits im Jahre 1961 veröffentlicht¹⁾, zu einem Zeitpunkt, als die maximal zulässigen Hüllrohrtemperaturen der damals konzipierten thermischen Leistungsreaktoren von etwa 450 auf 700°C heraufgesetzt werden sollten. In den letzten Jahren sind zu diesem Themenkreis eine schon nicht mehr überschaubare Anzahl von Veröffentlichungen erschienen, in denen teilweise sehr detailliert der Einfluß einzelner Parameter auf das Ausmaß der HTV untersucht wurde. Trotzdem ist es bis heute nicht gelungen, das Phänomen der HTV festkörperphysikalisch in allen Einzelheiten zu klären und quantitative Aussagen über den Grad der Versprödung nach hohen Neutronendosen zu machen. Daher wurde hier auch eine weitgehend phänomenologische Darstellung der HTV gewählt.

Im ersten Teil des Berichtes wird auf den Mechanismus der HTV eingegangen, im zweiten Teil werden anhand von experimentellen Ergebnissen Möglichkeiten zur Beeinflussung der HTV aufgezeigt und im dritten Teil wird die Reproduktion einzelner Werkstoffe in verschiedenen Reaktoren betrachtet, wobei auch die Frage nach der Übertragbarkeit von Versuchsergebnissen aus einem Reaktor auf andere Reaktoren angeschnitten wird.

2. Mechanismus der Hochtemperaturversprödung

Bekanntlich ändern sich die mechanischen Eigenschaften eines metallischen Werkstoffes unter dem Einfluß einer Neutronenbestrahlung. Das Ausmaß dieser Änderung ist dabei in einem starken Maß von der Temperatur abhängig, bei der der Werkstoff bestrahlt und beansprucht wird. Abb. 1 zeigt das Kurzzeitverhalten eines 20/25 CrNiNb-Stahles, der bei 40°C bis zu einer Neutronendosis von $2,5 \cdot 10^{20}$ n/cm² (thermisch) und $8 \cdot 10^{19}$ n/cm² (schnell) bestrahlt worden ist²⁾. Die durch die schnellen Neutronen hervorgerufenen Gitterstörungen werden bei einer derart niedrigen Bestrahlungstemperatur eingefroren, was sich vor allem durch eine starke Erhöhung der Streck-

grenze sowie eine Abnahme der Bruchdehnung bei niedrigen Prüftemperaturen bemerkbar macht. Dieses Verhalten wird als Tieftemperaturversprödung bezeichnet. Erhöht man die Prüftemperatur oder führt Glühungen bei hohen Temperaturen durch, so heilen diese Gitterstörungen aus. Bei diesem Werkstoff ist z.B. bei einer Prüftemperatur kurz unterhalb von 600°C kaum noch ein Bestrahlungseinfluß auf Zugfestigkeit, Streckgrenze und Bruchdehnung zu verzeichnen, während bei Temperaturen oberhalb von 600°C die Bruchdehnung wieder stark abnimmt. Dieses Verhalten kann auch durch eine Glühbehandlung nicht rückgängig gemacht werden. Dieses Bestrahlungsverhalten bezeichnet man als HTV, die bei austenitischen Stählen und Nickellegierungen etwa ab $(0,4 - 0,5) \cdot T_s$ (T_s = Schmelztemperatur) auftritt.

Da die Versprödung im allgemeinen mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit zunimmt, wirkt sich die HTV bei Zeitstandversuchen während oder nach der Bestrahlung besonders deutlich aus durch eine starke Abnahme der Zeitstandfestigkeit sowie der Bruchdehnung auf Werte $< 1\%$ ³⁾⁴⁾.

Der in dieses Diagramm eingetragene Verlauf der Streckgrenze und Zugfestigkeit für Temperaturen $> 600^{\circ}\text{C}$ ist nur bedingt richtig. Wie später noch gezeigt wird, gilt dieses Verhalten nur bei relativ niedrigen Dosen schneller Neutronen. Bei hohen Neutronendosen und niedrigen Bestrahlungstemperaturen ist durchaus auch bei diesen Prüftemperaturen ein Einfluß auf die Streckgrenze, Zugfestigkeit und Zeitstandfestigkeit festzustellen ⁵⁾⁶⁾, wofür jedoch nicht die HTV verantwortlich zu machen ist.

Als Ursache der HTV ist das durch (n,α) -Reaktionen gebildete Helium anzusehen, das sich in Form von Blasen an den Korngrenzen ansammelt und so zur Verminderung der Duktilität bei hohen Temperaturen führt. Für das Auftreten und das Ausmaß der HTV sind nach den heutigen Erkenntnissen im wesentlichen folgende Faktoren ausschlaggebend:

- a) die erzeugte He-Menge
- b) die Verteilung des Heliums
- c) das Bruchverhalten des Werkstoffes.

Auf die erzeugte He-Menge wird im dritten Teil des Berichtes näher eingegangen, daher soll hier nur pauschal dazu etwas gesagt werden. In thermischen Reaktoren spielt vor allem die $\text{B}^{10}(n,\alpha)\text{Li}^7$ -Reaktion mit einem Wir-

kungsquerschnitt von etwa 4000 barn bei der He-Produktion eine wesentliche Rolle. Dabei ist zu berücksichtigen, daß in allen austenitischen Stählen und Nickellegierungen das Bor entweder als Spurenelement in Konzentrationen von wenigen ppm oder als gezielter Legierungsbestandteil bis zu 100 ppm zur Erhöhung der Warmfestigkeit enthalten ist. In schnellen Reaktoren sind dagegen nahezu alle Legierungskomponenten über (n,α) -Reaktionen mit schnellen Neutronen an der He-Produktion beteiligt, vorzugsweise die Elemente Fe, Cr, Ni und N₂.

Zur Verteilung des Heliums ist zu sagen, daß nur das an den Korngrenzen frei bewegliche Helium einen Einfluß auf das Ausmaß der HTV hat. Man wird daher bestrebt sein, das durch die Kernumwandlungen gebildete Helium durch eine geeignete Vorbehandlung des Materials oder durch eine gezielte Legierungszusammensetzung daran zu hindern, sich an den Korngrenzen zu größeren Blasen zu vereinigen. Auf diesen Komplex soll im nächsten Kapitel näher eingegangen werden.

Zunächst jedoch zum Bruchverhalten des Werkstoffes, worunter hier die Neigung zum interkristallinen Bruch zu verstehen ist. Es läßt sich zeigen, daß die HTV um so früher einsetzt bzw. das Ausmaß der HTV um so größer ist, je mehr der Werkstoff im unbestrahlten Zustand zum interkristallinen Bruch neigt. So wird z.B. bei unbestrahlten Vanadinlegierungen im allgemeinen ein transkristalliner Bruch beobachtet, was zur Folge hat, daß diese Legierung erst bei Prüftemperaturen $> 850^{\circ}\text{C}$ eine deutliche HTV aufweisen ⁷⁾⁸⁾. Demgegenüber zeigen austenitische Stähle und Nickellegierungen bei hohen Temperaturen im unbestrahlten Zustand einen interkristallinen Bruch, während sie bei tiefen Temperaturen transkristallin brechen. Das deutet darauf hin, daß mit steigender Temperatur die Korngrenzenfestigkeit stärker abnimmt als die Festigkeit im Korninnern.

Ausgangspunkt für einen interkristallinen Bruch sind kleinste Hohlräume an den Korngrenzen, die im unbestrahlten Material durch eine mehr oder weniger große plastische Verformung gebildet werden. Diese kleinen Hohlräume liegen im bestrahlten Zustand in Form der He-Blasen bereits sehr viel früher vor, so daß einerseits der Bruch nach einer relativ geringen plastischen Verformung einsetzt und andererseits der Übergang vom transkristallinen Bruch zu tieferen Temperaturen hin verschoben wird.

Die He-Blasen müssen jedoch bereits eine kritische Größe erreicht haben, damit sie zur Versprödung des Werkstoffes führen. Der kritische Blasenradius läßt sich abschätzen, wenn man davon ausgeht, daß der Innendruck P_0 in einer Gasblase vom Radius r_0 mit der Grenzflächenenergie γ im Gleichgewicht steht nach der Beziehung

$$P_0 = 2\gamma/r_0 \quad (1)$$

Beim Anlegen einer äußeren Zugspannung σ wirkt dann zusätzlich auf die Blase ein hydrostatischer Innendruck der Größe $\sigma/3$, der dazu führt, daß sich ein neuer Gleichgewichtszustand mit dem Radius r und dem Innendruck P einstellt:

$$P + \sigma/3 = 2\gamma/r \quad (2)$$

Berücksichtigt man ferner die allgemeine Zustandsgleichung für Gase $P_0 \cdot r_0^3 = P \cdot r^3$, so erhält man den Ausdruck

$$\sigma = \frac{6\gamma}{r} \left(1 - \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right) \quad (3)$$

Es gibt eine kritische Spannung σ_k , nach deren Erreichen bei einem vorgegebenen Anfangsradius r_0 sich kein Gleichgewichtszustand mehr einstellt, sondern die Blasen wachsen unter der Wirkung der angelegten Spannung immer weiter an. Das ist dann der Fall, wenn $d\sigma/dr = 0$ ist. Damit erhält man für die kritische Spannung σ_k in Abhängigkeit vom Anfangsradius r_0

$$\sigma_k = \frac{2,3 \cdot \gamma}{r_0} \quad (4)$$

bzw. für den kritischen Anfangsradius r_{ok} als Funktion der angelegten Spannung

$$r_{ok} = \frac{2,3 \cdot \gamma}{\sigma} \quad (5)$$

Legt man nach ²⁾ eine Grenzflächenenergie von $\gamma = 1500$ dyn/cm zugrunde, so beträgt z.B. bei einer angelegten Zugspannung von 35 kp/mm² der kritische Blasenradius etwa 100 \AA .

Mit Hilfe der Gleichung (5) kann man bereits eine qualitative Erklärung dafür geben, daß bei bestrahlten hochwarmfesten Legierungen ein früheres Einsetzen der HTV beobachtet wird und wie es in Abb. 2 dargestellt ist. Man erkennt, daß die HTV bei der hochwarmfesten Nickellegierung Inconel 625 ($\sigma_{0,2} = 30 \text{ kp/mm}^2$ bei 700°C) gegenüber den weniger festen Legierungen Inconel 600, 20/25 CrNi und 16/13 CrNi ($\sigma_{0,2} = 18 \text{ kp/mm}^2$ bei 700°C) bereits bei niedrigeren Neutronendosen einsetzt. Der Grund dafür ist darin zu suchen, daß z.B. für relativ kleine He-Gehalte bei Werkstoffen geringer Festigkeit bereits die Zugfestigkeit erreicht wird, bevor die Blasen auf die der angelegten Spannung entsprechende kritische Größe anwachsen konnten, d.h. die Probe zeigt keine Schädigung infolge der Bestrahlung. In einer gleich bestrahlten Probe eines Werkstoffs höherer Festigkeit erreichen dagegen die Blasen vor Einsetzen des normalen Bruchmechanismus die kritische Größe. Sie wachsen dann weiter, wobei unter der Annahme, daß eine genügende Anzahl Blasen kritischer Größe an den Korngrenzen vorhanden ist, schließlich der Bruch erfolgt ⁹⁾.

Neben dem eben beschriebenen sogenannten Blasenmodell gibt es noch eine Reihe anderer Modelle zur Beschreibung des Mechanismus der HTV. So versuchte z.B. Reiff ¹⁰⁾ mit Hilfe einer Energiebilanz den Einfluß der He-Bildung auf das Wachstum von Rissen an den Trippelpunkten von Korngrenzen mathematisch zu erfassen.

3. Beeinflussung der Hochtemperaturversprödung

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt der grundlegende Mechanismus der HTV aufgezeigt worden ist, soll jetzt anhand einiger Beispiele gezeigt werden, wie sich die HTV beeinflussen läßt. Dabei muß man davon ausgehen, daß man die He-Erzeugung durch (n, α)-Reaktionen nicht unterbinden kann. Diese Aussage gilt ganz besonders für Bestrahlungen mit schnellen Neutronen, da hierbei nahezu alle Legierungskomponenten der austenitischen Stähle und Nickellegierungen an der He-Erzeugung beteiligt sind. Eine Erniedrigung des N₂-Gehaltes in manchen Stählen könnte zu einer etwas geringeren He-Produktion führen, aber hier ist dann abzuwägen, wie sich die mechanischen Eigenschaften des entsprechenden Werkstoffes durch ein derartiges Vorgehen ändern. In die gleiche Richtung zielt auch eine Verringerung der B-Konzentration in Werkstoffen, die in thermischen Reaktoren Verwendung finden. In vielen Legierungen wird ja Bor gerade zulegiert, um die Warmfestigkeit zu

erhöhen. Darüberhinaus wäre eine B-Konzentration unter 0,2 ppm vollkommen sinnlos, da dann auch in thermischen Reaktoren bereits mehr Helium durch schnelle (n, α) -Reaktionen erzeugt wird als durch den B^{10} -Abbrand¹¹⁾. Eine mögliche Lösung des Problems wäre hier unter Umständen die Verwendung von B^{11} anstelle des natürlichen Bors, das zu etwa 18% B^{10} enthält.

Eine Lösung des Problems der HTV und zwar für die Verwendung von Materialien sowohl im thermischen als auch im schnellen Neutronenfluß läuft darauf hinaus, daß man

- a) die Neigung des unbestrahlten Materials zum interkristallinen Bruch herabsetzt und/oder
- b) die Legierung so modifiziert bzw. vorbehandelt, daß die freie He-Menge an den Korngrenzen bei den bestrahlten Materialien vermindert wird.

Beide Lösungsmöglichkeiten sollen hier betrachtet werden, wobei jedoch zu bemerken ist, daß die dazu notwendigen metallurgischen Schritte nicht immer eindeutig dem einen oder anderen Vorgang zugeordnet werden können.

Die Neigung zum interkristallinen Bruch kann im wesentlichen auf zwei Arten herabgesetzt werden, einmal durch eine Kornverfeinerung und zum anderen durch Karbidausscheidungen an den Korngrenzen. Zum Verständnis der Zusammenhänge läßt sich die von Stroh¹²⁾¹³⁾ aufgestellte Gleichung heranziehen, die näherungsweise die Bedingungen angibt, nach denen an den Tripelpunkten dreier Körner ein Riß entsteht:

$$\tau = \left(\frac{12\gamma \cdot G}{\pi \cdot L} \right)^{1/2} \quad (6)$$

Darin bedeutet τ die angelegte Schubspannung, γ die Grenzflächenenergie, G der Schubmodul und L die Gleitlänge der Korngrenze. Die Neigung zum interkristallinen Bruch wird also dann verringert, wenn L kleiner wird, d.h. wenn man entweder die Gleitlänge der Korngrenze durch eine Kornverfeinerung oder die freie Gleitlänge durch Karbidausscheidungen an den Korngrenzen herabsetzt.

Der Einfluß der Korngröße auf das Bruchverhalten des Stahles AISI 304 bei 700°C vor und nach einer Bestrahlung bei 40°C geht aus Abb. 3 hervor¹⁴⁾.

Man erkennt, daß bereits im unbestrahlten Zustand mit abnehmenden Korndurchmesser die Bruchdehnung stark ansteigt, was ebenfalls bei den bestrahlten Proben wieder zum Ausdruck kommt. Bei einem Korndurchmesser von 20 μm (ASTM 9) scheint die Neutronenbestrahlung unter den vorliegenden Umständen keinen Einfluß auf die Bruchdehnung zu haben, was sich z.B. dadurch erklären läßt, daß wegen der relativ geringen Neutronendosis nicht genügend Blasen zur Bildung eines zusammenhängenden Risses vorliegen. Man sollte jedoch annehmen, daß bei höheren Neutronendosen durchaus auch bei einem Korndurchmesser von 20 μm eine Beeinflussung der Bruchdehnung auftritt. Außerdem scheint sich der Korngrößeneinfluß bei Hochtemperaturbestrahlungen erst bei noch kleineren Korndurchmessern bemerkbar zu machen. So berichten Weisz und Mitarbeiter¹⁵⁾, daß der Stahl AISI 316 nach einer Bestrahlung bei 700°C bis zu einer Dosis schneller Neutronen von $1 \cdot 10^{21}$ n/cm² eine äußerst geringe und von der Korngröße unabhängige Bruchdehnung zeigte. Die Korngrößen lagen dabei zwischen 31 und 130 μm . Untersuchungen im IMF⁴⁾ am Stahl 1.4988 mit einem Korndurchmesser von etwa 5 μm ließen jedoch nach einer Hochtemperaturbestrahlung bei 700°C bis zu einer Neutronendosis von $1 \cdot 10^{22}$ n/cm² (>0,1 MeV) keine nennenswerte Beeinflussung der Zeitstandfestigkeit erkennen und zeigten außerdem noch Bruchdehnungen zwischen 10 und 20%. Man muß jedoch dabei im Auge behalten, daß durch ein sehr feines Korn die Warmfestigkeit und die Kriecheigenschaften des Materials negativ beeinflusst werden. Die auf diese Weise erreichte Verminderung der HTV wird also mit einem Verlust an Festigkeit erkauft und kommt daher als technisch brauchbarer Weg nicht in Frage.

Viel erfolgversprechender dagegen ist eine Beeinflussung des Bruchverhaltens durch Ausscheidungen an den Korngrenzen. Wesentlich dabei ist eine starke Kohäsion zwischen Matrix und Ausscheidungen sowie eine genügende Anzahl und eine hohe Festigkeit der Teilchen¹⁶⁾. Aufgrund dieser Anforderungen weisen Nb- und Ti-stabilisierte austenitische Stähle eindeutige Vorteile gegenüber den nicht stabilisierten Stählen auf, da durch die stabilisierenden Elemente stabile Karbide gebildet werden, die darüber hinaus noch die Festigkeit des Materials erhöhen. Umfangreiche Untersuchungen zum Einfluß der Stabilisierung auf das Bruchverhalten austenitischer Stähle liegen aus Oak Ridge¹¹⁾¹⁷⁾, Saclay¹⁵⁾ und Karlsruhe¹⁸⁾ vor, aus denen hervorgeht, daß bei Nb- und Ti-stabilisierten Stählen nach einer geeigneten Vorbehandlung der Übergang vom transkristallinen zum in-

terkristallinen Bruch zu höheren Temperaturen hin verschoben werden kann.

Neben der Herabsetzung der freien Gleitlänge der Korngrenzen machen Bloom und Weir die karbidischen Ausscheidungen noch aus einem anderen Grund für die Verbesserung der Duktilität verantwortlich¹⁷⁾. Nach Gleichung (6) ist der Rißbeginn an den Trippelpunkten auch von der Grenzflächenenergie γ abhängig. Man sollte also eine möglichst hohe Grenzflächenenergie anstreben, damit der Riß spät einsetzt. Spuren verschiedener Elemente wie Sauerstoff, Stickstoff, Schwefel etc. befinden sich jedoch oft an den Korngrenzen und führen dort zu einer Herabsetzung der effektiven Grenzflächenenergie. Diese Verunreinigungen werden jedoch durch die karbidischen Ausscheidungen gebunden.

Anhand der Abbildungen 4a bis 4c soll gezeigt werden, wie beim Ti-stabilisierten Werkstoff Nr. 1.4970 der Gefügestand durch eine gezielte Wärmebehandlung beeinflusst werden kann. Während beim lösungsgeglühten Zustand nur sehr wenige Ausscheidungen auftreten (Abb. 4a), sind nach einer Glühung bei 1025°C/5h (Abb. 4b) die Korngrenzen dicht mit karbidischen Ausscheidungen vom Typ $M_{23}(C,B)_6$ belegt, die die effektive Gleitlänge der Korngrenzen herabsetzen und damit das Bruchverhalten im bestrahlten und unbestrahlten Zustand günstig beeinflussen.

Lagert man bei etwas tieferen Temperaturen aus, z.B. 5 Stunden bei 900°C (Abb. 4c), dann bilden sich neben diesen Korngrenzenausscheidungen auch noch feinverteilte Ausscheidungen im Korn¹⁹⁾, die einen zusätzlichen positiven Einfluß auf die HTV aufweisen, da sie als He-Fallen dienen. Eine sehr viel geringere He-Menge kann dann nur noch an die Korngrenzen gelangen und zur HTV beitragen. Durch eine vorhergehende Kaltverformung läßt sich die Anzahl der Ausscheidungen im Korn noch erhöhen.

Autoradiographische Aufnahmen¹⁹⁾ haben darüber hinaus gezeigt, daß die Karbidausscheidungen im Korn das Bor binden, so daß durch eine derartige Wärmebehandlung das normalerweise an den Korngrenzen befindliche Bor homogen verteilt vorliegt. Somit hat diese Glühung auch Konsequenzen für die Verwendung des Stahls in thermischen Reaktoren.

Die Auswirkungen verschiedener Glühungen auf das Bestrahlungsverhalten des austenitischen Stahls 1.4970 ist zusammenfassend in Abb. 5 dargestellt¹⁸⁾, wobei als Maß für die HTV die Übergangstemperatur vom transkristallinen zum interkristallinen Bruch eingetragen wurde. Die Proben wurden im FR 2 bis zu einer thermischen Neutronendosis von $3 \cdot 10^{20}$ n/cm² bei einer Temperatur <100°C bestrahlt. Man erkennt, daß der Zustand mit einer Glühung bei 800°C das beste Bestrahlungsverhalten zeigt, weil durch eine derartige Glühung bei diesem Werkstoff die folgenden positiven Effekte bewirkt werden:

- a) Herabsetzung der Neigung zum interkristallinen Bruch durch Karbidausscheidungen an den Korngrenzen,
- b) homogene Borverteilung,
- c) Festhalten des Heliums an den Karbidausscheidungen im Korn.

Zusammenfassend läßt sich zur Beeinflussung der HTV sagen, daß austenitische Stähle durch eine geeignete mechanisch-thermische Vorbehandlung in ihrem Bestrahlungsverhalten über einen gewissen Bereich beeinflusst werden können. Das beste Beispiel dafür liefert der Ti-stabilisierte Werkstoff Nr. 1.4970. Auch bei anderen Stählen ist eine Beeinflussung der HTV möglich, jedoch ist sie nicht immer so stark ausgeprägt wie bei diesem Werkstoff.

4. He-Produktion in verschiedenen Reaktoren

Im folgenden Abschnitt soll etwas näher auf die He-Konzentration in einigen Werkstoffen nach einer Bestrahlung in verschiedenen Reaktoren eingegangen werden und im Zusammenhang damit die Frage nach der Übertragbarkeit von Bestrahlungsergebnissen aus einem Reaktor auf andere Reaktoren angeschnitten werden. Die He-Menge spielt dabei nicht nur für die HTV, sondern auch für das Schwellen eine bedeutende Rolle, da die He-Atome als Keime bei der Porenbildung dienen.

Da die Wirkungsquerschnitte der an der He-Erzeugung beteiligten Legierungskomponenten in einem starken Maß energieabhängig sind, muß zur Abschätzung der entstehenden He-Konzentration das Neutronenspektrum der einzelnen Reaktoren bekannt sein. In Abb. 6 sind derartige Neutronenspektren für die Reaktoren BR2, SNR, PFR und DRF im oberen Teil des Diagramms wiedergegeben^{20,21,22)}.

Der belgische Testreaktor BR 2, in dem die meisten unserer Bestrahlungsexperimente durchgeführt werden, ist ein gemischter thermisch/schneller Reaktor, bei dem das Verhältnis von schnellem Neutronenfluß ($> 0,1$ MeV) zu thermischem Neutronenfluß ($< 1,1$ eV) etwa 1,7 beträgt. Sieht man bei diesem Reaktor von dem thermischen und epithermischen Anteil ab, so erkennt man, daß für Neutronenenergien $> 0,1$ MeV das Spektrum relativ hart ist. So befindet sich z.B. das Maximum des schnellen Neutronenflusses bei etwa 1,8 MeV und liegt damit bei einer um den Faktor 10 höheren Energie als bei den schnellen Reaktoren DFR, PFR und SNR.

Vergleicht man die Spektren der drei schnellen Reaktoren miteinander, so fällt auf, daß das Spektrum des DFR bedeutend härter ist als das des PFR und SNR. Der Grund ist darin zu suchen, daß im PFR und SNR oxidischer Brennstoff gegenüber metallischem Brennstoff im DFR verwendet wird und dadurch eine leichte Moderierung auftritt. Die Spektren des PFR und SNR sind nahezu identisch, wobei zu berücksichtigen ist, daß der gesamte Neutronenfluß im PFR $8,8 \cdot 10^{15}$ und im SNR $6,0 \cdot 10^{15}$ n/cm²s beträgt. Bei beiden Reaktoren liegt das Verhältnis von Neutronenfluß $> 0,1$ MeV zu Gesamtneutronenfluß etwa bei 0,57 gegenüber 0,87 beim DFR. Weitere Einzelheiten über die Neutronenflüsse und Spektren der vier Reaktoren sind in Tabelle 1 enthalten.

Im unteren Teil der Abbildung sind die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Elemente für (n, α)-Reaktionen eingetragen (23)24)25). Die Kurve für das Element B^{10} beschreibt dabei deutlich die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $B^{10}(n,\alpha)Li^7$, wobei für Energien $> 10^6$ eV zusätzlich noch die Reaktion $B^{10}(n,2\alpha)T^3$ berücksichtigt worden ist. Demgegenüber stellen die Angaben für die Elemente N_2 , Ni, Fe, B^{11} und Cr über das Spaltspektrum gemittelte Wirkungsquerschnitte dar.

Aus Abb. 6 ist der Schluß zu ziehen, daß im BR 2 die He-Produktion vorwiegend über den B^{10} -Abbrand vor sich geht, während im DFR die He-Erzeugung vorwiegend über die Elemente N_2 , Fe, Cr und Ni erfolgt. Da im PFR und SNR ein großer Teil der Neutronen Energien zwischen 10^2 und 10^5 eV besitzt, wird in diesen Reaktoren auch ein deutlicher Anteil He durch B^{10} erzeugt werden.

In Abb. 7 ist der B^{10} -Abbrand in den einzelnen Reaktoren dargestellt. Man erkennt, daß in thermischen Reaktoren das gesamte B^{10} etwa nach einer thermischen Neutronendosis von 10^{21} n/cm² verbraucht ist. In einem schnellen Reaktor wie dem DFR braucht man dazu etwa eine Gesamtdosis von 10^{25} n/cm², was einer Bestrahlung von etwa 200 Jahren entspricht. In einem Reaktor wie dem PFR oder auch dem SNR brennt das B^{10} wegen des weicheren Neutronenspektrums dagegen schneller ab. Man rechnet bei diesen Reaktoren am Ende der Standzeit der Brennelemente mit einer Gesamtdosis von etwa $2,5 \cdot 10^{23}$ n/cm² bzw. mit einer Dosis schneller Neutronen ($>0,1$ MeV) von etwa $1,5 \cdot 10^{23}$ n/cm².

Aus Abb. 7 entnimmt man, daß bei diesen Dosen im PFR das B^{10} immerhin zu 55% abgebrannt ist. Zu diesem Zeitpunkt beträgt der B^{10} -Abbrand im DFR nur etwa 20%.

Als nächstes soll abgeschätzt werden, wie stark die Elemente B, Fe, Cr, Ni und N₂ in den Reaktoren DFR und PFR (bzw. SNR) zur gesamten He-Produktion in den einzelnen Werkstoffen beitragen. Neben dem Neutronenspektrum spielt zur Beantwortung dieser Frage natürlich die Konzentration der einzelnen Elemente in den betrachteten Legierungen eine wesentliche Rolle. Erste Anhaltswerte für den Anteil der einzelnen Elemente an der gesamten He-Produktion sind aus Abb. 8 zu entnehmen, in der neben dem Neutronenspektrum des PFR und DFR die mit der atomaren Konzentration gewichteten Wirkungsquerschnitte der Hauptlegierungsbestandteile für die austenitischen Stähle 1.4988 und 1.4970 eingetragen sind.

Beide Werkstoffe unterscheiden sich im wesentlichen durch ihren B und N₂-Gehalt. Während der Stahl 1.4988 etwa 2 ppm B und 1200 ppm N₂ enthält, beträgt die B- und N₂-Konzentration beim 1.4970 etwa 50 bzw. 100 ppm. Ohne zunächst näher auf das Neutronenspektrum einzugehen, läßt sich bereits aus diesem Diagramm entnehmen, daß beim Werkstoff 1.4988 vorwiegend die Elemente Ni, N₂ und Fe zur He-Produktion beitragen. Beim Stahl 1.4970 sind es dagegen die Elemente B^{10} , Ni und Fe. Bemerkenswert ist ferner, daß bei beiden Werkstoffen die He-Erzeugung durch B^{11} wegen der niedrigen gewichteten Wirkungsquerschnitte (1.4970: $4,8 \cdot 10^{-5}$ mb; 1.4988: $1,9 \cdot 10^{-6}$ mb) vernachlässigbar ist. Diese Werte liegen etwa um 3-4 Zehnerpotenzen unter den Werten von Cr.

In Abb. 9 ist die He-Produktion in den Werkstoffen 1.4988 und 1.4970 für eine Bestrahlung im DFR auf die einzelnen Elemente näher aufgeschlüsselt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde dabei die He-Erzeugung aus den Hauptlegierungsbestandteilen Fe, Cr und Ni jeweils in einer Kurve zusammengefaßt. Man erkennt, daß beim Werkstoff 1.4988 nach einer gesamten Neutronendosis von $1 \cdot 10^{23}$ n/cm² die He-Menge etwa 28 ppm (atomar) beträgt, von denen etwa 56% durch die Elemente Fe, Cr und Ni und etwa 43% durch N₂ gebildet worden sind. Der B¹⁰-Abbrand spielt dabei für die Gesamtproduktion an He eine untergeordnete Rolle und liegt etwa bei 1%. Im Vergleich dazu ist im Werkstoff Nr. 1.4970 nach einer Dosis von $1 \cdot 10^{23}$ n/cm² die gesamte He-Konzentration geringer. Sie liegt bei etwa 24 ppm. Da sich die Anteile an Fe, Cr und Ni in beiden Legierungen nicht wesentlich unterscheiden, ist auch der absolute Betrag der He-Produktion durch diese Legierungselemente in beiden Fällen etwa gleich groß. Bezogen auf die gesamte He-Konzentration wird jedoch etwa 76% des Heliums beim 1.4970 durch die Hauptlegierungsbestandteile Fe, Cr und Ni erzeugt. Aufgrund der hohen B-Konzentration in diesem Werkstoff liegt der Anteil der He-Erzeugung durch den B¹⁰-Abbrand bei etwa 20%. Ferner trägt der Stickstoff wegen seiner vergleichsweise geringen Konzentration nur zu etwa 4% zur gesamten He-Produktion bei.

Für den PFR und damit auch stellvertretend für den SNR ist die He-Produktion in den beiden austenitischen Stählen in Abb. 10 dargestellt. Wegen des weicheren Neutronenspektrums ist die gesamte erzeugte He-Menge im Werkstoff Nr. 1.4988 geringer als bei einer Bestrahlung im DFR. Sie beträgt z.B. nach einer Dosis von $1 \cdot 10^{23}$ n/cm² etwa 13 ppm gegenüber 28 ppm im DFR. Davon entfallen etwa 52% auf Kernumwandlungen der Elemente Fe, Cr und Ni, etwa 43% auf Reaktionen mit N₂ und etwa 5% auf den B¹⁰-Abbrand. Ganz anders dagegen liegen die Verhältnisse beim Werkstoff Nr. 1.4970. Hier entsteht das Helium zum größten Teil, nämlich bei einer Neutronendosis von $1 \cdot 10^{23}$ n/cm² zu 60%, aus dem B¹⁰ und nur zu etwa 37% aus den Elementen Fe, Cr und Ni. Wegen der relativ hohen Borkonzentration liegt auch die gesamte erzeugte He-Menge etwa um 55% höher als beim 1.4988.

Vergleicht man nun die im PFR und DFR erzeugten He-Mengen miteinander, so stellt man nach Abb. 11 fest, daß für den Werkstoff Nr. 1.4988 zur Erzeugung einer bestimmten He-Menge nur etwa die halbe Neutronendosis im DFR gegenüber dem PFR notwendig ist. Da außerdem die He-Bildung in beiden Reaktoren im wesentlichen über die gleichen Reaktionen ablaufen, erkennt

man, wie gut der DFR als Testreaktor für diesen Werkstoff geeignet ist. Bedeutend ungünstiger liegen dagegen die Verhältnisse beim 1.4970. Hier sind einerseits die Reaktionsmechanismen in den beiden Reaktoren verschieden, zum anderen ist zur Erzeugung einer bestimmten He-Menge die Neutronendosis im DFR nur geringfügig niedriger.

Zum Abschluß der Überlegungen über die He-Erzeugung in den einzelnen Reaktoren soll noch ein Vergleich zwischen den Bestrahlungen im BR 2 und den Verhältnissen im SNR gezogen werden. Zu diesem Zweck wurde der He-Aufbau in diesen beiden Reaktoren für die Werkstoffe Nr. 1.4988 und 1.4970 in Abb. 12 gegenübergestellt. Dabei wurde zunächst vorausgesetzt, daß das Verhältnis von schnellem Neutronenfluß ($>0,1$ MeV) zu thermischem Neutronenfluß 1,7 beträgt. Außerdem wurde davon ausgegangen, daß die einzelnen Wirkungsquerschnitte für schnelle (n,α) -Reaktionen Schwellenenergien von einigen MeV haben³⁴⁾ und daher vor allem nur die Neutronen mit Energien $>3,66$ MeV zur He-Produktion beitragen. Da nach Tabelle 1 das Verhältnis von Neutronenfluß $> 3,66$ MeV zu Neutronenfluß $>0,1$ MeV im BR2 etwa 2,4 mal so groß ist wie im DFR, wurde für die Abschätzung angenommen, daß nach einer bestimmten Dosis schneller Neutronen ($>0,1$ MeV) im BR2 2,4 mal so viel Helium erzeugt wird wie im DFR.

Aus dem oberen Teil des Diagramms ist zu entnehmen, daß nach einer schnellen Neutronendosis von $1,7 \cdot 10^{21}$ n/cm² die gesamten 2 ppm B¹⁰ beim 1.4988 abgebrannt sind. Hinzu kommen noch bis zu der maximal bisher erreichten Neutronendosis von $1 \cdot 10^{22}$ n/cm² etwa 8 ppm Helium durch Reaktionen der Legierungselemente Fe, Cr, Ni und N₂. Verglichen werden müssen diese 10 ppm mit der He-Konzentration von etwa 32 ppm, die im SNR nach einer Dosis schneller Neutronen von $1,5 \cdot 10^{23}$ n/cm² zu erwarten ist. Man erkennt daraus, daß bei den bisher im BR 2 durchgeführten Bestrahlungsexperimenten nur etwa 30% des im SNR zu erwartenden Heliums erzeugt worden ist. Anders liegen jedoch die Verhältnisse beim Werkstoff Nr. 1.4970. Hier beträgt die He-Konzentration bei den BR 2-Experimenten nach einer Dosis schneller Neutronen von $1 \cdot 10^{22}$ n/cm² etwa 55 ppm, die vorwiegend aus dem 100%igen B¹⁰-Abbrand stammen. Diese Konzentration ist damit mindestens ebenso groß wie im SNR nach einer Dosis von $1,5 \cdot 10^{23}$ n/cm². Da darüberhinaus im SNR die He-Produktion ebenfalls vorwiegend über den B¹⁰-Abbrand erfolgt, sollten sich bei diesem Werkstoff die Bestrahlungsergebnisse aus dem BR 2 - zumindest was die klassische HTV angeht - größenordnungsmäßig auf

die Verhältnisse des SNR übertragen lassen.

Nun sagt jedoch die He-Menge noch nichts über das Maß der Versprödung in den einzelnen Werkstoffen aus. Falsch wäre vor allem die Aussage, daß im SNR der Werkstoff Nr. 1.4970 aufgrund der 55% höheren He-Konzentration auch um den gleichen Betrag stärker verspröden würde wie der Werkstoff Nr. 1.4988. Neben der Tatsache, daß die Versprödung nicht proportional zur He-Menge ist, muß natürlich die Vorbehandlung und das Bruchverhalten der einzelnen Werkstoffe berücksichtigt werden.

Man kann jedoch davon ausgehen, daß mit steigender He-Konzentration auch die Versprödung zunimmt. Umfangreiche Untersuchungen an den Stählen AISI 304, 304 L und 316 ²⁶⁾²⁷⁾²⁸⁾²⁹⁾ bei denen α -Teilchen durch eine Bestrahlung im Zyklotron eingebracht wurden, lassen diese Tendenz erkennen. In Abb. 13 sind die Ergebnisse für den lösungsgeglühten Stahl AISI 304 dargestellt ²⁶⁾. Aufgetragen ist die relative Abnahme der Bruchdehnung $(\delta_0 - \delta) / \delta_0$ im Zugversuch in Abhängigkeit von der He-Konzentration für verschiedene Prüftemperaturen (δ = Bruchdehnung nach Bestrahlung, δ_0 = Bruchdehnung vor Bestrahlung). Die Ergebnisse lassen sich durch zwei Streubänder darstellen, aus denen deutlich wird, daß die Versprödung mit dem Logarithmus der He-Konzentration bzw. der Neutronendosis zunimmt. Es fällt hierbei auf, daß bei Prüftemperaturen zwischen 600 und 650°C der Bestrahlungseinfluß noch äußerst gering ist, zu hohen Temperaturen hin jedoch stark zunimmt.

Verglichen werden diese Ergebnisse mit Reaktorbestrahlungen aus dem EBR II ³⁰⁾³¹⁾³²⁾, wobei die Bestrahlungstemperatur 400-460°C betrug. Dieser Vergleich soll mehr qualitativer Natur sein, denn ein direkter Vergleich ist aus folgenden Gründen problematisch:

- a) es handelt sich nicht um Material aus einer Charge,
- b) für Reaktor- und Zyklotronbestrahlungen wurden im Zerreißversuch verschiedene Verformungsgeschwindigkeiten gewählt,
- c) für die He-Konzentration muß ein Neutronendosenäquivalent angenommen werden.

Für den letzten Punkt wurde insofern eine befriedigende Lösung gefunden, als bei den bei 600 und 700°C untersuchten Prüflingen die He-Konzentration

gemessen wurde. Dabei entsprach einer Neutronendosis von $3,8 \cdot 10^{21}$ n/cm² bzw. $3,3 \cdot 10^{22}$ n/cm² eine He-Konzentration von 2 bzw. 16 ppm³²⁾. Für die restlichen EBR II-Bestrahlungen wurden diese Umrechnungsgrößen ebenfalls zugrundegelegt, was berechtigt erscheint, da alle Proben aus dem gleichen Kontrollstabführungsrohr stammten. Bemerkenswert ist hierbei vor allem, daß die gemessene He-Konzentration etwa um den Faktor 2 höher lag, als unter Berücksichtigung des EBR II-Spektrums über schnelle (n,α)-Reaktionen berechnet wurde. Ähnliche Ergebnisse werden auch von Dudey, Harkness und Farrer³³⁾ berichtet, die für die erhöhte He-Konzentration teilweise eine Diffusion des Stickstoffs zu den wärmeren Enden des Rohres verantwortlich machen. So wurde z.B. ein Gradient in der N₂-Konzentration von 45% entlang eines Kontrollstabführungsrohres gemessen. Außerdem nehmen diese Autoren an, daß die tatsächliche He-Konzentration auch zu einem großen Teil auf Verunreinigungen im Stahl zurückzuführen ist, über die keine Wirkungsquerschnitte vorliegen und deren genaue Konzentration ebenfalls nicht bekannt ist.

In Abb. 13 fällt auf, daß die relative Abnahme der Bruchdehnung bei der Reaktorbestrahlung höher liegt als bei den Zyklotronbestrahlungen. Dieses Verhalten kann nicht allein auf die HTV und damit auf die He-Produktion zurückgeführt werden. So zeigen Proben, die nach der Bestrahlung bei 1100°C eine Stunde gegläht wurden und dann bei 600 und 700°C zerrissen wurden (offene Kreise und Dreiecke), eine deutlich geringere Versprödung. Diese bleibende Versprödung wird der klassischen HTV zugeschrieben. Mit diesen Werten liefern Zyklotron- und Reaktorbestrahlungen durchaus vergleichbare Ergebnisse, vor allem wenn man berücksichtigt, daß bei den im EBR II bestrahlten Proben die Verformungsgeschwindigkeit um den Faktor 7 geringer war als bei den im Zyklotron bestrahlten Proben. Dabei macht sich der Unterschied in der Verformungsgeschwindigkeit bei 600°C stärker bemerkbar als bei 700°C, da die Versuchsdauer für die Diffusion des Heliums an die Korngrenzen bei vergleichsweise niedrigen Temperaturen von größerer Bedeutung ist als bei hohen Temperaturen.

Die Verbesserung der Duktilität durch eine Glühung 1100°C/1h wird auf das Ausheilen von Versetzungsloops und Poren zurückgeführt, die durch die niedrige Bestrahlungstemperatur von 400 bis 460°C eingefroren wurden. Wie man aus Abb. 14 entnehmen kann, waren die Versetzungsloops und Poren auch noch bei einer Prüftemperatur von 700°C wirksam, was sich z.B. durch eine Erhöhung der Streckgrenze bei dieser Temperatur um den Faktor 2 bemerkbar macht.

Nach der Glühung wurde über den gesamten Temperaturbereich von 370 bis 700°C kein Unterschied mehr in der Streckgrenze und Zugfestigkeit gemessen, während die Bruchdehnung des hochbestrahlten Materials bei 600 und 700°C Werte annahm, die etwa dem nicht geglühten und bis $3,8 \cdot 10^{21}$ n/cm² bestrahlten Material entsprachen. Bei tieferen Prüftemperaturen wurden hingegen keine Unterschiede mehr zwischen unbestrahltem und geglühtem Material festgestellt.

Zusammenfassend läßt sich zur Übertragbarkeit von Versuchsergebnissen auf verschiedene Reaktoren folgendes sagen: Solange nur die klassische HTV betrachtet wird, bei der die Versprödung nur auf das gebildete Helium zurückzuführen ist, lassen sich sicherlich gewisse Aussagen über den Grad der Versprödung in geplanten Reaktoren aus den bisherigen Versuchsergebnissen machen. Dazu muß eine Abschätzung der gesamten erzeugten He-Menge über die Wirkungsquerschnitte der Legierungselemente und die Neutronenspektren der Reaktoren durchgeführt werden. Darüberhinaus tragen Zyklotronbestrahlungen zu einer weiteren Abrundung des Bildes bei. Neben der klassischen HTV kann jedoch zusätzlich noch eine Versprödung durch stabile Versetzungsloops, Poren oder bestrahlungsinduzierte Ausscheidungen auftreten, die sehr stark von der Bestrahlungstemperatur abhängt und darüber hinaus in den einzelnen Reaktoren auch verschieden stark ausgeprägt sein sollte.

Literaturverzeichnis

1. C. G. Collins, G.L. Hammons, F.C. Robertshaw und W.H. Coutts;
APEX-Report 676 (1961)
2. D.R. Harries; J.Brit. Nucl. Energ. Soc. 1966, 74
3. K.D. Closs, H.J. Laue; KFK 1152 (1969)
4. C. Wassilew, H. Böhm, W. Scheibe; Reaktortagung 1971, Vortrag 231
5. A.L. Ward, J.J. Holmes; Nuclear Applications and Technology 9(1970)771
6. H.Böhm, H.Hauck, W.Leo, C.Wassilew;
Journal of Nuclear Materials 33 (1969) 343
7. K. Ehrlich; KFK 985 (1969) 35
8. K.Ehrlich, H.Böhm; IAEA-Symposium on Radiation Damage in
Reactor Materials, Wien 1969, paper SM-120/G-4
9. H.Böhm, W.Dienst, H.Hauck; KFK 445 (1966)
10. K.H. Reiff; Journal of Nuclear Materials 33 (1969) 129
11. W.R. Martin, J.R. Weir; ASTM Stp 426 (1967) 440
12. A.N. Stroh; Proceedings Royal Society 223A (1954) 404
13. A.N. Stroh; Advances in Physics 6 (1957) 418
14. J.O. Stiegler, J.R. Weir; ORNL-TM-2019 (1968)36
15. M. Weisz et al.; ASTM Stp 457 (1969) 352
16. F. Garofalo; Fundamentals of Creep and Creep-Rupture in
Metals, Mac-Millan, New York (1965)
17. E.E. Bloom, J.R. Weir; ASTM Stp 457 (1969) 261
18. H.Böhm, G.Heß; Proceedings International Meeting on Fast Reactor
Fuel and Fuel Elements, Karlsruhe (1970) 732
19. G. Heß; persönliche Mitteilung
20. J.R. Birss; Journal of Nuclear Materials 34 (1970) 241
21. Interatom; persönliche Mitteilung
22. CEN Mol; persönliche Mitteilung
23. N.J. Freeman, J.F. Barry, N.L. Campbell;
to be published in J.Nucl. Energy

24. J.Weitman, N. Daverhog; Proc. 2nd Washington Conference on Neutron Cross Sections and Technology 1 (1968) 125
25. D.J. Hughes, R.B. Schwartz; Neutron cross section BNL 325 2nd ed. Vol. 1, Suppl. 2 (1964)
26. D.Kramer, H.R. Brager, C.G. Rhodes, A.G. Pard; Journal of Nuclear Materials 25 (1968) 121
27. D.Kramer, K.R. Garr, C.G. Rhodes, A.G.Pard; Symposium on Radiation Damage in Reactor Materials, Wien (1969) paper SM-120/C-7
28. D.Kramer, K.R. Garr, C.G. Rhodes, A.G. Pard; Journal of the Iron and Steel Institute (August 1969) 1141
29. K.R. Garr, D. Kramer, C.G. Rhodes; Metallurgical Transactions 2 (1971) 269
30. R. Carlander, S.D. Harkness, F.L. Yaggee; Nuclear Applications and Technology 7 (1969) 67
31. J.J. Holmes, R.E. Robbins, J.L. Brimhall; Journal of Nuclear Materials 32 (1969) 330
32. A.L. Ward, J.J. Holmes; Nuclear Applications and Technology 9 (1970) 771
33. N.D. Dudey, S.D. Harkness, H.Farrar; Nuclear Applications and Technology 9 (1970) 700
34. I. Langner, J.J. Schmidt und D. Woll KFK 750 (1968)
35. J. Weitman; TRANS ANS 13 (1970) 557
36. W.N. McElroy, H. Farrar IV; HEDL-SA-193 (1971) 23
37. A.A. Bauer, M. Kangilaski; Journal of Nuclear Materials 42 (1972) 91
38. K.D. Closs; Atomwirtschaft 17 (1972) 315

Tabelle 1: Neutronenflüsse in den Reaktoren BR 2, SNR, PFR und DFR 20)21)22)

	BR 2	SNR	PFR	DFR
Neutronenfluß gesamt ϕ_{ges} (n/cm ² · s)	1,0 x 10 ¹⁵	6,0 x 10 ¹⁵	8,8 x 10 ¹⁵	2,5 x 10 ¹⁵
Neutronenfluß > 0,1 MeV $\phi(>0,1 \text{ MeV})$ (n/cm ² · s)	4,0 x 10 ¹⁴	3,4 x 10 ¹⁵	5,1 x 10 ¹⁵	2,2 x 10 ¹⁵
$\frac{\phi(>0,1 \text{ MeV})}{\phi_{ges}}$	0,399	0,569	0,573	0,875
$\frac{\phi(>3,66 \text{ MeV})}{\phi_{ges}}$	0,029	0,011	0,011	0,027
$\frac{\phi(>3,66 \text{ MeV})}{\phi(>0,1 \text{ MeV})}$	0,075	0,020	0,020	0,031

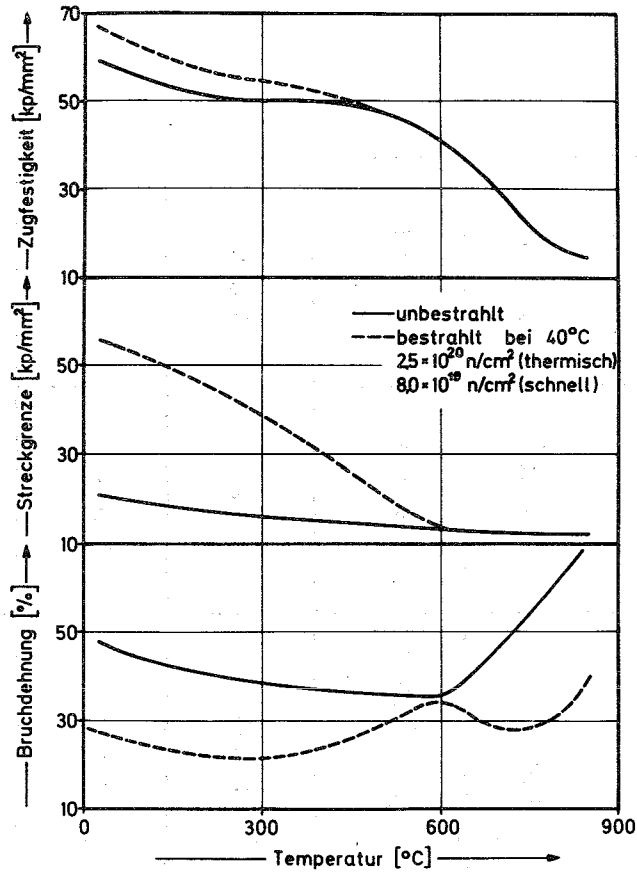


Abb. 1: Kurzzeitfestigkeit eines 20/25 CrNiNb-Stahls²⁾

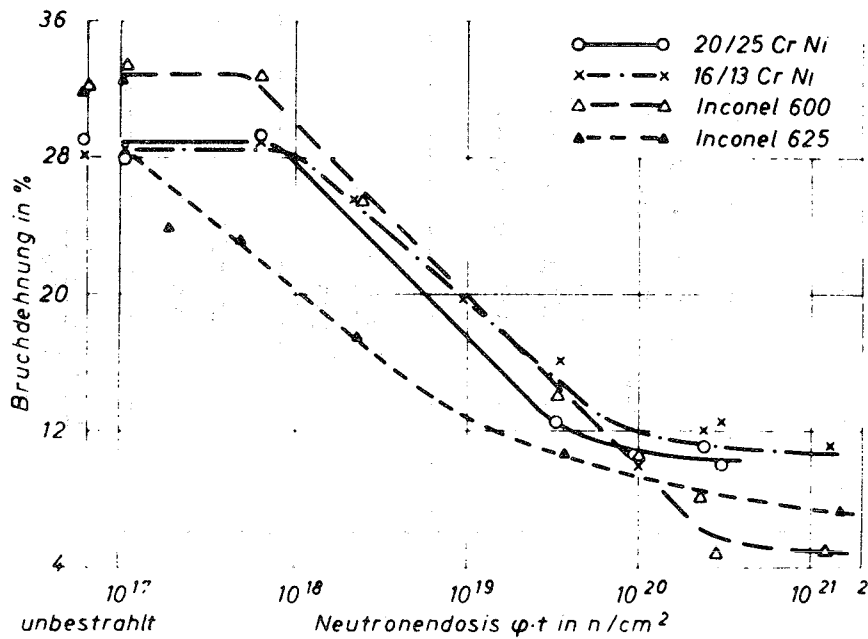


Abb. 2: Bruchdehnung bei 750°C in Abhängigkeit von der thermischen Neutronendosis für verschiedene Stähle und Nickellegierungen⁹⁾

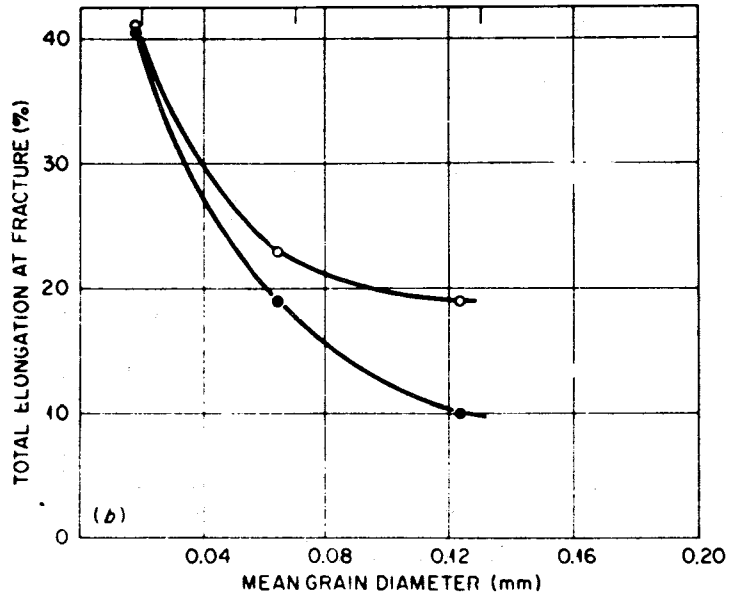


Abb. 3: Bruchdehnung bei 700°C in Abhängigkeit von der Korngröße für bestrahlten(•) und unbestrahlten (◦) Stahl AISI 304

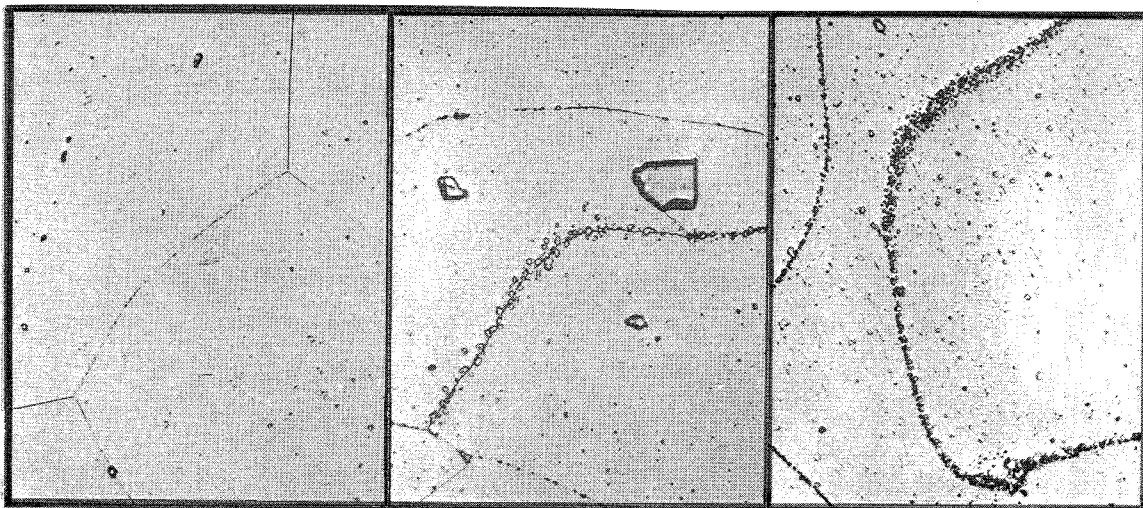


Abb. 4: Gefügestände des Werkstoffs Nr. 1.4970 in Abhängigkeit von der Vorbehandlung¹⁹⁾

a
lösungsgeglüht

b
lösungsgeglüht +
1025°C/5h

c
lösungsgeglüht +
900°C/5h

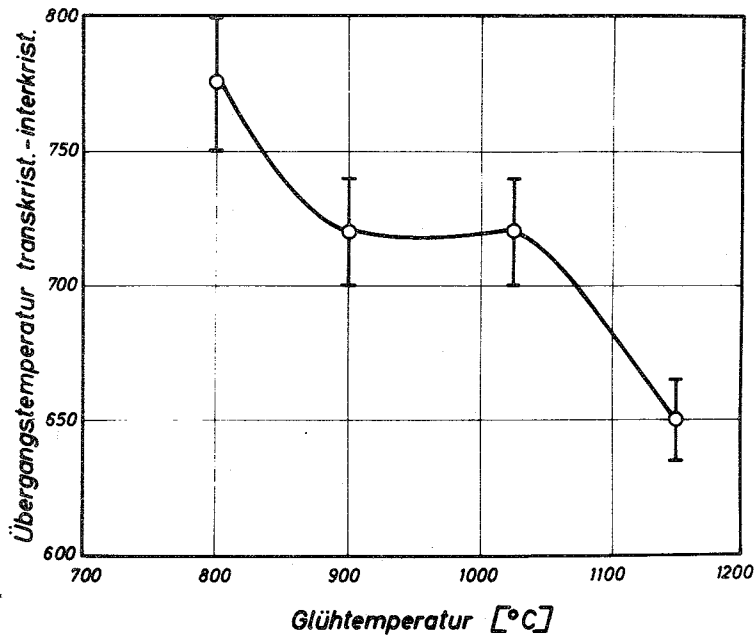


Abb. 5: Übergangstemperatur vom transkristallinen zum interkristallinen Bruch für den Werkstoff Nr. 1.4970 nach einer Neutronenbestrahlung¹⁸⁾

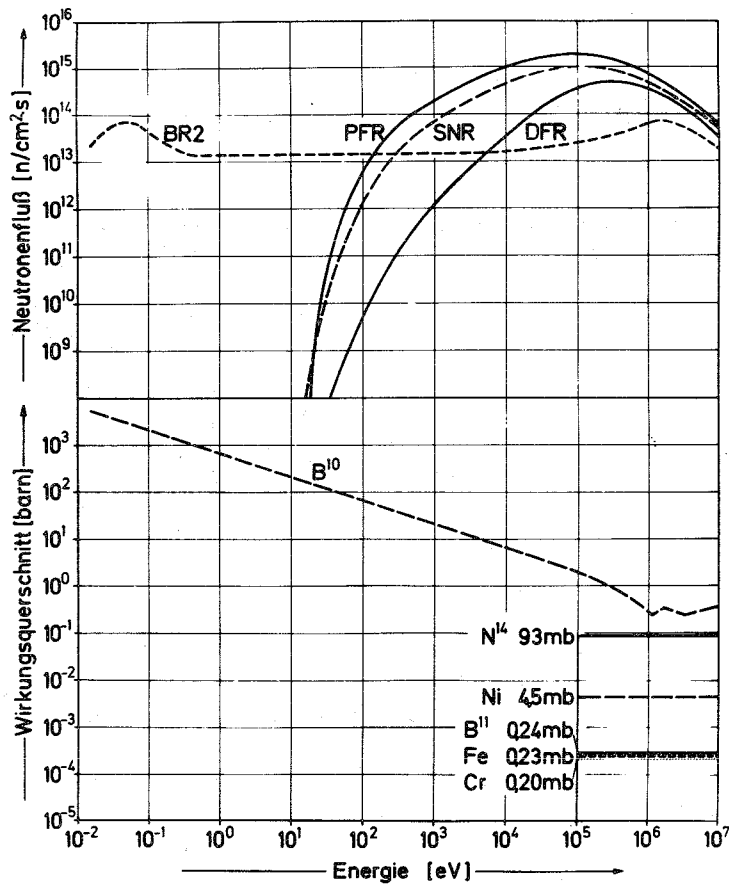


Abb. 6: Neutronenspektren verschiedener Reaktoren und Wirkungsquerschnitte einiger Elemente für (n,α)-Reaktionen

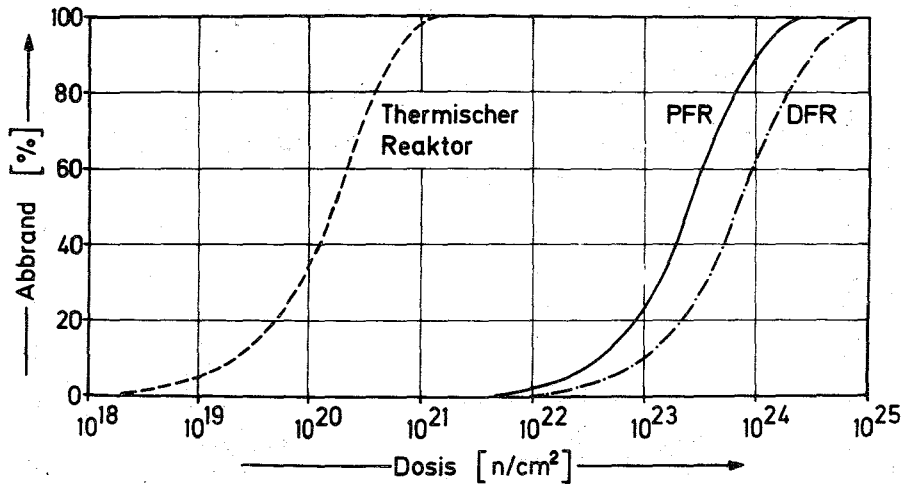


Abb. 7: B^{10} -Abbrand in thermischen und schnellen Reaktoren²⁰⁾

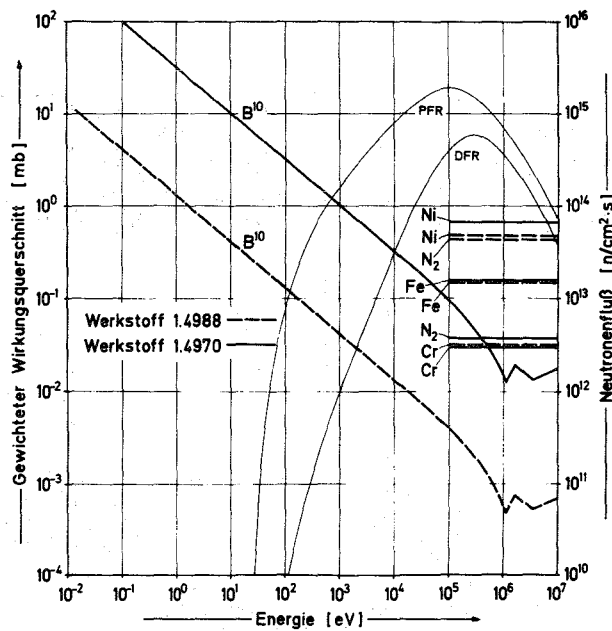


Abb. 8: Gewichtete Wirkungsquerschnitte einzelner Elemente für die Werkstoffe Nr. 1.4988 u. 1.4970

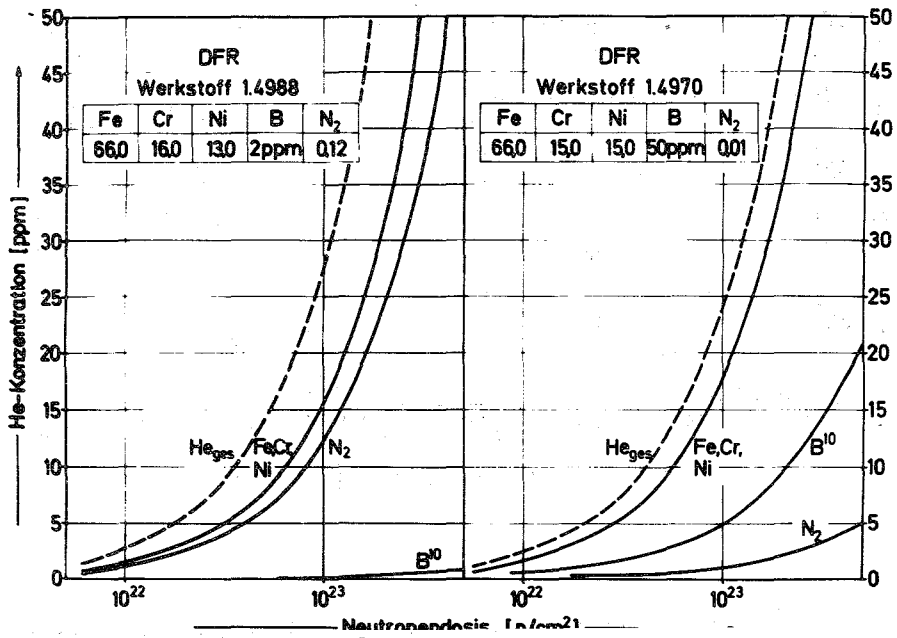


Abb. 9: He-Erzeugung im DFR für die Werkstoffe Nr. 1.4988 und 1.4970

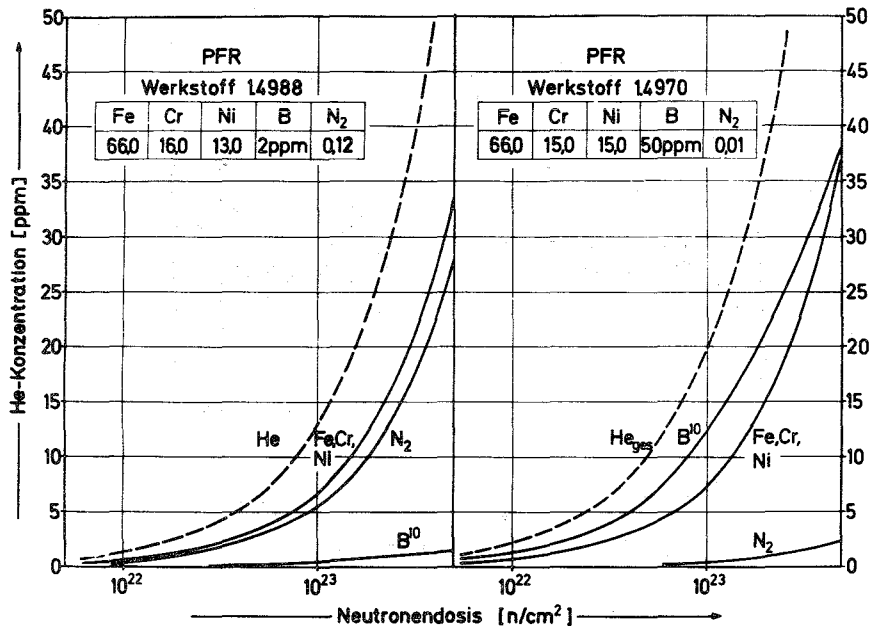


Abb. 10: He-Erzeugung im PFR für die Werkstoffe Nr. 1.4988 und 1.4970

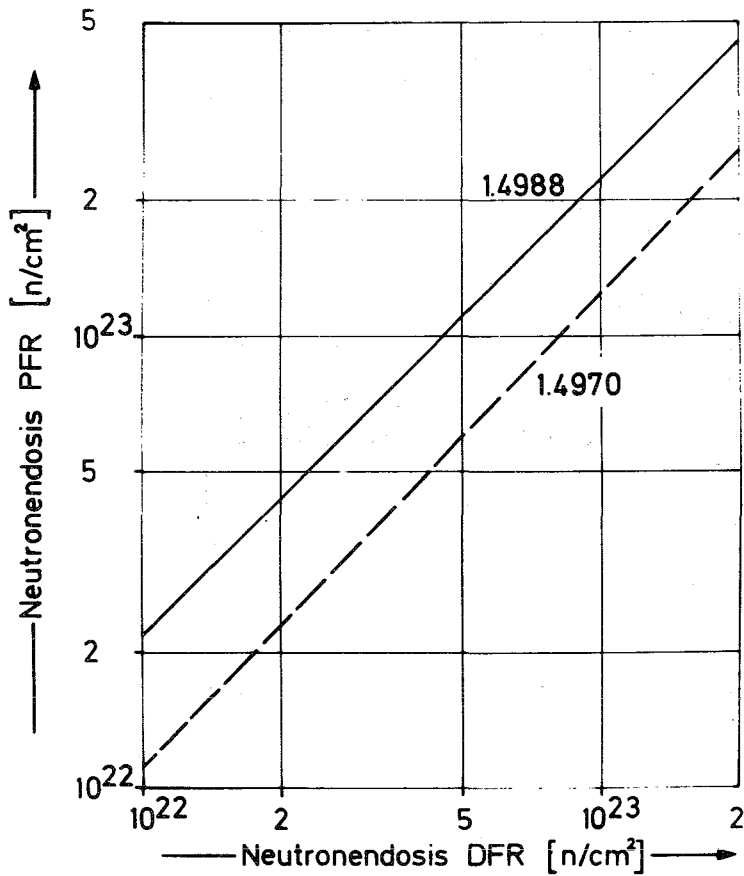


Abb. 11:

Vergleich der Neutronendosen im PFR und DFR zum Erreichen einer äquivalenten He-Menge für die Werkstoffe Nr. 1.4988 und 1.4970

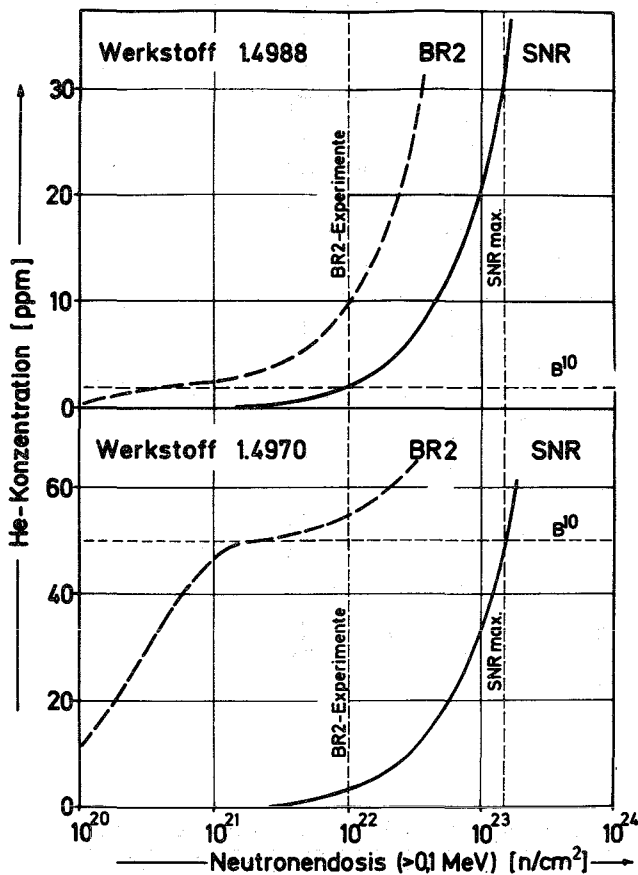


Abb. 12:

He-Erzeugung im BR 2 und SNR für die Werkstoffe Nr. 1.4988 und 1.4970

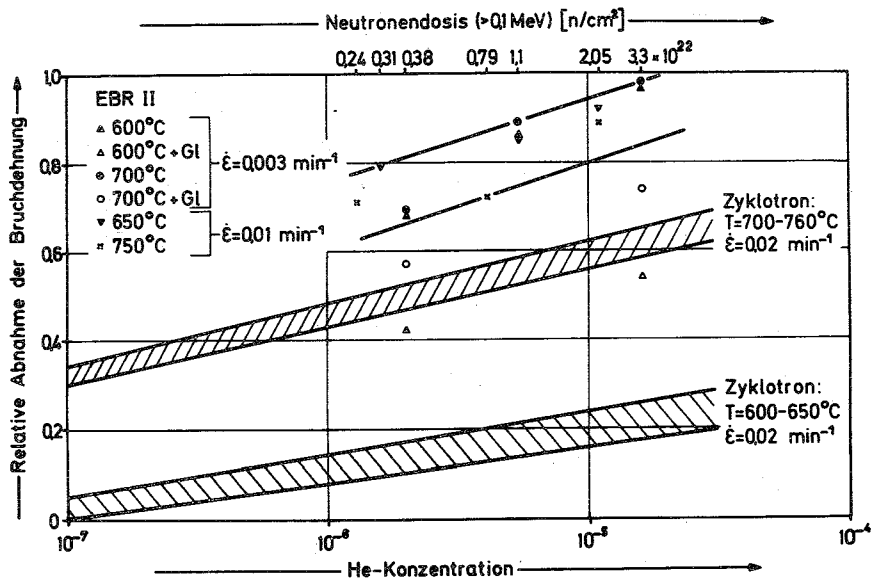


Abb. 13: Versprödung des Stahls AISI 304 durch Zyklotron- und Reaktorbestrahlungen

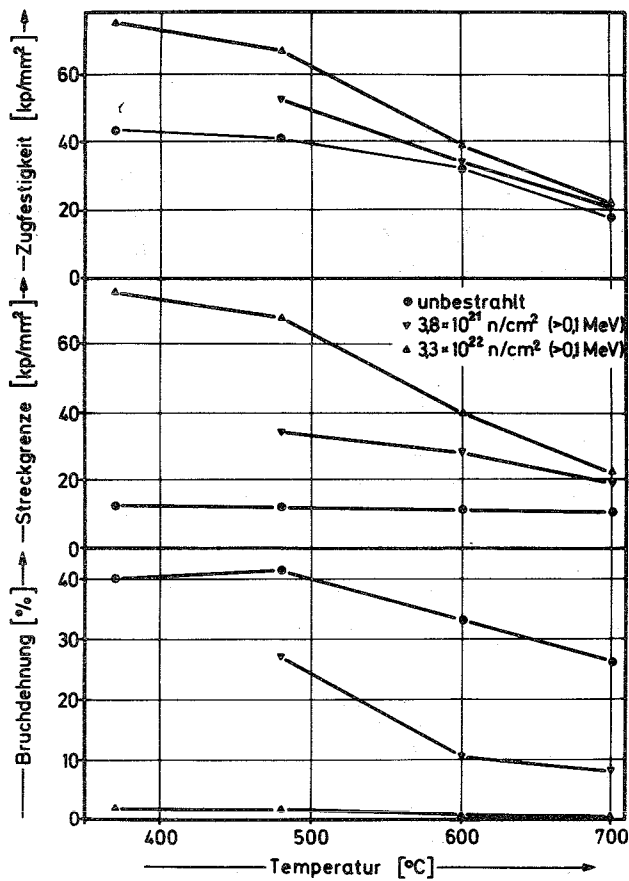


Abb. 14: Kurzzeitfestigkeit des Stahls AISI 304 vor und nach einer Bestrahlung im schnellen Neutronenfluß³²⁾