

KfK 2590
März 1978

Werkstoffe für Fusionsreaktoren

zusammengestellt von K. Ehrlich
Institut für Material- und Festkörperforschung

Kernforschungszentrum Karlsruhe

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

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Material- und Festkörperforschung

KfK 2590

Werkstoffe für Fusionsreaktoren

zusammengestellt von K. Ehrlich

mit Beiträgen von:

K. Ehrlich, B.L. Eyre⁽¹⁾, D. Kaletta,

R. Klingelhöfer⁽²⁾, G.L. Kulcinski⁽³⁾

Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H., Karlsruhe

(1) Metallurgy Division, UKAEA-Harwell, England

(2) Institut für Kernverfahrenstechnik, KfK

(3) University of Wisconsin, USA

INHALTS VERZEICHNIS

I.	Kernfusion, Grundlagen und Entwicklungsstand Rolf Klingelhöfer	1
II.	Werkstoffe für die erste Wand von Fusions- reaktoren Karl Ehrlich	11
III.	Die Bedeutung der Fusionsneutronen für die Strahlenschäden in einer ersten Wand Dietmar Kaletta	32
IV.	Simulation der Strahlenschädigung in Werk- stoffen für Fusionsreaktoren Brian L. Eyre	58
V.	Fortschritte in der Materialforschung für Fusionsreaktoren Gerald L. Kulcinski	72

Zusammenfassung

Werkstoffe für Fusionsreaktoren

K. Ehrlich, B.L. Eyre, D. Kaletta, R. Klingelhöfer, G.L. Kulcinski

Der vorliegende Bericht enthält fünf Beiträge, die als Vorträge im Rahmen des IMF-Institutseminars im Sommer 1977 gehalten wurden. Zweck der Vortragsreihe war es, Materialfragen künftiger Fusionsreaktoren vornehmlich unter dem Gesichtspunkt der Strahlenschädigung zu diskutieren.

Im ersten Vortrag werden einleitend die grundlegenden plasmaphysikalischen Probleme erörtert und der gegenwärtige Entwicklungsstand der Kernfusion dargestellt. In den zwei anschließenden Vorträgen wird auf die metallischen Werkstoffe eingegangen, die für die erste Wand und für Strukturbauteile eines Fusionsreaktors zur Verfügung stehen. Entsprechend der Bedeutung der Strahlenschädigung für die Legierungsauswahl wird der mögliche Einfluß der Fusionsneutronen mit ihrem 14 MeV-Peak auf die verschiedenen Bestrahlungssphänomene diskutiert. Die Frage nach den zur Zeit existierenden experimentellen Einrichtungen zur Simulation der Strahlenschädigung unter fusionsreaktorspezifischen Bedingungen wird im vierten Beitrag untersucht und es werden die Begrenzungen der einzelnen Methoden herausgearbeitet. In diesem Zusammenhang wird auch die Rolle künftiger intensiver Neutronenquellen und Materialtestreaktoren erörtert. Der letzte Beitrag gibt einen allgemeinen Überblick zum Status der Materialforschung metallischer und nichtmetallischer Werkstoffe auch im Hinblick auf die sehr unterschiedlichen Anforderungen bei verschiedenen Reaktorkonzepten, er schließt mit einer kurzen Untersuchung zur Verfügbarkeit von Fusionsreaktor-Materialien.

Summary

Materials for Fusion Reactors

K. Ehrlich, B.L. Eyre, D. Kaletta, R. Klingelhöfer, G.L. Kulcinski

The following report describes five papers which were given during the IMF seminar series summer 1977. The purpose of this series was to discuss especially the irradiation behaviour of materials intended for the first wall of future fusion reactors.

The first paper deals with the basic understanding of plasma physics relating to the fusion reactor and presents the current state of art of fusion technology. The next two talks discuss the metals intended for the first wall and structural components of a fusion reactor. Since 14 MeV neutrons play an important part in the process of irradiation damage their role is discussed in detail. The question which machines are presently available to simulate irradiation damage under conditions similar to the ones found in a fusion reactor are investigated in the fourth talk which also presents the limitations of the different methods of simulation. In this context also discussed is the importance future intensive neutron sources and materials test reactors will have for this problem area. The closing paper has as a theme the review of the present status of research of metallic and non-metallic materials in view of the quite different requirements for different fusion systems; a closing topic is the world supply on rare materials required for fusion reactors.

I. KERNFUSION, GRUNDLAGEN UND ENTWICKLUNGSSTAND

ROLF KLINGELHÖFER

Institut für Kernverfahrenstechnik
der Universität und des Kernforschungszentrum Karlsruhe

Inhalt:

- 1) Die Zündungstemperatur und die Selbsterhaltungsbedingung eines D-T-Plasmas
- 2) Die mit Tokamaks erzielten Plasmatemperaturen und Einschlußzeiten
- 3) Die Grenzen der Ohm'schen Heizung
- 4) Plasmaheizung durch Injektion beschleunigter und neutralisierter Ladungsträger ("neutral injection")
- 5) Andere Methoden zur Erzeugung thermonuklearer Plasmen
- 6) Die technischen Probleme des Fusionsreaktors

1. Die Zündtemperatur und die Selbsterhaltungsbedingung eines D-T-Plasmas

Das wesentliche physikalische Problem bei der Nutzung von Kernfusionsreaktionen für die Energiegewinnung beruht bekanntlich darauf, daß beide Reaktionspartner im Gegensatz zur Kernspaltung Ladungsträger sind. Um die Coulombbarriere zu überwinden, muß die kinetische Energie der Träger so hoch sein, daß sich selbst im günstigsten Fall, d. h. unter Ausnutzung der Deuterium-Tritiumreaktion eine Zündtemperatur des Fusionsplasmas von 40 Millionen Grad ergibt. Man kann abschätzen, daß oberhalb dieser Temperatur die Leistungsverluste des Plasmas infolge Wärmeleitung und Strahlung durch die Kernfusionsleistung kompensiert werden können und das Plasma sich selbst erhalten kann. Die Selbsterhaltungsbedingung lautet: das Plasma muß thermisch so gut isoliert werden, daß die Einschlußzeit τ_E für den thermischen Energieinhalt des Plasmas bei vorgegebener Ionendichte n den in Fig. 1 aufgetragenen, von der Temperatur abhängigen Wert des Produktes $n \cdot \tau_E$ erreicht (Lawson-Kriterium).

2. Die mit Tokamaks erzielten Plasmatemperaturen und Einschlußzeiten

Um ein stationäres Plasma thermisch von seiner Gefäßwand zu isolieren, wird es bekanntlich in einem Magnetfeld erzeugt. Mehrere Verfahren, die sich in der Magnetfeldkonfiguration und durch die Methode, das Plasma herzustellen, unterscheiden, werden verfolgt. Man erwartet, daß es mit dem sogenannten Tokamak als erstem gelingt, das Lawson-Kriterium zu erfüllen.

Fig. 2 zeigt das Prinzip des Tokamakverfahrens. In einem toroidalen Entladungsgefäß wird mit Spulen längs des Torus ein Magnetfeld erzeugt (typische Werte liegen bei 25-50 Tesla). Das mit Wasserstoff gefüllte Gefäß ist als Sekundärwicklung eines Transformators geschaltet, mit dem eine Ringentladung induziert wird. Der Ringstrom wird im wesentlichen von Elektronen getragen, die ihre kinetische Energie, die sie in dem induzierten elektrischen Feld aufnehmen, ständig durch Stöße auf die Ionen des Plasmas übertragen (Ohmsche Heizung). Auf diese Weise wurden in Tokamaks bisher Ionentemperaturen von ungefähr 10^7 Grad erzielt. Die zugehörigen $n \cdot \tau_E$ -Werte liegen bei 10^{13} sec/cm³ (s. Fig. 1). Die Erfahrung zeigt, daß die Energieeinschlußzeit τ_E mit dem Plasmaradius wächst. Das entspricht der Erwartung, denn mit wachsendem Plasmaradius wird

das Verhältnis der Plasmaoberfläche, durch die die Energie entweicht, zum Plasmavolumen, in dem die Energie erzeugt wird, verkleinert. (Representative Werte heutiger Tokamaks: $\tau_E \sim 60$ msec bei einem Plasmadurchmesser von 80 cm). Wenn sich der beobachtete Trend als tragfähig erweist, sollten $n \cdot \tau_E$ -Werte von $> 10^{14}$ sec/cm³ mit Tokamakplasmen von einigen Metern Radius, was typisch ist für Tokamakreaktorkonzepte, erreichbar sein.

3. Die Grenzen der Ohm'schen Heizung

Während sich andeutet, daß ein hinreichend großer $n \cdot \tau_E$ -Wert durch die thermische Isolierung des Plasmas im Magnetfeld eines Tokamaks mit einer technisch nicht unvernünftigen Vergrößerung des Plasmas erreichbar ist,^{*)} zeigt die Erfahrung, daß sich die Plasmatemperatur allein durch Ohm'sche Heizung wahrscheinlich nicht einmal bis zur Zündtemperatur von $4 \cdot 10^7$ Grad, geschweige denn bis zur anvisierten Betriebstemperatur eines Reaktors von mehr als 10^8 Grad - in der Nähe des Minimums der Kurve in Fig. 1 - erhöhen läßt.

Die Gründe hierfür sind:

- 1) darf die Stromstärke des Ringstromes einen bestimmten Maximalwert, gegeben durch die Größe des toroidalen Magnetfeldes und die Abmessungen des Torus nicht überschreiten, weil das Plasma sonst instabil wird, d. h. seine ringförmige Gestalt verliert und zerfällt. (Die Stromgrenze wird von der Plasmatheorie in quantitativer Übereinstimmung mit dem Experiment vorausgesagt).
- 2) wächst die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas mit zunehmender Temperatur; bei 10^7 Grad ist die Leitfähigkeit der Wasserstoffplasmen in Tokamaks größer als die von Eisen.

Beide Eigenschaften begrenzen die durch Ohm'sche Heizung im Plasma erzeugbare Leistungsdichte. Man kann abschätzen, daß die maximal erreichbare Temperatur, gegeben durch das Gleichgewicht zwischen erzeugter Leistungsdichte und Verlustleistungsdichte durch Wärmeleitung und Strahlung auch in größeren Tokamaks nur von der Größenordnung 10^7 Grad sein wird. Es wurde deswegen notwendig, zusätzliche effektivere Heizverfahren einzusetzen, wobei sich die Plasmaheizung durch Injektion beschleunigter Teilchen als besonders geeignet erwies (s.Fig.3).

^{*)} Die Wärmeleitfähigkeit der Tokamakplasmen bezüglich der Wärmeleitung rechtwinklig zum Magnetfeld ist um eine Zehnerpotenz kleiner als die Wärmeleitfähigkeit des Isolierstoffs Glaswolle.

4. Plasmaheizung durch Injektion beschleunigter und neutralisierter Ladungsträger ("neutral injection")

Beschleunigte Wasserstoffionen werden bei diesem Verfahren auf eine kinetische Energie, die groß ist gegen die thermische Energie der Plasmaionen von ungefähr 1 keV beschleunigt und anschließend in einer Gaszelle durch Umladung neutralisiert, damit sie im Magnetfeld nicht abgelenkt werden. Beim Eindringen ins Plasma werden die schnellen Neutralteilchen von den Ionen und Elektronen erneut ionisiert und im Magnetfeld eingefangen. Durch Stöße geben sie sukzessive ihre Energie an die Plasmateilchen ab. Dabei steigt die Temperatur des Plasmas.

Bei der Erprobung der Methode wurde eine Ionentemperatur von fast 20 Millionen Grad erzielt, wobei die Ohm'sche und die injizierte Leistung von gleicher Größenordnung waren.

Die Reaktorkonzepte sehen vor, daß mit diesem Verfahren das Plasma so lange geheizt wird, bis die Dichte der bei der D-T-Reaktion entstehenden und vom Magnetfeld eingefangenen α -Teilchen ($d + t \rightarrow \alpha + 3,5 \text{ MeV} + n + 14,1 \text{ MeV}$) so groß, daß die α -Teilchenleistung ausreicht, um die Verlustleistung des Plasmas durch Wärmeleitung und Strahlung zu decken. Wenn dieser Zustand erreicht ist, kann das Plasma sich selbst bei seiner Betriebstemperatur erhalten, und die Injektionsheizung wird abgestellt. "Neutral injection" ist als "Streichholz" gedacht, mit dem das durch Ohm'sche Heizung vorgeheizte Plasma gezündet werden soll; die Selbsterhaltung soll anschließend die α -Teilchenheizung übernehmen.

Die hier behandelte Injektion ist nicht zu verwechseln mit der Nachfüllung von Wasserstoff, um Plasmateilchen, die durch Diffusion rechtwinklig zum Magnetfeld oder durch Kernfusion verloren gehen, zu ersetzen. Zu diesem Zweck sind zusätzliche Injektoren vorgesehen, mit denen kaltes Deuterium und Tritium in das Plasma eingeführt wird, damit die Plasmadichte konstant bleibt. Diese Injektoren für die Brennstoffnachfüllung müssen natürlich ständig in Betrieb sein.

5. Andere Methoden zur Erzeugung thermonuklearer Plasmen

An zweiter Stelle wird im Fusionsprogramm der USA nach den Tokamaks die sogenannte Spiegelmaschine gefördert. Es handelt sich um eine lineare Magnetfeldanordnung, was gegenüber einem Torus für Wartung- und Reparaturarbeiten von

großem Vorteil, jedoch für den Plasmaeinschluß von Nachteil ist. In Europa wird diese Linie nicht mehr verfolgt.

Eine dem Tokamak ähnliche Anordnung ist der Stellarator, in dem das für den stabilen Plasmaeinschluß notwendige verdrillte Magnetfeld (s. Fig. 2) nicht durch einen induzierten Strom sondern durch äußere zusätzliche Spulen erzeugt wird. Der Stellarator kann deshalb grundsätzlich stationär betrieben werden.

In Plasmen, die man durch Stoßentladungen mit magnetischer Kompression herstellt, konnten Temperaturen bis ca. 10^8 Grad erzielt werden, die Einschlußzeiten sind bisher wesentlich kleiner als bei den Tokamaks.

Ein besonders in den USA in den letzten Jahren stark gefördertes Verfahren ist die Laserfusion, bei der das Plasma bewußt nicht eingeschlossen wird. Kleine Wasserstoffkugeln werden konzentrisch mit Laserlicht bestrahlt und in ein heißes Plasma verwandelt. Es kommt dabei zu einer Kontraktion der Kugeln mit anschließender Expansion.

Selbst wenn es gelingt, mit dieser Methode mehr Energie durch Kernfusionsreaktionen zu erzeugen, als mit dem Laserlicht in der Kugel als thermische Energie deponiert wird, hat die Laserfusion den Nachteil des relativ kleinen Wirkungsgrades der Laser. Außerdem wird die Energie in Form von Mikroexplosionen während ungefähr einer Nanosekunde angeliefert in einem dagegen sehr großen zeitlichen Abstand, selbst wenn alle technischen Möglichkeiten ausgeschöpft werden.

6. Die technischen Probleme des Fusionsreaktors

Infolge der relativ günstigen plasmaphysikalischen Entwicklung während der letzten zehn Jahre rücken in zunehmendem Maße die technischen Schwierigkeiten in den Vordergrund, die neben den plasmaphysikalischen beim Bau eines Fusionsreaktors überwunden werden müssen. Insbesondere für Tokamakreaktoren liegt eine größere Zahl von Reaktorkonzepten vor. In Fig. 4 sind die Zonen, die das Plasma eines D-T-Reaktors umgeben werden, schematisch dargestellt. In einem Li-haltigen Mantel wird mit den aus dem Plasma kommenden Neutronen über den Prozeß $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ der Brennstoff Tritium gebrütet. In dieser Zone werden gleichzeitig die Neutronen gebremst. Von hier muß die Reaktorleistung dem Kraftwerk zugeführt werden. In den Reaktorkonzepten werden flüssiges Lithium, nicht leitende Lithiumschmelzen oder Helium als Wärmetransportmittel diskutiert.

Zu denjenigen Komponenten des Reaktors, welche wahrscheinlich die größten Schwierigkeiten aufwerfen, zählt die Trennwand zwischen dem Plasma und dem Kühl- und Brütmantel. Die Neutronenstromdichte durch die Wand ist zwar kleiner als in dem Hüllmaterial der Brennstäbe schneller Reaktoren gleicher Leistung, aber wegen der größeren Neutronenenergie erhöht sich die He-Produktion mit den bekannten Problemen des Versprödens und Schwellens. Die Trennwand muß wahrscheinlich nach einer Einsatzzeit von der Größenordnung einiger Jahre ausgewechselt werden, wenn nicht neue Legierungen oder geeignete konstruktive Maßnahmen gefunden werden. Deshalb sind Materialien, die durch Neutronen wenig aktiviert werden und kurze Abklingzeiten haben, besonders gefragt.

Die äußerste Zone der Fusionsreaktoren enthält supraleitende Spulen. Bekanntlich ist der Leistungsverbrauch normal leitender Spulen unvertretbar groß im Vergleich zur Reaktorleistung. Die Reflektor- und Absorberzone schützt die Supraleiter samt der Kühlvorrichtung vor Neutronen und γ -Strahlen, die durch Neutronenaktivierung in der Reaktorstruktur entsteht.

Der Durchmesser der Spulen für einen Tokamakreaktor mit 5 GW thermischer Leistung liegt bei ca. 15 m.

Bisher völlig ungelöst ist die Nachfüllung des Plasmas mit kaltem Deuterium und Tritium. Die Schwierigkeit besteht darin, D-T-Geschosse solcher Größe und Geschwindigkeit zu produzieren, daß ein Materietransport in das Innere des heißen Plasmas von mehreren Metern Durchmesser möglich wird.

Mit dieser knappen Zusammenstellung sollten die technischen Probleme des Fusionsreaktors nur gestreift werden. Mit der zentralen Frage der Strahlen induzierten Schäden am Strukturmaterial des Reaktors werden sich die folgenden Vorträge dieses Seminars ausschließlich beschäftigen.

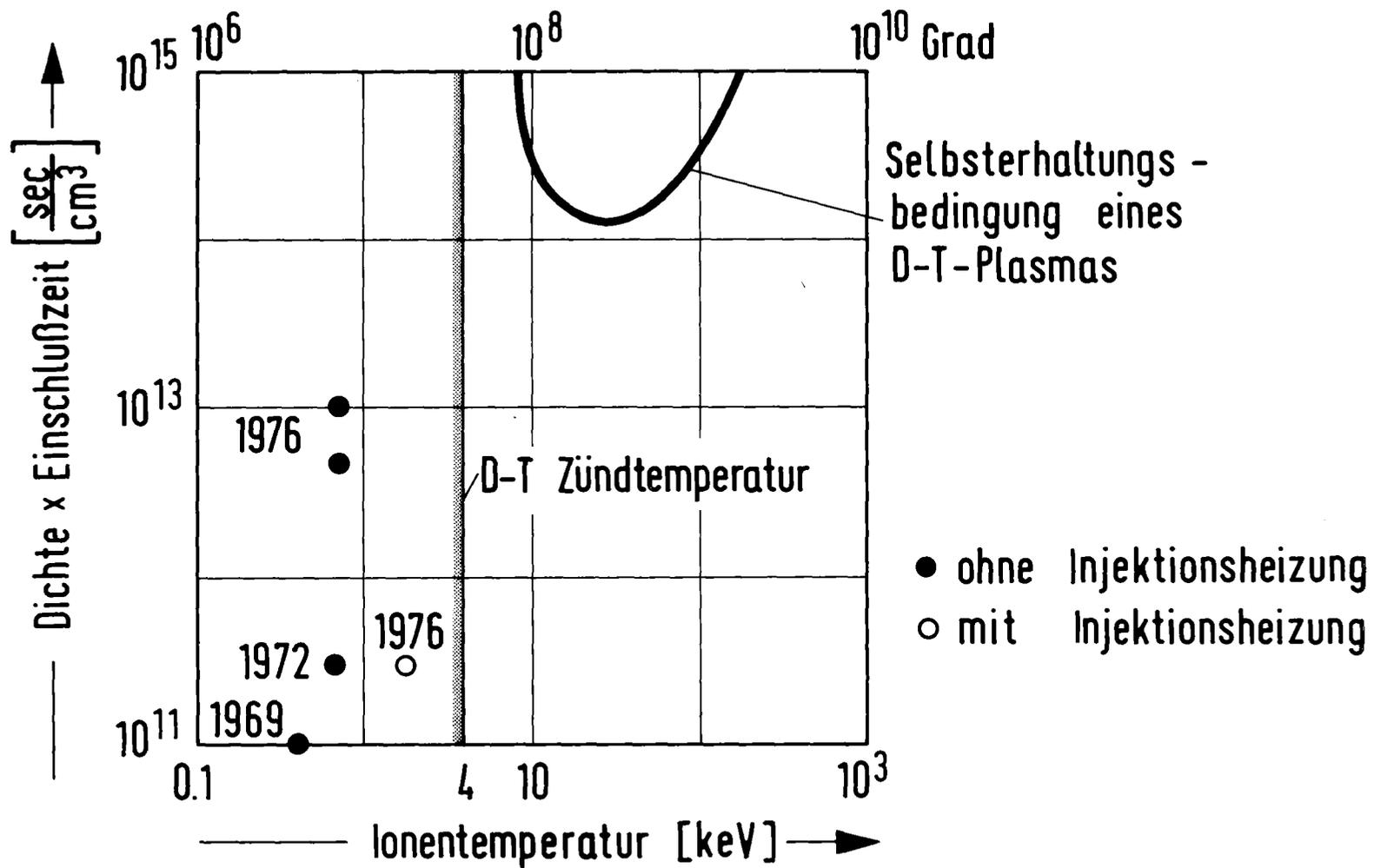


Fig. 1 Ein D-T-Plasma, dessen Produkt aus der Dichte n und der Einschlußzeit τ_E der thermischen Energie auf der eingezeichneten Kurve liegt, kann seine Energieverluste aus der α -Teilchen-Energie der D-T-Reaktion decken. (Die Punkte entsprechen einigen in Tokamaks erzielten Ergebnissen mit Angabe der Jahreszahl).

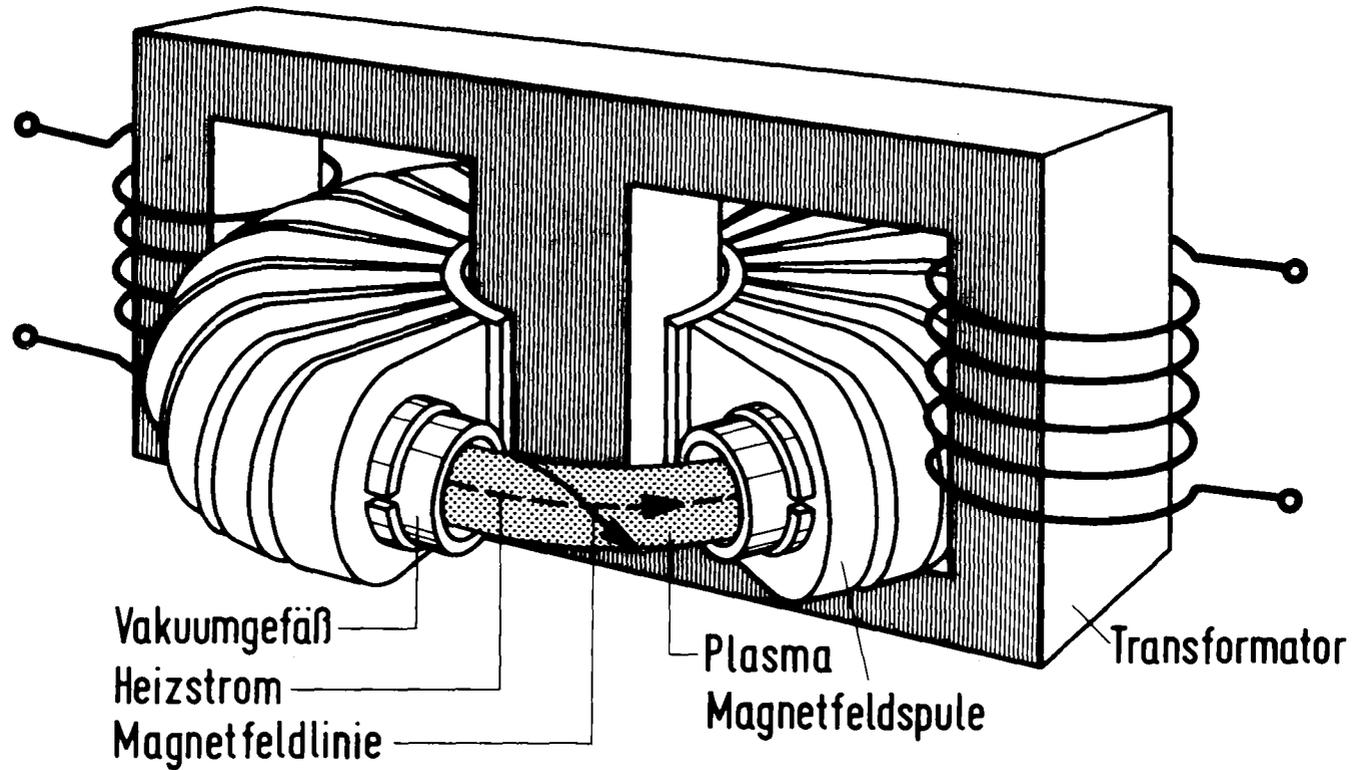


Fig. 2 Schematische Darstellung eines Tokamaks
 Die Verdrillung des Magnetfeldes resultiert aus der Überlagerung des Spulenfeldes und des dagegen kleinen Eigenfeldes des Plasmastromes.

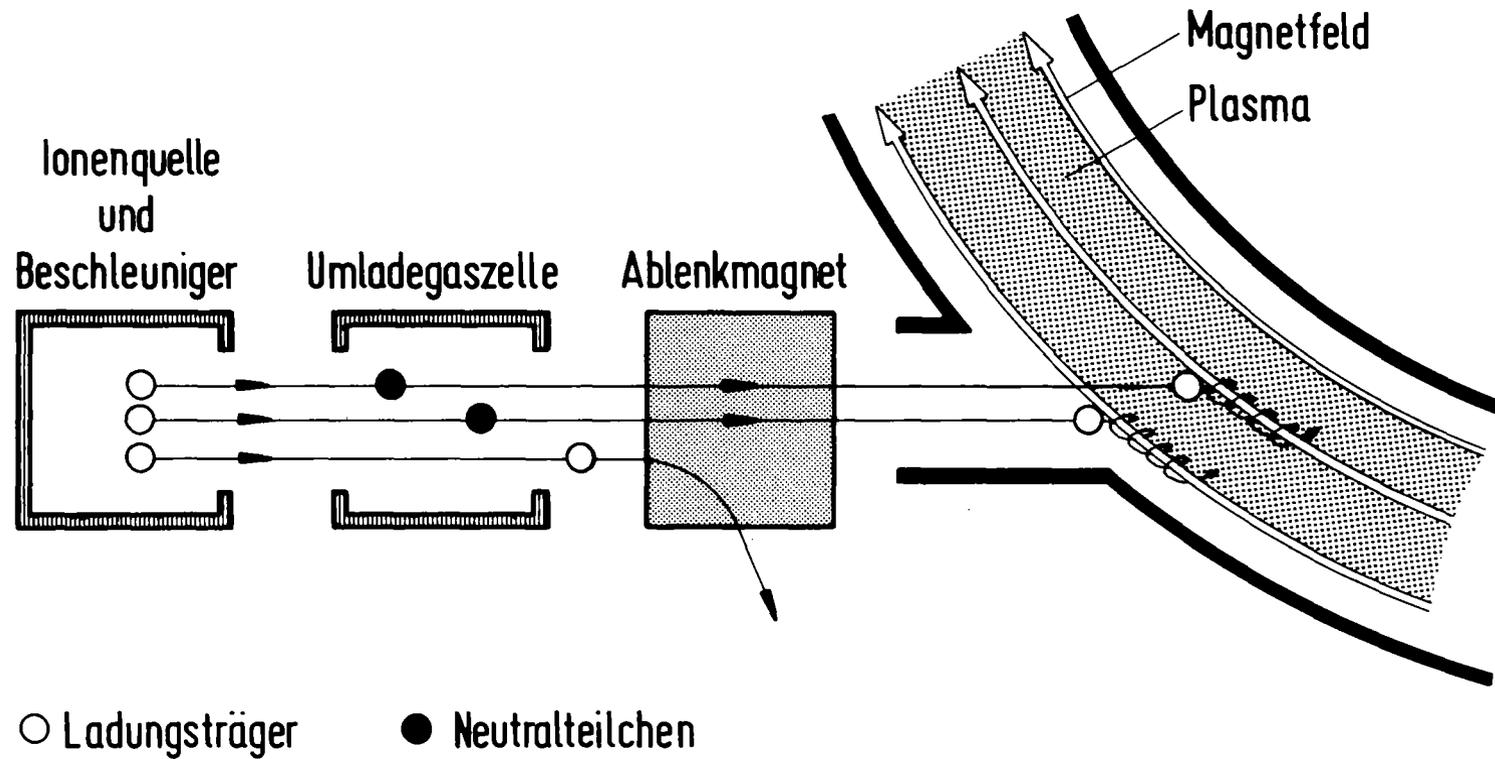


Fig. 3 Schematische Darstellung der Heizung eines Tokamakplasmas durch Injektion beschleunigter und anschließend neutralisierter Ionen.

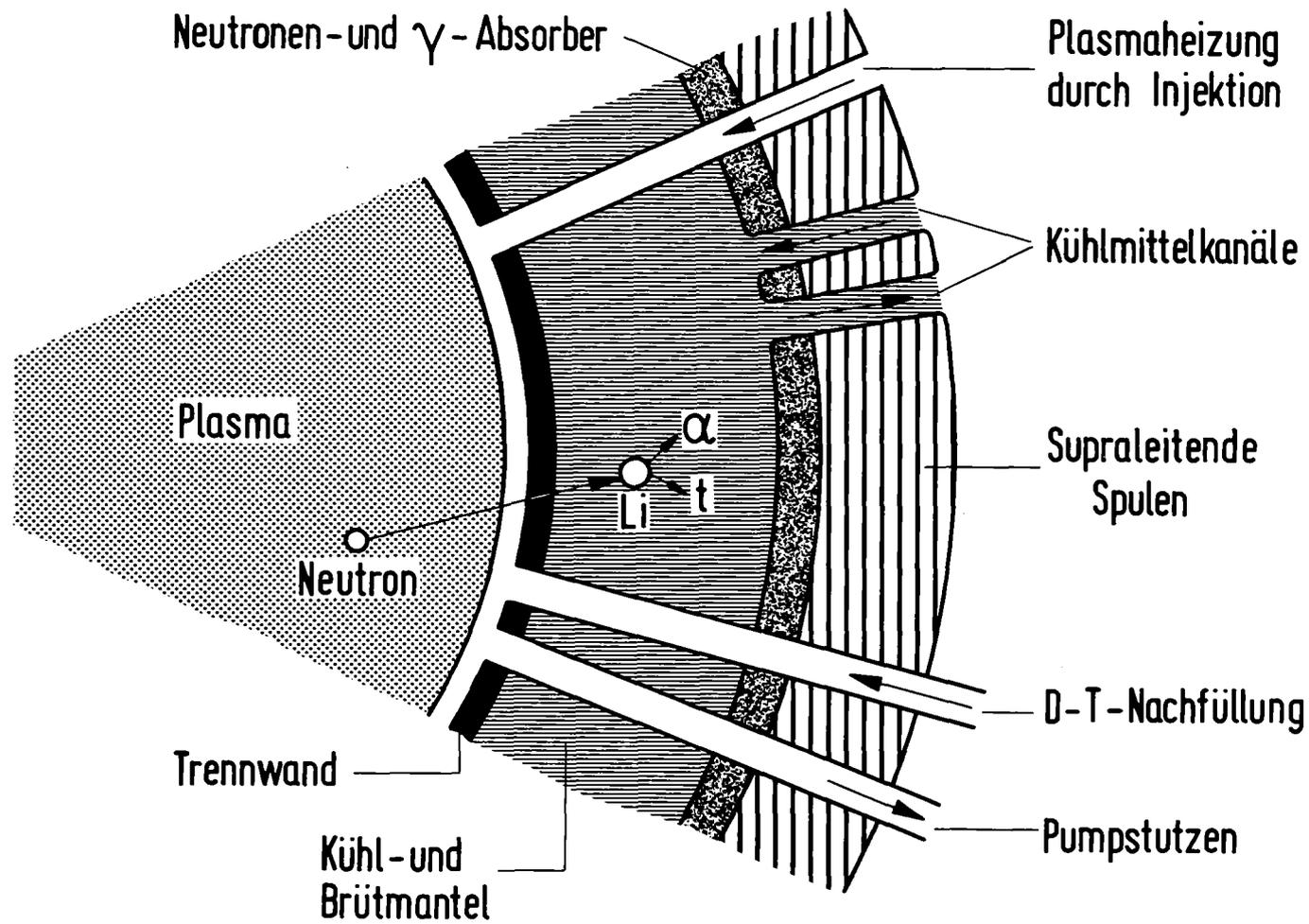


Fig. 4 Schematische Darstellung der Zonen um das Plasma eines D-T-Reaktors.

II. WERKSTOFFE FÜR DIE ERSTE WAND VON
FUSIONSREAKTOREN

KARL EHRLICH

Institut für Material- und Festkörperforschung
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Inhalt:

- 1) Einleitung
- 2) Mögliche Materialien für die erste Wand
 - mechanische Eigenschaften
 - Korrosionsverhalten
 - nukleare Eigenschaften
- 3) Charakteristische Bestrahlungsbedingungen in einem Fusionsreaktor
- 4) Bestrahlungsphänomene
 - Matrixhärtung
 - Heliumversprödung
 - Schwellverhalten
 - Bestrahlungsinduziertes Kriechen
- 5) Abschließende Bemerkungen

1. Einleitung

Werkstoffe für die erste Wand von Fusionsreaktoren müssen nach einer Reihe von Kriterien ausgewählt werden, z.B. den Festigkeitseigenschaften, dem Korrosionsverhalten, den nuklearen Eigenschaften und ihrem integralen Bestrahlungsverhalten.

Für die Beurteilung möglicher Probleme müssen dabei die charakteristischen Belastungen durch einen Fusionsreaktor identifiziert werden: diese sind abhängig von der angewendeten Fusionsreaktion und dem Reaktorkonzept. So werden bei Zugrundelegen einer d-t-Reaktion 80% der Energie in Form kinetischer Energie der 14MeV Neutronen frei. Man kann also neben der hier nicht näher zu untersuchenden Plasma-Wandwechselwirkung eine homogene Schädigung der ersten Wand durch hochenergetische Neutronen erwarten. Eine Übertragung von Ergebnissen aus der Materialforschung für Schnelle Brüter ist allerdings nur bedingt möglich wegen des unterschiedlichen Neutronenspektrums und der gepulsten Emission von Neutronen beim Fusionsreaktor. Bestehen bei der Beurteilung der unterschiedlichen Neutronenspektren auf die Schädigung zumindestens qualitative Vorstellungen, so kann heute über den korrelierenden Effekt der Neutronenpulse und der damit zusammenhängenden zyklischen, thermisch-mechanischen Belastung auf die mechanischen Eigenschaften und die Bestrahlungsphänomene praktisch nichts ausgesagt werden.

Die nachfolgenden Ausführungen gehen deshalb nur auf den einfachsten Fall ein, bei dem quasi-stationäre Bestrahlungsbedingungen bestehen. Im strengen Sinne ist dies nur der Fall für die sog. Spiegelmaschine, bereits beim Tokamak-Reaktor erwartet man Pulslängen von weniger als 1000 s.

2. Mögliche Materialien für die erste Wand

Abhängig von den Auslegungsbedingungen sind mehrere Legierungsgruppen als geeignete Materialien für die erste Wand eines Tokamakreaktors vorgeschlagen worden [1-3]: austenitische Stähle, Nickellegierungen sowie Vanadium, Niob, Molybdän und einige ihrer Legierungen. Unter dem speziellen Gesichtspunkt geringer Langzeitaktivität wurde die Verwendung von SAP, einer dispersionsge-

härteten Aluminiumlegierung erwogen [4]. Tabelle 1 gibt die chemische Zusammensetzung einiger Legierungen an.

Als ein wichtiges, klassisches Auswahlkriterium können die mechanischen Eigenschaften, insbesondere die Langzeitfestigkeit der Legierungsgruppen angesehen werden. In Abb. 1 sind deshalb für verschiedene Werkstoffgruppen die 10 000 h Zeitstandfestigkeiten aufgetragen, wobei die relativ großen Streubereiche sowohl auf Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung als auch auf Variationen in der mechanisch-thermischen Vorbehandlung zurückzuführen sind.

In den verschiedenen Reaktorentwürfen werden Wandbelastungen bis zu 100 MPA angegeben, die durch die Kombination von Kühlmitteldruck und thermischer Wandbelastung entstehen. Nimmt man versuchsweise diesen Wert als charakteristisch an, so kann man unter Zuhilfenahme von Abb. 1 maximale Einsatztemperaturen für die einzelnen Werkstoffgruppen ableiten. Diese Werte sind in Abb. 2 eingetragen und dort mit entsprechenden maximalen Temperaturen verglichen wie sie aus der Abschätzung der Korrosionseigenschaften weiter unten folgen. Der Vorteil der refraktären Metalle V, Nb, Mo und ihrer Legierungen in Bezug auf die Festigkeitseigenschaften liegt klar auf der Hand. Aluminiumlegierungen sind in diesem Vergleich nicht enthalten, da unter identischen Bedingungen die Einsatztemperaturen unter 400°C liegen.

Es soll hier auf zwei wesentliche Einschränkungen einer solchen Abschätzung aufmerksam gemacht werden: die Zeitstandfestigkeit impliziert normalerweise eine hohe Duktilität, die durch die Bestrahlung auf Werte um 1% oder weniger reduziert werden kann. Deshalb muß man, solange nicht entsprechende Daten hochbestrahlter Werkstoffe vorliegen, mit niedrigen Zeit-Dehngrenzen operieren, die entsprechend Abb. 3 zu einer Absenkung der maximalen Betriebstemperatur führen. Gravierender sind die Unsicherheiten, die sich aus zyklischer Belastung auf die Lebensdauer der ersten Wand infolge des gepulsten Betriebes eines Tokamak-Reaktors ergeben.

Neben den mechanischen Eigenschaften kann das Korrosionsverhalten als ein weiteres wichtiges Auswahlkriterium angesehen werden. Gegenwärtig werden Gaskühlung mit Helium oder Flüssigmetallkühlung mit Lithium als Alternativen vorgeschlagen. Dabei haben Li bzw. lithiumhaltige Fluoride die zusätzliche Funktion Tritium für die d-t-Reaktion zu erbrüten. In Abb. 4 ist die Korrosionsrate (abtragende Korrosion) für mehrere Werkstoffe bei 700°C aufgetragen [5,6]. Die abtragende Korrosion ist dabei im wesentlichen durch die Löslichkeit substitutioneller Elemente wie Nickel in Lithium bestimmt. Die Abbildung zeigt die starke Sensitivität von Nickellegierungen gegenüber der Korrosion in flüssigem Lithium, die refraktären Legierungen auf V-, Nb- und Mo-Basis sind dagegen relativ resistent.

Zusätzlich zu dem Problem der abtragenden Korrosion kann der Austausch von interstitiell gelösten Elementen wie C, N und O zur Unverträglichkeit von Werkstoffen mit flüssigem Li führen. Im Gegensatz zu Na kann Li nahezu alle Oxyde zu Metallen reduzieren, allerdings kann infolge der hohen Löslichkeit interstitieller Elemente wie C und N in Li eine Aufnahme dieser Elemente in V, Nb und Mo erfolgen. Damit verbunden ist eine Matrixhärtung und eine Versprödung der Werkstoffe. Das Studium dieser indirekten Korrosionseffekte ist deshalb von Bedeutung.

In Abb. 2 waren die maximalen Einsatztemperaturen bei vorgegebener Wandbelastung und Standzeit angegeben worden. Gleichzeitig erlaubt die Beschränkung der abtragenden Korrosion auf Werte von ≤ 1 mm/a ebenfalls eine Abschätzung der maximalen Einsatztemperatur unter dem Gesichtspunkt der Korrosion in Lithium. Die Gegenüberstellung in Abb. 2 zeigt, daß für Nickellegierungen und austenitische Stähle, wahrscheinlich auch für TZM die Korrosion der limitierenden Parameter für die maximale Betriebstemperatur der ersten Wand ist.

Helium, ein alternatives Kühlmedium sollte theoretisch keine Korrosionsprobleme aufwerfen. Da jedoch Grenzen bei der Entfernung von Verunreinigungen wie O, N und C bestehen, muß für die praktische Anwendung von V, Nb und ihrer Legierungen ein Temperaturlimit von etwa 700°C [7] angenommen werden. Für austenitische Stähle, Nickellegierungen und Mo bestehen diese Einschränkungen in geringerem Maße.

In der Kerntechnik sind die Absorptionswirkungsquerschnitte im allgemeinen ein bedeutsames Kriterium für die Auswahl geeigneter Strukturwerkstoffe. Bei Bestrahlung mit 14 MeV Neutronen variieren gemäß Tab. 2 die Werte für verschiedene Elemente um weniger als eine Größenordnung, sind also nicht sensitiv. Interessanter erscheinen jedoch die Aktivierung - beruhend auf den inelastischen Transmutationen - und die charakteristischen Abklingzeiten der Radioaktivität. Immerhin bilden die Strukturwerkstoffe die wesentliche Quelle für die Langzeitradioaktivität, sodaß günstige Abklingzeiten erhebliche Vorteile bringen könnten. Abb. 5 zeigt anhand spezieller Rechnungen für UWMK II [8] die Materialabhängigkeit der verbleibenden Radioaktivität nach zweijähriger Bestrahlung. Eingehendere Betrachtungen sind in [9] zu diesem Problem durchgeführt worden. Nach heutigem Stand der Kenntnis wären unter diesem Gesichtspunkt Al [4], V [3] und Ti [10] besonders vorteilhaft.

Im Hinblick auf die später zu erörternden Strahlenschäden spielen die (n,α) -Wirkungsquerschnitte eine große Rolle. Dank der hohen Neutronenenergie erhöhen sich die Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 100 oder sogar mehr gegenüber einem Spaltungsreaktor, wobei nur im Falle hochnickelhaltiger Werkstoffe ähnliche Heliumgehalte durch thermische Reaktionen erreicht werden können. Aus Tab. 2 geht hervor, daß die kubisch-raumzentrierten Metalle V, Mo und Nb erneut Vorteile besitzen. Nicht vernachlässigbar erscheint in einigen Legierungen die Bildung fester Transmutationsprodukte über inelastische Prozesse. So ist bekannt [11], daß Nb in beträchtlichem Maße in Zr und Mo über $(n,2n)$ bzw. (n,γ) Reaktionen umgewandelt wird. Zum Beispiel muß nach 20jähriger Bestrahlungszeit in einem Fusionsreaktor die Umwandlung von 23% ^{93}Nb in 13.5% Zr und 9.5% Mo erwartet werden. Damit wird die Löslichkeitsgrenze von Zr in Nb (ca. 10%) überschritten, so daß es zur Ausbildung intermetallischer Phasen kommt. Eine ähnliche Situation ist bei der Verwendung von Al in Si zu erwarten [12]. Bei einer jährlichen Transmutationsrate von 40 appm und einer Löslichkeitsgrenze von 60 ppm muß man nach eineinhalb Jahren bereits mit der Ausbildung von Al-Mg-Si-Phasen rechnen. Es sei angemerkt, daß die Auswirkungen solcher chemischen Umwandlungen nicht immer gleichbedeutend sind mit einer Verschlechterung der makroskopischen Eigenschaften.

3. Charakteristische Bestrahlungsbedingungen in einem Fusionsreaktor

Bevor die einzelnen Schädigungsphänomene im Detail diskutiert werden, wird

eine kurze Charakterisierung der Bestrahlungseigenschaften eines Fusionsreaktors gegeben. Eine solche Charakterisierung verbunden mit einem Vergleich der Eigenschaften von Spaltungsreaktoren ist deshalb notwendig, weil nur im letzteren Falle ausreichende experimentelle Daten vorliegen.

Gegenwärtig werden Tokamak-Reaktoren mit einer mittleren Wandbelastung von 1 MW/m^2 vorgeschlagen. Dem entsprechen Flußdichten von etwa $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 14 MeV Neutronen. Die integrierten Neutronenflüsse liegen - abhängig von der Blanketkonfiguration - bei etwa $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in der ersten Wand. Ein Vergleich mit einem thermischen Reaktor und einem Schnellen Brüter in Tab. 3 ergibt, daß hinsichtlich des Neutronenflusses und der Defekterzeugungsrate keine zusätzlichen Probleme erwartet werden. Entsprechend der 14 MeV Neutronen sind jedoch die (n, ρ) und (n, α) Wirkungsquerschnitte vergrößert, so daß bezogen auf eine Verlagerung/Atom die Anzahl der erzeugten Helumatome um einen Faktor 100 höher ist als bei Bestrahlung im Schnellen Brüter.

Zusätzlich ändert sich ein weiterer wichtiger Parameter, das sog. PKO - Spektrum. Diese gibt die spektrale Energieverteilung der bei dem Primärstoß zwischen Neutron und Gitteratom übertragenen Schädigungsenergie an. Entsprechend dem harten 14 MeV Neutronenpeak im Fusionsreaktor sind Rückstoßatome mit hohen übertragenen Energien wahrscheinlicher als in Spaltungsreaktoren. Dies kann abhängig von der Bestrahlungstemperatur die räumliche Ausbildung von Kaskaden beeinflussen. Eine eingehendere Diskussion der unterschiedlichen Bestrahlungsbedingungen findet sich in Kap. III und IV dieses Berichtes.

4. Bestrahlungsphänomene

In den Abb. 6 und 7 sind die verschiedenen bisher bekannten Arten der Strahlenschädigung z.T. als Funktion der Temperatur und des Neutronenflusses dargestellt. Obwohl diese Ergebnisse, die auf Resultaten der Materialforschung für Schnelle Brüter beruhen, nicht einfach auf die Problematik bei Fusionsreaktoren übertragbar sind, erlauben sie doch die Identifikation einiger standzeitbestimmender Prozesse.

a) Matrixhärtung. Bei Bestrahlungstemperaturen $\leq 0.5 T_M$ werden verschiedenartige Defekte als Funktion der Bestrahlungsdosis aufgebaut: black dots, Versetzungsloops und Poren (Abb.8). In Analogie zur Matrixhärtung von Werkstoffen über Ausscheidungen führen auch diese Gitterfehler zu einer Verfestigung, die eine entsprechende Abnahme der Duktilität zur Folge hat. Da die Zahl

und Größe dieser Defekte temperatur- und dosisabhängig ist, ist die Versprödung ebenfalls von diesen beiden Parametern abhängig. In Abb. 9 ist die Gleichmaßdehnung des austenitischen Stahls 1.4970 vor und nach Bestrahlung angegeben [13]. Neuere Ergebnisse haben gezeigt [14], daß eine Sättigung in der Matrixverfestigung bei Neutronendosen um $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ - abhängig von der Bestrahlungstemperatur - erreicht wird. Generell muß damit gerechnet werden, daß bei diesen hohen Neutronenexpositionen die verfügbare Duktilität auf Werte um 1% oder weniger abfällt.

Für kubisch-raumzentrierte Werkstoffe wird mit ähnlichen Mechanismen der Matrixversprödung gerechnet, allerdings sind Hochdosisbestrahlungen bisher sehr rar. Zusätzlich zur Matrixverfestigung über Gitterdefekte kann noch ein anderes Problem in dieser Werkstoffgruppe auftreten. Die Übergangstemperatur T_U vom Spröbruch zum duktilen Bruch kann - wie im Falle des Molybdän experimentell bestätigt wurde - durch Neutronenbestrahlung erhöht werden. Deshalb muß bei Verwendung solcher Werkstoffe darauf geachtet werden, daß die untere Betriebstemperatur z.B. in der Beladungsphase den Wert T_U nicht unterschreitet.

Auf das Problem einer zusätzlichen Versprödung über die Bildung fester Transmutationsprodukte war bereits eingegangen worden.

b) Heliumversprödung. Abb. 9 zeigt ein zweites Duktilitätsminimum bei Bestrahlungstemperaturen $T \geq 0,5 T_M$. Dieses Verhalten ist charakteristisch für austenitische Stähle und Nickellegierungen und wird der Bildung von Heliumbläschen an den Korngrenzen zugeschrieben [15,16], die als Rißkeime wirksam werden können. Dieser Effekt verstärkt sich bei höheren Temperaturen und ist sehr von den Testbedingungen, insbesondere der aktuellen Verformungsgeschwindigkeit abhängig.

Die Heliumversprödung setzt bereits bei niedrigen He-Gehalten von einigen ppm ein. Es gibt bisher keine klaren Aussagen darüber, inwieweit eine Sättigung des Effektes mit zunehmender Heliumkonzentration auftritt.

Im Gegensatz zu den kubisch-flächenzentrierten austenitischen Stählen und Nickellegierungen zeigen kubisch-raumzentrierte refraktäre Metalle im allge-

meinen eine geringere Sensitivität gegenüber der He-Versprödung. Dies wurde erstmals nachgewiesen an einem Stahl, der eine Umwandlung von einer austenitischen in eine ferritische Matrix aufweist [17]. Weitere Experimente mit V und Nb bestätigten ein solches Verhalten in der Mehrzahl der untersuchten Legierungen [18,19].

Ganz generell bestünde die Möglichkeit, die Betriebstemperatur der ersten Wand eines Fusionsreaktors deutlich unterhalb $0.5 T_M$ abzusinken, um dem klassischen Problem der Heliumversprödung auszuweichen. Dies ist ja zumindestens für einige Legierungsgruppen aus Gründen der Korrosion sowieso angebracht. Andererseits ist jedoch auch bei tieferen Temperaturen ungeklärt, wie ein erhöhter Heliumgehalt sich auf die Matrixverfestigung auswirkt. Zudem wird mit Sicherheit ein anderes Phänomen der Strahlenschädigung, die Porenbildung, über das erhöhte Verhältnis von Heliumproduktion (appm) zu Verlagerungsschädigung (dpa) beeinflusst.

c) Schwellverhalten. Die Bildung von dreidimensionalen Leerstellenagglomeraten oder Poren unter dem Einfluß von Bestrahlung ist ein heute gut bekanntes Phänomen [20,21]. Die technologische Bedeutung dieses Effektes beruht darauf, daß mit ihm Dimensionsänderungen (Volumenzunahme) um mehrere Prozent verbunden sind. Die Porenbildung ist überdies sehr stark temperatur- und dosisabhängig wie Abb. 10 für einen austenitischen Stahl, AISI 316, demonstriert [22]. Wenn man derartige Schwellkurven für Reaktorentwürfe wie z.B. den UWMAK II zugrundelegt [8], so lassen sich zwei Probleme verifizieren: aufgrund des in der ersten Wand eines Fusionsreaktors entstehenden Temperaturgradienten von etwa 50 K cm^{-1} kann man entlang der etwa 2 cm dicken Wand unterschiedliche Schwellbeträge erwarten, die zu einem Spannungsaufbau führen. Dem überlagert sich zusätzlich ein Schädigungsgradient in der Größe von ca 1 dpa cm^{-1} , hervorgerufen durch Spektrumsverschiebung, der ebenfalls zu einem Spannungsgradienten führt. Diese Spannungen können abgebaut werden durch thermisches Kriechen oder bei niedrigen Temperaturen durch bestrahlungsinduziertes Kriechen.

d) Bestrahlungsinduziertes Kriechen führt ebenfalls zu Dimensionsveränderungen. Während thermisches Kriechen zu stark begrenzenden Duktilitätswerten führt, kann man davon ausgehen, daß bestrahlungsinduziertes Kriechen hohe Deh-

nungsbeträge zulässt, ohne zum Bruch zu führen. Aus einer Reihe von Experimenten ergeben sich die folgenden Beobachtungen [23,24,25]: Das bestrahlungsinduziertes Kriechen ist linear von der Spannung abhängig und es existiert bei Temperaturen $\leq 0.5 T_M$. Seine Temperaturabhängigkeit ist nicht ausgeprägt. Bezüglich der Abhängigkeit von der Neutronendosis bestehen unterschiedliche Aussagen. So wird für einige Werkstoffe eine von der Neutronendosis unabhängige Kriechrate beobachtet, für andere Materialien wird ein beschleunigtes Kriechen bei beginnender Porenbildung beobachtet (Abb. 11). Die zur Zeit diskutierten Modelle zum bestrahlungsinduzierten Kriechen sind in Abb. 12 dargestellt.

In welchem Ausmaß das Schwellen und In-pile-Kriechen die Standzeit begrenzt ist bisher nur qualitativ untersucht worden. Wenn man z.B. 10% Schwellen als einen Maximalwert annimmt, so schwanken die Abschätzungen für die Standzeit der ersten Wand zwischen 3 und 12 Jahren je nach Materialvorbehandlung [8]. Dabei sind komplexere Fragen wie differentiell Schwellen und Beschleunigung der In-pile Kriechrate durch Schwellen nicht berücksichtigt. Nach der gleichen Arbeit sind die Beschränkungen in der Betriebszeit durch die Duktilitätsverminderung wesentlich stärker. Die Standzeit bei 0.5% Restduktilität werden je nach Interpretation zwischen 0,4 und 6 Jahren angenommen.

Wenn man die vorliegenden Daten zum Bestrahlungsverhalten sichtet, so zeigt sich, daß hinreichende Ergebnisse für erste Studien an Fusionsreaktoren nur für die Werkstoffgruppe der austenitischen Stähle existieren.

5. Abschließende Bemerkungen:

Die Materialforschung für Fusionsreaktoren befindet sich in dem Status der Identifizierung von Materialproblemen, wobei man sich auf die Ergebnisse abstützt, die aus der Entwicklung von Spaltungsreaktoren herrühren. Eine solche Betrachtungsweise hat natürlich nur einen begrenzten Wert, da der spezifische Einfluß der 14 MeV Neutronen auf das Bestrahlungsverhalten weder theoretisch analysiert, noch experimentell untersucht ist. Es ist deshalb unerlässlich, den Einfluß des unterschiedlichen Neutronenspektrums und die zusätzliche Komplikation der zyklierenden Materialbelastung zu untersuchen.

Literatur:

- 1 G.L. Kulcinski, et al. Nuclear Techn. Vol. 22, April 74, 20.
- 2 W.G. Homeyer, MIT Technical Report No. 435, Juni 1965.
- 3 D. Steiner, The nuclear performance of vanadium as a structural material in fusion reactor blankets. ORNL-TM-Report-4353, Okt. 1973.
- 4 J.R. Powell et al., Minimum activity blankets for commercial and experimental power reactors; IAEA-Workshop, Culham, Jan. 1974.
- 5 V. A. Maroni et al., USAEC-ANL Report 8001, 1973.
- 6 H. Borgstedt et al., Bestrahlungs- und Korrosionseffekte in Vanadium- und Vanadiumbasislegierungen; Reaktortagung Düsseldorf März/1976, 853.
- 7 J.H. De Van; USAEC-WASH-1206 Jan. 1972.
- 8 G.L. Kulcinski et al., UWMAK II, a conceptual tokamak power reactor design; UWFDM-112 Okt. 1975.
- 9 J. Gruber. W. Lutze; Vergleich und Bewertung der radioaktiven Abfälle von Kernspaltungs- und Fusionsreaktoren; Reaktortagung Mannheim, März 1977, 961.
- 10 G.L. Kulcinski, T.Y. Sung; Considerations of the Recycle Time for Radioactive Alloy Structures; wird veröffentlicht
- 11 S. Blow; Transmutation, activity and after-heat in a fusion reactor blanket; AERE-R 6581, Jan 1971.
- 12 G.L. Kulcinski et al; Radiation damage: the second most serious obstacle to commercialization of fusion power Proc.Int.Conf. on Rad. Effects and Tritium Technology for fusion reactors. Gatlinburg Okt.1975 I - 17.
- 13 L. Schäfer, persönliche Mitteilung

- 14 K.D. Closs et al.; in: *Arbeiten zur Brennelemententwicklung für den Schnellen Brutreaktor SNR 300; KFK-1999; 1974.*
- 15 R.S. Barnes, G.G. Redding; *Atomics* 1958, 166.
- 16 D.R. Harries; *J.Brit. Nucl. En.Soc.*; 5, 1966, 1509.
- 17 H. Böhm, H.J. Hauck; *J. Nucl. Mat.* 21, 1967, 112.
- 18 K. Ehrlich, H. Böhm; *Proc. IAEA-Conf. on radiation damage in reactor materials Vol. 2, Wien 1969, 349.*
- 19 A.A. Saguéz, J. Auer; *Proc.on radiation effects and tritium technology for fusion reactors, Gatlinburg, Okt. 1875, Vol. 2, 331.*
- 20 *Proc. BNES-Conf. on voids formed by irradiation of reactor materials, Reading March 1971 Ed. SF Pugh.*
- 21 *Proc. internat. conf. on radiation-induced voids in metals; Albany, New York 1971, Ed. J.W. Corbett et L.C. Janniello.*
- 22 *Nuclear Systems Handbook, Vol. 1, Property Code 3304 (E-1) Part I, group I sections 4 and 5, 1974.*
- 23 Dr. R. Harries, *J. Nucl. Mat.* 65 (1977) 157.
- 24 A. Boltax. J.P. Foster, R.A. Weiner and A. Biancheria, *J.Nucl.Mat* 65 (1977) 174.
- 25 H.J. Bergmann et al.; *Proc. intern. colloq. on measurement of irradiation enhanced creep in nucl. mat. Petten, Mai 76.*

Tabelle 1: Chemische Zusammensetzung einiger Werkstoffe für die erste Wand (Gew. -%)

	Bezeichnung		C	Cr	Ni	Mo	V	Nb/Ta	Ti	Mn	B	Al	Fe
Austenitische Stähle	AISI 316	Fe	0.08	17	12	2.5	-	-	-	2	-	-	
	DIN 1.4970	Fe	0.10	15	15	1.2	-	-	0.4	1.8	60		
Nickellegierungen	Inc. 625	Ni	0.1	21	bal.	9	-	3.6	0.4	0.5	-	0.4	5
	Inc. 718	Ni	0.08	19	bal.	3	-	5	0.9	0.35		0.5	
			Ti	Cr.	Si								
Vanadiumlegierungen	Vanadium												
	V-3Ti-1Si	V	3	-	1								
	V-15Cr-5Ti	V	5	15	-								
Niobbasis	Niobium		Nb										
	Nb-1 % Zr		Nb										
Molybdänbasis	Mo												
	TZM		Mo + 0.45 % Ti + 0.1 % Zr + 0.02 % C										
Aluminium	Al												
	SAP		Al + 5 - 10 % Al ₂ O ₃ (Dispersionsgehärtete Legierung)										

Tabelle 2: Nukleare Wirkungsquerschnitte für 14 MeV Neutronen (Barn)

Material	$\sigma_{\text{Absorp.}}$	$\sigma_{(n,\alpha)}$	$\sigma_{(n, 2n)}$
Al	0.2	0.13	0.001
Fe	0.52	0.08	0.32
Ni	0.56	0.095	0.13
V	0.74	0.02	0.635
Nb	1.25	0.009	1.2
Mo	1.046	0.018	1.0

Tabelle 3: Vergleich verschiedener Reaktortypen

Reaktortyp	Integrierter Neutronenfluß [cm ⁻² s ⁻¹]	Defekterzeugungsrate [s ⁻¹]	He-Erzeugung/Jahr ⁺ [appm- He]
Thermischer Brüter	1.1 x 10 ¹⁵	3 x 10 ⁻⁷	240
Schneller Brüter (EBR II, DFR)	2,5 x 10 ¹⁵	10 ⁻⁶	20
Fusionsreaktor (1MW/m ²)	3 x 10 ¹⁴	≤ 10 ⁻⁶	220

⁺Für einen austenitischen Stahl mit 15% Nickel errechnet.

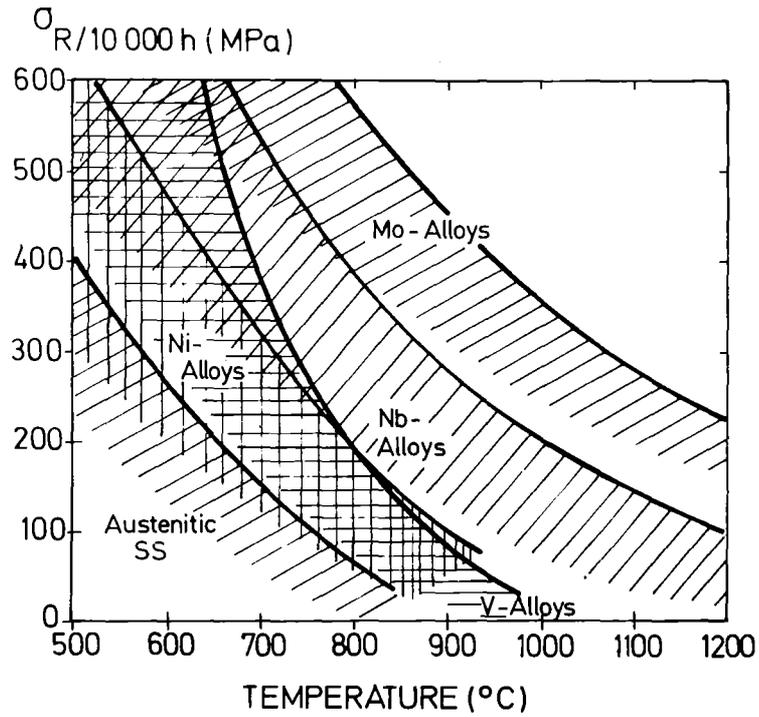


Abb. 1 Zeitstandfestigkeit (10 000 h) für mehrere Legierungsgruppen

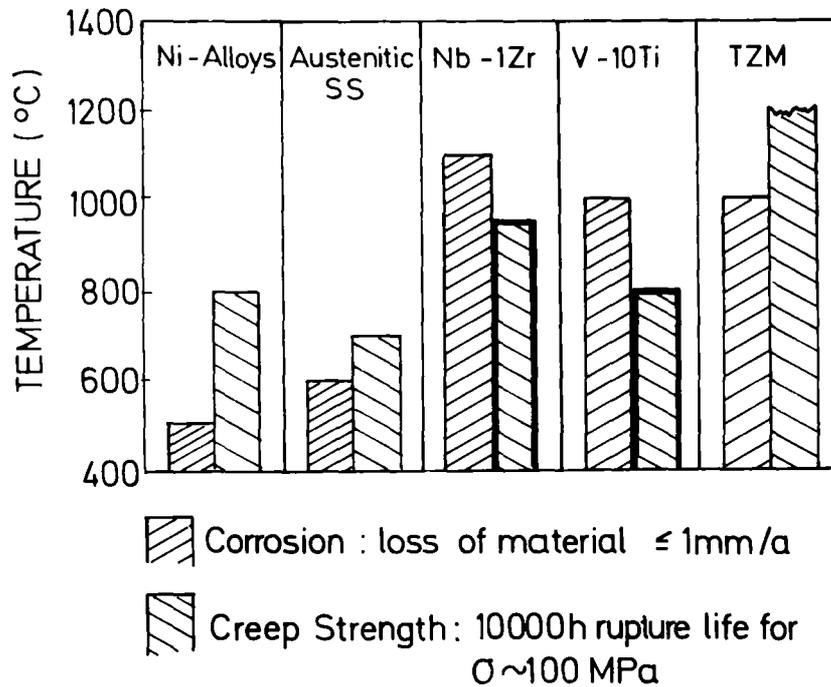


Abb. 2 Vergleich der maximalen Einsatztemperaturen unter dem Gesichtspunkt der Festigkeit und der abtragenden Korrosion in Li.

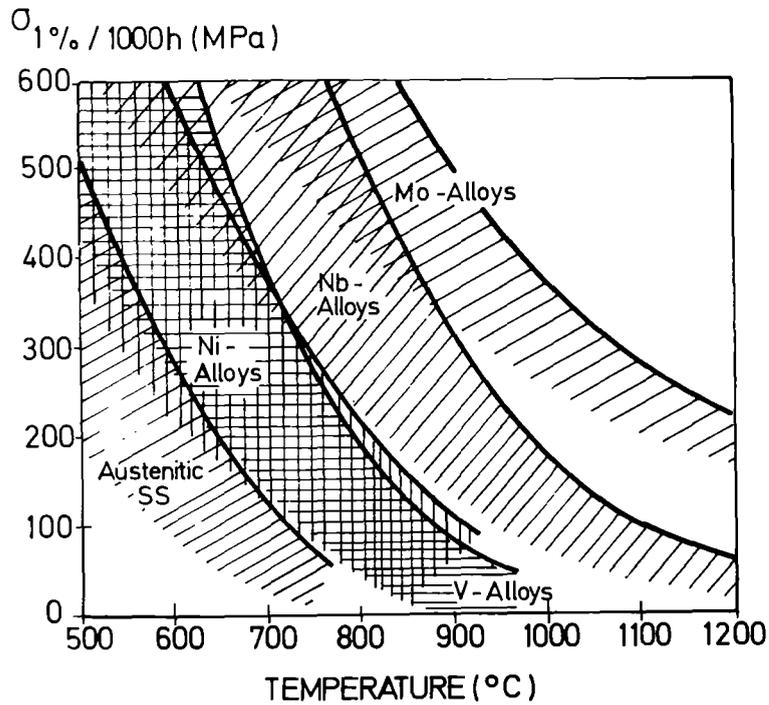


Abb. 3 Die $\sigma_{1000h}^{-1\%}$ -Zeitdehngrenzwerte für mehrere Legierungsgruppen

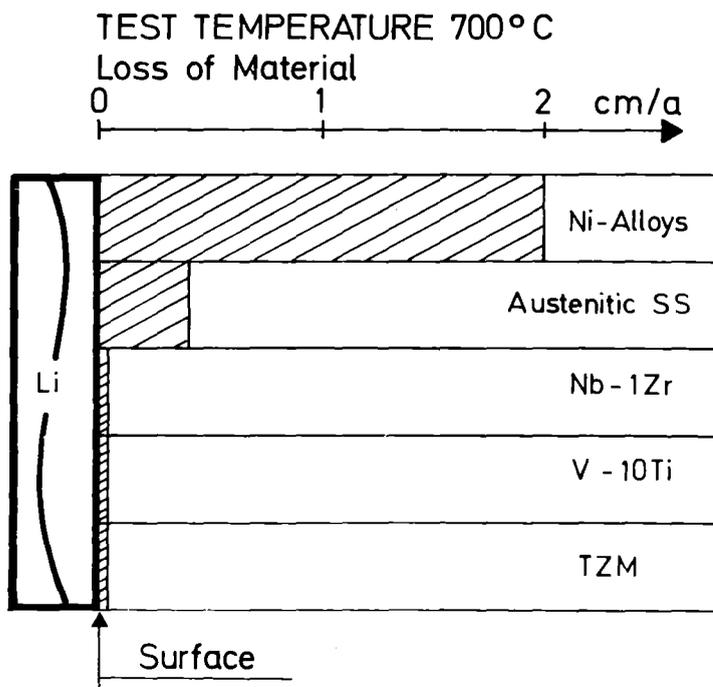


Abb. 4 Korrosionsrate für mehrere Legierungen in Li bei 700°C

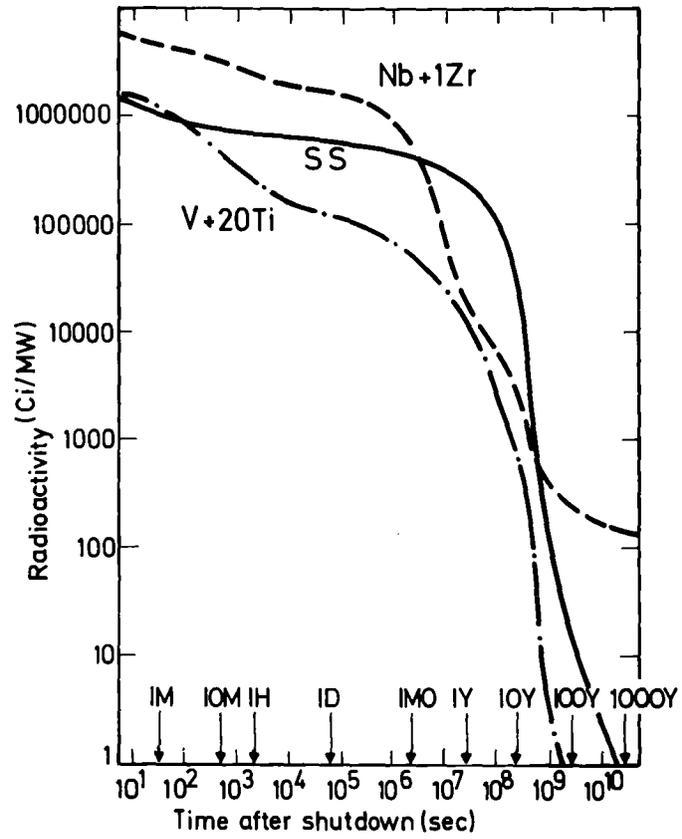
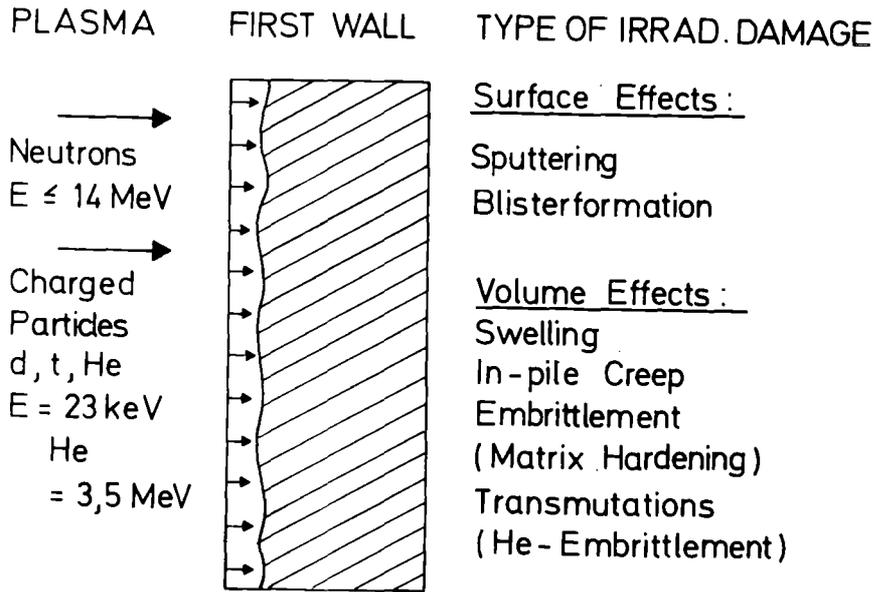


Abb. 5 Berechnete Nachbestrahlungsaktivität nach Bestrahlung in UWMAK II [Ref. 8]



IRRADIATION DAMAGE IN FIRST WALL MATERIALS

Abb. 6 Schematische Darstellung der Strahlenschädigung in der ersten Wand

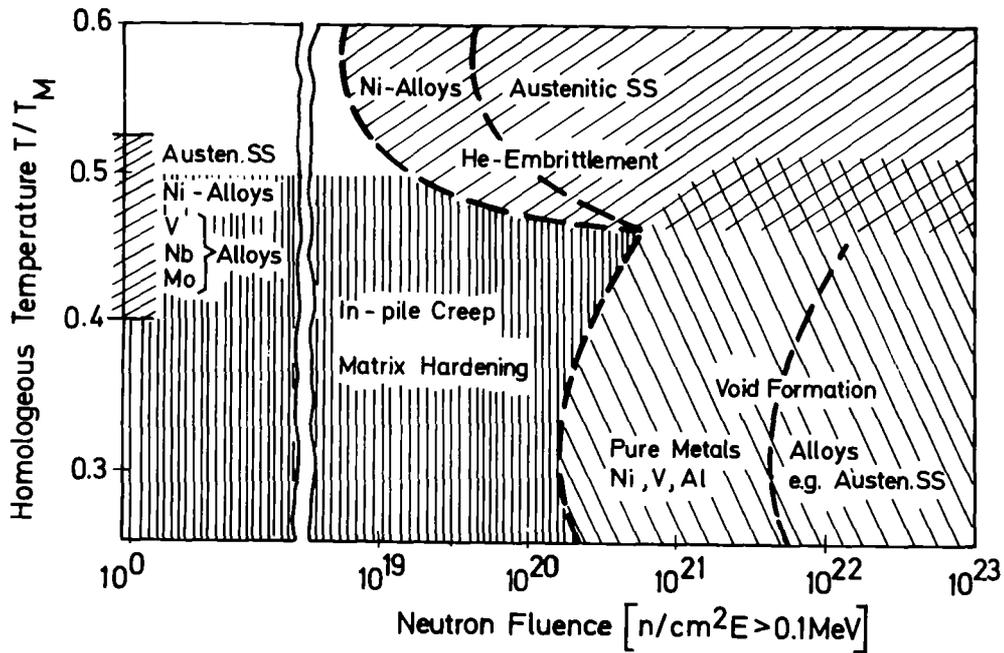


Abb. 7 Bestrahlungseffekte im Volumen der ersten Wand als Funktion der homologen Temperatur und der Neutronenfluenz

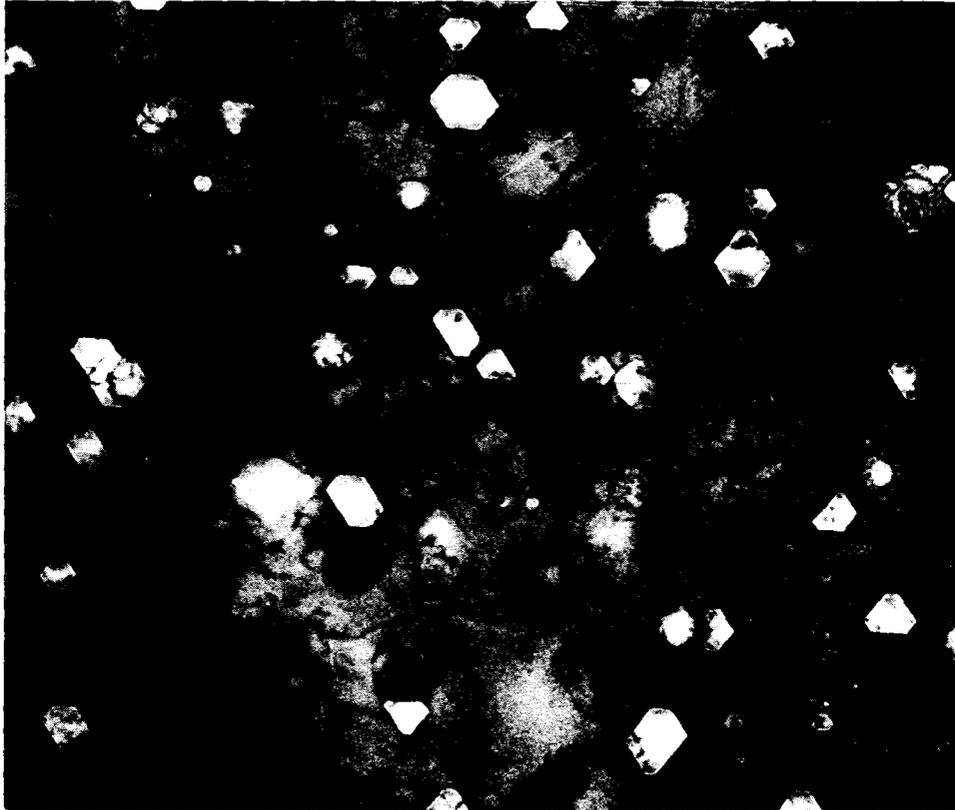


Abb. 8 Versetzungsloops und Poren im Stahl
DIN 1.4970 nach Bestrahlung

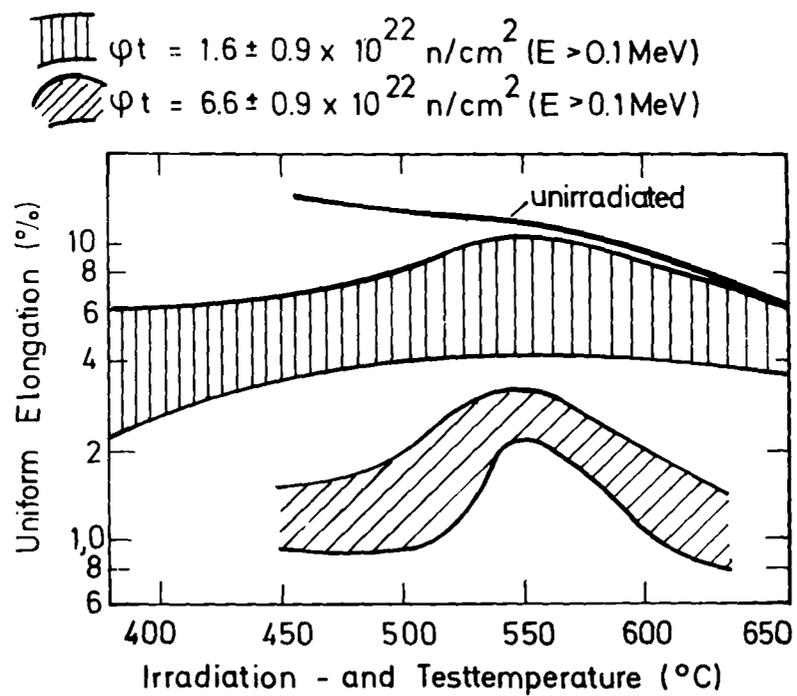


Abb. 9 Gleichmaßdehnung eines Stahls (DIN 1.4970) vor
und nach Bestrahlung

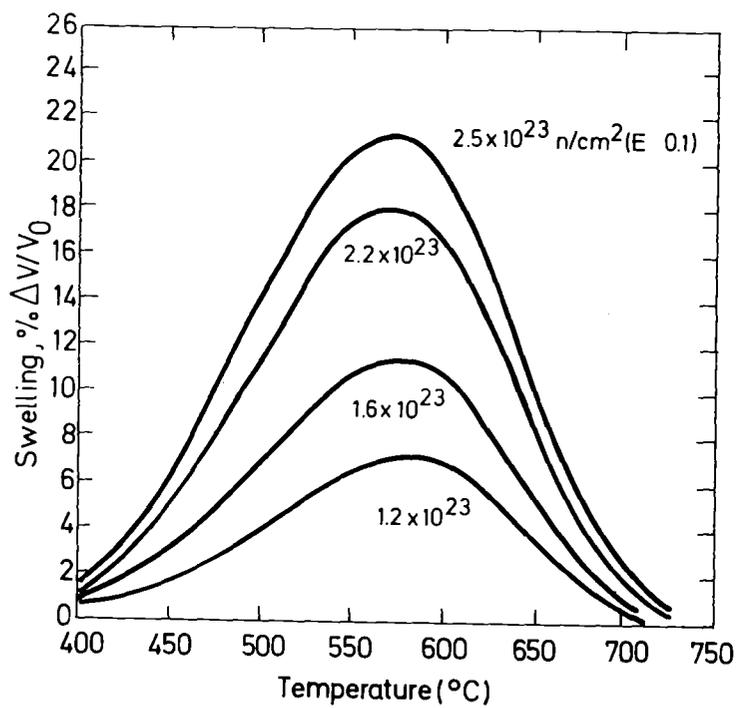


Abb. 10 Temperatur- und Dosisabhängigkeit der Porenbildung im Stahl AISI 316 [Ref. 22]

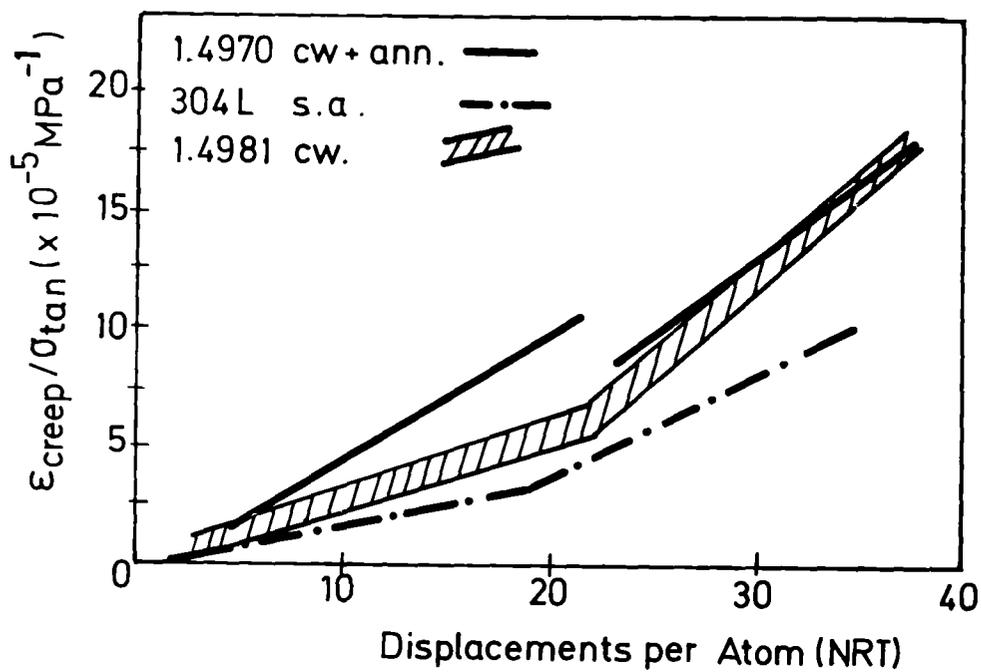


Abb. 11 In-pile Kriechen verschiedener austenitischen Stähle

IN-PILE CREEP THEORIES

1.) Preferential Loop Nucleation and Growth

$$\dot{\epsilon} = \text{const} \cdot \sigma \cdot \frac{1}{T} \cdot \dot{\epsilon}_s \cdot f$$

$\dot{\epsilon}$ = Creep Rate, σ = Stress, T = Temperature,
 $\dot{\epsilon}_s$ = Swelling Rate, f = Ratio Loop/Dislocations

2.) Stress-Induced Preferential Absorption of Point Defects by Dislocations (SIPA - Model)

$$\dot{\epsilon} \approx 0.5 \cdot \sigma \cdot \frac{1}{\mu} \cdot K$$

μ = Shear Modulus, K = Damage Production Rate

3.) I-Creep: Dislocation Climb and Glide Processes (Gittus)

$$\dot{\epsilon} = \sigma \cdot \dot{\epsilon}_s \cdot Y^{-1}$$

Y = Yield Stress

Abb. 12 Mechanismen des In-pile Kriechens

III. DIE BEDEUTUNG DER FUSIONSNEUTRONEN FÜR DIE STRAHLENSCHÄDEN
IN EINER ERSTEN WAND

Dietmar Kaletta

Institut für Material- und Festkörperforschung
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Inhalt:

- 1) Einleitung
- 2) Der Verlagerungsschaden - die dpa-Skala
- 3) Die Heliumerzeugung - die gpa-Skala
- 4) Der Fusionsreaktor-Parameter
- 5) Zusammenfassung

1. Einleitung

Das Thema "Strahlenschäden im Fusionsreaktor" läßt sich gegenwärtig im strengen wissenschaftlichen Sinne nicht abhandeln. Es liegen weder Experimente mit Fusionsneutronen, d. h. mit Neutronen der Energie 14.1 MeV aus der d-t-Reaktion bzgl. des Strahlenschadens vor, da es an einer intensiven Neutronenquelle fehlt, noch existiert eine Theorie der Strahlenschädigung, mit der Aussagen für 14 MeV-Neutronen-Bestrahlungen möglich, oder auch nur extrapolierbar wären. Es geht daher in dieser Darstellung vielmehr um die Frage, welche Strahlenschäden absehbar wären und welchen spezifischen Einfluß die hochenergetischen Fusionsneutronen haben könnten. Die Basis der Erörterung hierfür sind somit Ergebnisse, wie sie mit Spaltneutronen und in Simulationsexperimenten mit geladenen Teilchen gewonnen werden.

Die Diskussion erfolgt auf der Basis der drei Bestrahlungsgrößen dpa*, gpa* und FR-Parameter*, wie sie in den Theorien über Strahlenschäden üblich sind.

Seit einigen Jahren ist es internationale Konvention geworden, die Wirksamkeit einer Bestrahlung in Einheiten von dpa/s anzugeben. Diese Einheit gibt an, wieviele Gitteratome pro Sekunde durch das einfallende energetische Teilchen aus ihrer Gitterposition irreversibel herauskatapultiert werden.

Die dpa-Einheit ist keine Grundeinheit, sondern eine abgeleitete Größe. Die Grundgröße ist der Teilcheneinfluß $[T/cm^2s]$ und die Teilchenenergie, aus denen über einen z. T. festgelegten Algorithmus - das Konzept des Verlagerungsquerschnittes - die Zahl der Verlagerungen pro Gitteratom berechnet werden können. Mit dieser Größe als Abzissenachse wird das isotherme dpa-Koordinatensystem aufgespannt, das als Ordinatenachse eine gemessene mikroskopische Größe, z. B. die Zahl der Versetzungsringe, die Zahl der Poren, die Zahl der aufgelösten Ausscheidungen u. a. enthält.

Behandelt man die gewonnenen Darstellungen mit den Methoden der mathematischen Physik, so startet man mit einer Reihenentwicklung der Form

$$f(x) = f_0 + f_1(x) + f_2(x) + \dots$$

* dpa = displacements per lattice-atom
 gpa = gas-atoms per lattice-atom
 FR-Parameter = Fusionsreaktor-Parameter (gpa/dpa)

Bei kleinen Dosen, einige dpa, erhält man in vielen Fällen noch eine lineare Darstellung, die jedoch schnell in eine hyper- oder sublineare Form übergeht, wenn sich die Dosis erhöht. In dem technologisch relevanten Bereich von 40 bis 100 dpa besitzt nicht nur jeder Effekt seine eigene Kurvenform, sondern jedes einzelne Experiment besitzt sein eigenes Profil, und die mangelnde Reproduzierbarkeit der Experimente erschwert die Verifikation theoretischer Ansätze. Völlig offen ist gegenwärtig das Zusammenspiel der verschiedenen mikroskopischen Prozesse und ihr Stellenwert bei der Determinierung makroskopischer Größen, den Ingenieurdaten wie Festigkeit, Duktilität, Kriechverhalten usw. Dies hat dazu geführt, die mikroskopischen Parameter in einen "Schwarzen Kasten" zu packen, dessen Input die Dosis und dessen Output die makroskopische Größe ist. Diese "damage function" ignoriert die detaillierte Struktur der mikroskopischen Parameter und wird solange iteriert, bis der Output Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt [1].

Neben der dpa-Skala ist im Rahmen der Fusionsreaktortechnologie ein weiterer Parameter von solcher Relevanz geworden, daß er zu einer eigenen Skalierung geführt hat: der Gehalt des Heliums in dem bestrahlten Material. Ähnlich dem Vorgehen im dpa-Diagramm werden über der gpa-Skala mikroskopische Effekte aufgetragen, z. B. die Zahl der Helium-Blasen, oder makroskopische Effekte wie die Zahl der Blister oder die Hochtemperaturversprödung. Die quantitative Erfassung dieser Phänomene, vornehmlich ihre Vorhersage auf der Basis einer Theorie zum helium-induzierten Schaden, und auch hier besteht Analogie zum dpa-Schaden, ist allgemein bisher nicht möglich. Dennoch zeigte sich, daß bei systematischen Untersuchungen unter ausgewählten Randbedingungen der Aufbau einer Theorie zum Helium-Schaden größere Fortschritte macht als eine Theorie zum dpa-Schaden. Der Grund hierfür ist simpel genug: ein Helium-Atom geht in der Matrix unter Reaktorbedingungen nicht verloren, es kann nicht annihiliert werden, und es ist in der Matrix nahezu unlöslich. Selbst Konzentrationen von nur einigen At. ppm He stellen bereits eine Übersättigung von mehr als 10^6 dar. Demgegenüber kann ein Frenkelpaar bereits 10^{-13} s nach seiner Entstehung vernichtet worden sein.

Experimentell sind auf der gpa-Skala eingehender die Bereiche 1-100 At. ppm He und 1000 - 100.000 At. ppm untersucht worden. Der mittlere Bereich von 100 bis 1000 At. ppm, der besonders für die Fusionsreaktorforschung von Interesse ist, ist bisher wenig betrachtet worden.

Da bei der Neutronenbestrahlung durch die (n, α) -Prozesse neben dem dpa-Schaden stets Helium erzeugt wird und viele Schädigungsprozesse sowohl vom Helium-Gehalt wie von der strahlungsinduzierten Leerstellenkonzentration abhängen, hat man beide Skalen vereint und eine dritte Skala mit dem FR-Parameter (engl. CTR-parameter), dem Verhältnis aus gpa zu dpa, eingeführt. Der wissenschaftliche Nutzen einer solchen FR-Skala muß jedoch stark eingeschränkt werden, da sie die Zeit nicht explizit enthält. Bei der Klassifizierung der Defekttypen und ihren korrespondierenden Schädigungsmechanismen nach dem FR-Parameter handelt es sich jedoch um kinetische Größen bzw. Vorgänge. Das Diagramm gibt daher nur die Möglichkeit, keineswegs die Notwendigkeit an, diese Defekte zu beobachten.

Es sind in der Literatur Experimente bekannt, und wir haben selbst ähnliche Experimente an ausgeheiltem Reinstvanadium durchgeführt, in denen alle drei Parameter - dpa, gpa und der FR-Parameter - konstant blieben, und dennoch ein mikroskopischer Parameter, wie z. B. das Blasenschwellen signifikante Änderungen zeigte [2]. In dem einen Experiment wurde der Teilchenfluß um den Faktor 4 reduziert, wodurch sich das Blasenschwellen um den Faktor 2 erhöhte. In einem anderen Experiment wurde die Teilchenenergie von 0,2 auf 2,0 MeV geändert, und das Blasenschwellen erhöhte sich ebenfalls fast um einen Faktor 2, ohne eine Sättigung zu zeigen, wie im niederenergetischen Fall. Beide experimentelle Ergebnisse lassen sich durch die drei Diagramm-Arten weder vorhersagen noch dokumentieren, da die Konstanz der drei Größen eine Änderung nicht erwarten läßt. Die Erklärung liegt einmal in der Nichtberücksichtigung kinetischer Effekte und zum anderen in der Nichtberücksichtigung der akuten, örtlichen Leerstellenübersättigung.

Diese beiden simplen Beispiele sollen verdeutlichen, wie problematisch eine Diskussion über zu erwartenden Strahlenschäden sein kann, wenn sie sich auf Parameter stützt, die an der zentralen Größe jeder Theorie der Strahlenschädigung vorbeigehen, nämlich an der tatsächlichen freien Leerstellenkonzentration. Das Dilemma ist, daß diese Größe bis heute nicht genau berechenbar ist. Erste theoretische Ansätze zur Bestimmung dieser Größe hängen so empfindlich von dem zu beschreibenden Experiment ab, daß sie kaum zu verallgemeinern sind.

Wenn wir im folgenden den Einfluß der Fusionsneutronen auf die drei Größen - dpa, gpa und ihr Verhältnis - untersuchen wollen, so sollten Unterschiede, wenn sie existieren, eine entsprechende Beachtung erfahren. Sie möglicherweise als sophistisch abzustempeln, ist angesichts unseres heutigen Kenntnisstandes nicht angemessene Einstufung.

2. Die dpa-Skala

Die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Festkörper führt zu Veränderungen der Festkörpereigenschaften; dieses Phänomen wird gewöhnlich als Strahlungsschaden beschrieben. Die elastische Wechselwirkung, die im einfachsten Fall durch das Bild zweier zusammenstoßender harter Kugeln dargestellt ist, beschreibt die Verlagerung von Gitteratomen. Im inelastischen Stoßprozeß wird die innere Energie der Stoßpartner verändert, und der Stoß wird durch eine nichtverschwindende Reaktionsenergie ($Q \neq 0$) charakterisiert. Während die elektronische inelastische Wechselwirkung mit ihren Anregungs- und Ionisationsprozessen für den Strahlenschaden in Metallen ohne Bedeutung ist, trägt die nukleare inelastische Wechselwirkung mit zunehmender Neutronenenergie zum Verlagerungsprozeß bei (Abb. 1), der in der engeren Bedeutung des Wortes als eigentlicher Strahlungsschaden verstanden wird.

Die einfachste Störung der dreidimensionalen Kristallgitter-Periodizität besteht in der Heraushebung eines Gitteratoms aus seiner stabilen Position unter Zurücklassung eines unbesetzten Gitterplatzes oder einer Leerstelle. Die zur Verlagerung des Atoms notwendige Energie E_D muß vom stossenden Teilchen aufgebracht werden; sie beträgt für Metalle etwa 40 eV. Als Maß für diese stoß- oder strahlungsinduzierte Schädigung gilt die Defekterzeugungsrate. Das verlagerte Atom, oft als PKA bezeichnet (primary-knocked-on atom), bewegt sich von seinem Gitterplatz weg und läuft mit u. U. relativ hoher Energie durch das Gitter, wo es durch Stöße mit anderen Atomen abgebremst wird. Während dieses Abbremsprozesses kann ein energiereiches PKA weitere Verlagerungsprozesse initiieren, die zu tertiären Verlagerungen führen können usw., so daß es schließlich zur Ausbildung von Verlagerungskaskaden kommt. Ihr Entstehungsprozeß spielt sich innerhalb einiger 10^{-13} s ab.

Die Berechnung der Defektzahl in einer solchen Verlagerungskaskade ist heute mit den Mitteln der Stoßtheorie recht gut möglich, wenn ein Neutron ein Gitteratom herausschlägt. Die Abb. 2 zeigt, daß eine gute Übereinstimmung verschiedener Modellansätze vorliegt, wobei das NRT-Modell wegen seiner einfachen Struktur international als verbindlich akzeptiert wurde. Wird durch den Neutronenstoß dagegen ein leichteres Teilchen als das Gitteratom generiert, z. B. Helium, so stellt das NRT-Modell keine adäquate Beschreibung mehr dar, da es per Definitionen nur für gleiche Stoßpartner gilt. Die Abb. 3 zeigt, wie sehr das NRT-Modell den Schaden überschätzt.

Der Aufbau dieser Stoßkaskaden mit leerstellenreichem Zentrum hängt nur schwach von Materialparametern ab. Die Schadensenergie T_D , die angibt, welcher Anteil der kinetischen Energie des einfallenden Teilchens zur Erzeugung von Verlagerungen zur Verfügung steht, ändert sich nur um 25 % im Bereich Al-Au. Dagegen hängt der Entstehungsprozeß dieser Kaskaden, d. h. ihre Verteilung, ihre Größe sowie ihre mögliche Aufspaltung in Subkaskaden stark von der Energie des primären Rückstoßatoms ab, da die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Verlagerungsstößen eine starke Funktion der Energie ist. Wir kommen damit zu einem spektralen Aspekt bei der Schadenserzeugung, der in der dpa-Skala nicht berücksichtigt ist, da die dpa-Einheit eine integrale Größe ist. In der Abb. 4 wird das primäre Rückstoßspektrum für Spaltneutronen und Fusionsneutronen miteinander verglichen. Man erkennt daran den signifikanten harten Spektrumsanteil der Fusionsneutronen gegenüber den Spaltneutronen. Die Spaltneutronen besitzen bei einer charakteristischen Neutronenenergie von 1 MeV ihr für die Schadenserzeugung wirksames Rückstoßspektrum zwischen 10 und 50 keV. Für die Fusionsneutronen mit ihrem charakteristischen Peak bei 14 MeV verschiebt sich das effektive Rückstoßspektrum um eine Größenordnung zu höheren Energien hin und ist um 200 keV zentriert. Die Tab. 1 stellt diese Aussage quantitativ dar. Einen interessanten Aspekt dieser unterschiedlichen effektiven Spektrumsanteile auf das homogene Keimbildungsverhalten von Poren haben kürzlich Perkin und Goland diskutiert [5]. Danach können hochenergetische Kaskaden als Porenkeime agieren, wobei jedoch der niederenergetische Anteil in diesen Kaskaden mehr freie Leerstellen pro Defekt liefert. Weiche Spektrumsanteile werden damit niedrigere Porendichten mit großen Poren erzeugen können, während harte Anteile im wesentlichen die Konzentration erhöhen. Bisher unbeachtet blieb, daß auch die inhomogene Keimbildung durch unterschiedliche effektive Rückstoßspektren beeinflusst werden kann. Während die räumliche Ausdehnung einer spaltneutronen-induzierten Kaskade bei einigen $100 \overset{\circ}{\text{Å}}$ liegt, erreicht die Längsausdehnung einer Kaskade, durch harte Fusionsneutronen erzeugt, Werte von einigen $1000 \overset{\circ}{\text{Å}}$. Damit erhöht sich der Einfangquerschnitt für vagabundierende Keimbildner, wie z. B. Helium, um den Faktor 100, so daß hier möglicherweise eine starke Präferenz für inhomogene Keimbildung vorliegt.

Generell läßt sich damit sagen, daß mit zunehmender Neutronenenergie, die zu harten Rückstoß-Spektrumsanteilen führt, der mittlere Abstand der erzeugten Defektzentren infolge ihrer größeren räumlichen Ausdehnung erniedrigt wird. Die harten Spektrumsanteile bei Fusionsneutronen sind die Folge der oberhalb 3-MeV-Neutronenenergie dominant werdenden inelastischen Stöße einschließlich der Kernreaktionen.

Neben dem energetischen Aspekt, der die Größe der Defektzentren bestimmt, hängt die beobachtete Defektstruktur noch empfindlich davon ab, wie schnell die Defekte während der Bestrahlung erzeugt werden, d. h. wie groß ihre Dichte pro Zeiteinheit ist. Unterschiedliche Defekterzeugungsraten beeinflussen ebenfalls das Keimbildungsverhalten. Dieser Effekt ist beim Vergleich von Spalt- und Fusionsneutronen vernachlässigbar im Vergleich zu der Bedeutung, die er hat, wenn man Ergebnisse von Simulationsbestrahlungen und Neutronenbestrahlungen vergleichen will.

Das, was bisher gesagt wurde, betraf den Aufbau von Stoßkaskaden, der in 10^{-13} s stattfindet. Nach dem Aufbau der Stoßkaskaden muß die darin deponierte Rückstoßenergie durch Energiedissipation aus dem Verlagerungsgebiet abfließen. Dies erfolgt zunächst durch Stoßketten und, wenn die Energie auf thermische Werte abgesunken ist, durch Phononen. Mechanisch instabile Defektpaare (dicht benachbarte Zwischengitteratome und Leerstellen) werden annihiliert, bis eine stabile Ansammlung von Leerstellen und Zwischengitteratomen nach 10^{-11} s vorliegt. Diese Defektstruktur ist dann experimentellen Untersuchungen zugänglich, falls die Temperatur so tief liegt, daß thermisch aktivierte Prozesse vernachlässigbar sind. Man kann annehmen, daß dieser Annihilationsprozeß noch weitgehend von der Kaskadenstruktur selbst und damit von primären Rückstoßspektren abhängt. Inwieweit die Ausbildung von Stoßketten (Fokussonen) und somit der Verlagerungsprozeß durch Legierungskomponenten materialspezifisch gemacht werden kann, ist noch nicht geklärt.

Erfolgt die Bestrahlung bei höheren Temperaturen, typische Reaktortemperaturen sind $450 - 800^{\circ}\text{C}$, so tritt neben der spontanen Rekombination eine thermisch aktivierte Verminderung und/oder Agglomeration der Punktfehler und Kaskaden ein, die stark von Materialparametern abhängig ist. Der Einfluß der Materialparameter auf die endgültige Defektstruktur kann größer sein als eine Variation der Bestrahlungsparameter um den Faktor 2 oder höher.

3. Die gpa-Skala

Die Erzeugung von Helium in Werkstoffen durch Neutronen über (n, α) -Reaktionen erfolgt bei thermischen Flüssen im wesentlichen über den Bor-Gehalt und bei nickelhaltigen Legierungen dominant über eine thermische Doppelreaktion in Ni. Direkte (n, α) -Reaktionen mit den Wirtsatomen sind bis zu einigen MeV Neutronenenergie vernachlässigbar. Mit zunehmender Neutronenenergie gewinnt jedoch die

(n, α)-Reaktion mit den Wirtsatomen derart an Bedeutung, daß der Heliumgehalt im Fusionsreaktor um mehr als eine Größenordnung höher ist als im Schnellen Brutreaktor und pro Jahr Werte von einigen 100 At. ppm Helium erreichen kann. Da überdies Helium durch die (d, t)-Reaktion die Oberfläche einer 1. Wand trifft, hat das Helium durch seine Exponierung bei Oberflächen- und Volumeneffekten im Fusionsreaktor eine derartige Bedeutung erlangt, so daß systematische Experimente zum He-Verhalten in Metallen notwendig wurden.

Es soll daher an dieser Stellen über einige neue Ergebnisse zur Heliumforschung berichtet werden, um die Bedeutung des Heliums für die Schadensprozesse zu erhellen. Der Stellenwert eines Fusionsreaktors auf der gpa-Skala wird dann ersichtlicher.

Helium besitzt eine äußerst geringe Löslichkeit in Metallen. Seine Bildungsenergie für eine interstitielle Gitterposition liegt bei 5 eV. Die rasche interstitielle Wanderung des Heliums durch das Gitter konvertiert dagegen sofort in einem langsamen substitutionellen Wanderungsmechanismus, wenn das Helium eine Leerstelle trifft. Die Bindungsenergie für diesen Komplex (g, v)* = (1,1) ist sehr hoch, so daß er bereits einen kritischen Keim darstellt. Untersuchungen zeigten, daß die Agglomeration solcher Komplexe zu He-Clustern führt, die aus energetischen und thermodynamischen Gründen nicht größer als $\sim 10 \text{ \AA}$ werden können. Sie sind im Elektronenmikroskop damit nur schwer sichtbar. Die Existenz solcher Cluster wurde von uns postuliert, nachdem das Experiment ergab, daß nur ein Teil des implantierten Heliums in beobachtbaren Defekten elektronenmikroskopisch gefunden werden konnte, wie die Abb. 5 zeigt [6]. Eine Reemission des implantierten Heliums ist jedoch aufgrund amerikanischer Untersuchungen bei diesen Temperaturen nicht anzunehmen.

Die Entwicklung solcher Cluster vom kritischen Keim (1,1) durch die Anlagerung von weiteren Helium-Atomen ist 1976 von Wilson et al. theoretisch untersucht worden [7]. Die Abb. 6 zeigt die kristallografische Struktur solcher Cluster. Nach dem (1,1)-Cluster ist der (6,1)-Cluster der stabilste Komplex, bei dem die Helium-Atome die <100>-Positionen im Abstand $0,73 r_0$ (r_0 = halbe Gitterkonstante) von der Leerstelle besetzen.

Wenn solche Cluster existieren, so muß es möglich sein, sie durch ein entsprechendes Leerstellenangebot zum Wachsen zu bringen, womit sie im Elektronenmikroskop sichtbar würden. Geeignete Ausheilexperimente an heliumbestrahlten Proben haben

* g = Zahl der Gasatome; v = Zahl der Leerstellen

inzwischen ergeben, daß die Blasenpopulation neben dem Peak bei hohen Durchmessern, wie er vor der Wärmebehandlung vorlag, einen neuen starken Peak bei kleinen Durchmessern zeigt, der auf das Wachstum von Clustern mittels thermisch erzeugter Leerstellen zurückgeführt wird [8]. Die Abb. 7 zeigt eine solche zweigipflige Verteilungskurve.

4. Der FR-Parameter

Die Wachstumsbedingungen für den Helium-Leerstellenkomplex (g, v) hängen von der lokalen freien Leerstellenkonzentration und dem atomaren Heliumfluß ab, sofern die Temperatur eine Wanderung der Defekte erlaubt. Je nach der Art des Komplexes lassen sich verschiedene Schädigungsprozesse beobachten (s. Tab. 2). Wenn das lokale c_g/c_v -Verhältnis groß ist, werden bevorzugt He-Cluster gebildet, die unterhalb der in der Regel im Elektronenmikroskop sichtbaren Defektgröße ($d < 2,0$ nm) liegen. Es handelt sich um gasreiche Agglomerate, die, wenn sie bevorzugt an Korngrenzen zu finden sind, zur Helium-Hochtemperaturversprödung führen. Darunter versteht man die drastische Abnahme der Duktilität (Bruchdehnung) eines neutronen- oder heliumbestrahlten Materials (Abb. 8), die die Lebensdauer unter mechanischer Spannung stehender Komponenten um Größenordnungen reduzieren kann. Liegen die Cluster in großer Konzentration vor, d. h. nach hoher Helium-Implantation, so verursachen sie den unter dem Namen "Blister" bekannten Oberflächenschaden, der zum Auf- und Abplatzen der bestrahlten Oberfläche führt, wie die Abb. 9 zeigt. Inwieweit eine Oberflächen-Volumen-Wechselwirkung im Falle eines neutronengeschädigten Volumens bei heliumgeschädigter Oberfläche die mechanischen Eigenschaften beeinflusst, ist bisher nicht untersucht worden.

Wird die lokale Leerstellenkonzentration oder die Mobilität freier Leerstellen erhöht, so kommt es zum Blasen-Wachstum, das sowohl die Entwicklung zum interkristallinen Bruchverhalten bei der Hochtemperaturversprödung fördert, als auch durch den Aufbau kristallografischer, gasgefüllter Hohlräume zu einem Helium-Blasenschwellen führt, das zwischen 8 bis 12 % liegen kann [2]. Diese relativ niedrigen Werte gelten jedoch nur für den Fall der direkten Helium-Implantation, wo der strahlungsinduzierte Leerstellenschaden sehr gering ist. Wie sich die Verhältnisse ändern, wenn einem hohen He-Angebot eine hohe freie Leerstellenkonzentration zur Verfügung steht, und dieser ist die Situation der Ersten Wand eines Fusionsreaktors, ist bisher weder experimentell noch theoretisch geklärt worden.

Die ersten experimentellen Ansätze, alternierende Bestrahlung mit He und mit schweren Ionen, und Überlegungen indizieren [10], daß diesem gasgetriebenen Schwellen ein hoher Stellenwert zukommt. Dieses gasgetriebene Schwellen und seine Schwellbeträge sind jedoch nicht aus klassischen Schwelldaten extrapolierbar, das durch ein "reines" Porenschwellen (geringer He-Gehalt pro Hohlraum) charakterisiert wird.

Das lokale g/v-Verhältnis ist im allgemeinen nicht bekannt, da es eine starke Funktion der Bestrahlungs- wie Materialparameter ist. Ihr Einfluß auf dieses Verhältnis kann zur Zeit im einzelnen nicht angegeben werden. Für eine erste Orientierung dient jedoch der FR-Parameter, der das Verhältnis aus der Gaserzeugungsrate und der Defekterzeugungsrate (gpa/dpa) angibt. Die Tab. 3 zeigt, daß in einem Fusionsreaktor dieser Wert um ein bis zwei Größenordnungen über dem Wert eines Spaltreaktors liegt. Inwieweit die neutroneninduzierte Schädigung jedoch relevant von dem FR-Parameter abhängt, muß noch untersucht werden. Ein lineares Skalierungsgesetz mit linearer Beziehung zwischen Defektproduktion und Helium-Erzeugung ist nicht evident und nicht ausreichend zur Beschreibung der in Tab. 2 genannten Schäden.

Der kleine FR-Parameter für mit Spaltneutronen bestrahlte Materialien gilt für alle Werkstoffe mit Ausnahme nickelhaltiger Systeme. Infolge einer Doppelreaktion in Nickel, $58 \text{ Ni} (n, \gamma) 59 \text{ Ni} + 59 \text{ Ni} (n, \alpha) 56 \text{ Fe}$, lassen sich in einem gemischten thermisch/schnellen Spaltflußreaktor hohe FR-Parameter (z. B. 95 At.ppm He/dpa für den Stahl 316-Stahl) erreichen, die je nach Ni-Gehalt auf den gewünschten integralen Wert gebracht werden könnten.

Die Abb. 10 zeigt, daß man in Abhängigkeit vom FR-Parameter (bei Ionenbestrahlung auch als Funktion der Materialtiefe) unterschiedliche Wachstumsprozesse beobachtet. Während im oberflächennahen Bereich ($x < 0,6 \mu\text{m}$) ein Wachstum immobil Cluster fast ausschließlich über Leerstellenabsorption erfolgen kann, konkurrieren im Bereich der maximalen Frenkel-Paar-Erzeugung und der mittleren Helium-Reichweite mehrere Wachstumsprozesse [2, 6, 9]. Das Wachstum immobil Agglomerate kann sowohl über eine Leerstellen- als auch eine Gasabsorption erfolgen, wobei bei geeigneter Temperatur $T > 400^\circ\text{C}$, stets facettierte Blasen mit kubischer Morphologie (Gleichgewichts-Zustand) beobachtet werden. Oberhalb $T = 575^\circ\text{C}$ setzt ein weiterer Wachstumsprozeß ein, der auf der Blasenbeweglichkeit beruht. Dieser Koaleszenzprozeß ist schließlich der dominante Wachstumsprozeß, da bei der Relaxation koaleszierter Blasen große Leerstellenmengen angefordert werden, die zum überproportionalen Wachsen führen. Im schädigungsarmen Bereich, $x > 1,0 \mu\text{m}$, liegen Anzeichen für ein spannungsinduziertes Wachstum vor. Die enormen Spannungs-

felder um die He-Cluster führen zur Ejektion umgebender Matrixatome und damit zur Aufnahme von Leerstellen [2, 7].

Mit dem unterschiedlichen Wachstumverhalten werden gleichzeitig verschiedene Schädigungen beobachtet, wie sie in der Abb. 10 als Funktion des FR-Parameters zusammengefaßt sind. Es muß jedoch betont werden, daß die Darstellung sich ausschließlich auf Simulationsexperimente an Reinstvanadium stützt. Eine Übertragung auf andere Bestrahlungsquellen und Materialsysteme bleibt einer experimentellen Prüfung vorbehalten. Die Auftragung über die theoretisch berechneten FR-Parameter für Spaltneutronen und Fusionsneutronen besitzt deshalb nur indikativen Wert.

Die bisherigen Betrachtungen gingen von einer isothermen und kontinuierlichen Bestrahlung im Bereich 500-700°C aus. Das Bestrahlungsverhalten unter zyklischen Randbedingungen ist bisher weder experimentell noch theoretisch eingehender untersucht worden. Erste theoretische Überlegungen sind von Kulcinski et al. für das Wachstumverhalten strahlungsinduzierter Defekte bei gepulster Bestrahlung gemacht worden [11]. Die Zykluszeit reicht dabei von einigen Stunden bis zu 10^{-6} Sekunden; sie wird von dem Fusionsreaktorkonzept bestimmt.

5. Zusammenfassung

Die Bedeutung der Fusionsneutronen für die Strahlenschädigung in einer 1. Wand läßt sich gegenwärtig nur spekulativ beantworten. Da weder Experimente mit Fusionsneutronen bzgl. des Strahlenschadens vorliegen noch eine Theorie der Strahlenschädigung existiert, muß sich die Diskussion auf die drei Bestrahlungsgrößen dpa, gpa und FR-Parameter beschränken, die als zentrale Größen in theoretischen Ansätzen auftreten. Die Bedeutung der Fusionsneutronen auf diese Parameter läßt sich wie folgt angeben.

- 1) Die Fusionsneutronen erzeugen im Rückstoßspektrum einen hochenergetischen Anteil, der sowohl das Keimbildungs- wie Wachstumsverhalten von Defekten beeinflussen kann.
- 2) Der, relativ zu Spaltneutronenbestrahlungen höhere Helium-Gehalt in nicht Ni-haltigen Werkstoffen führt zu einem gasgetriebenen oder Blasen-schwellen, über dessen Ausmaß wenig Kenntnis vorliegt. Durch direkte Helium-Implantation aus dem Plasma wird zudem die Oberfläche einer 1. Wand einer Schädigung (Blistern, Exfoliation) ausgesetzt.

- 3) Der FR-Parameter gibt unter ansonsten konstant gehaltenen Randbedingungen die Notwendigkeit für das Auftreten einer spezifischen Strahlenschädigung an. Die Aussage gilt im allgemeinen nur für das System, an dem die experimentellen Erfahrungen gewonnen werden. Der FR-Parameter für Fusionsneutronen liegt in einem Bereich, wo aufgrund von Simulationsbestrahlungen ein verstärktes Blasenschwellen und eine verstärkte Hochtemperaturvergrößerung zu beobachten ist.

Die Diskussion kann gegenwärtig nicht die Frage klären,

- a) welchen quantitativen Einfluß die mikroskopischen Defektstrukturen auf die makroskopischen Größen (Ingenieurdaten) besitzen,
- b) welchen Einfluß die Erzeugung fester Transmutationsprodukte für das Werkstoffverhalten besitzt,
- c) welchen Einfluß zyklische Randbedingungen (Bestrahlungsimpulslänge, Temperaturzyklus, mechanische Wechsellast) auf die Schädigungsstruktur ausüben, und
- d) dieses ist ein theoretisches Problem: wie die aktuelle Leerstellenkonzentration bei Fusionsneutronenbestrahlung aussieht, die die mikroskopische Defektstruktur bestimmt.

Literatur

- [1] W. N. Mc Elroy, R. L. Simons, D. G. Doran and G. R. Odette
J. Testing and Evaluation 3, 220 (1975)
- [2] D. Kaletta, KFK-Report 2282 (1976)
- [3] D. Kaletta, Proc. IAEA Meeting on Radiation Damage Units,
2-3. Nov. 1976, Harwell (GB), hrsg. von R.S. Neson et al.
- [4] M. J. Saltmarsh, Oak Ridge, Nat. Lab., priv. Mitteilung
- [5] D. M. Parkin and A. N. Goland,
Proc. Intern. Conf. on Radiation Effects and Tritium Techn. for Fusion
Reactor, Okt. 1975, Gattinburg, Tenn. (USA), Bd.I, S. 417
- [6] D. Kaletta, J. Nucl. Mater. 63, 347 (1976)
- [7] W. D. Wilson, M. I. Baskes and C. L. Bisson, Sandia-Report
75-8709 (1975)
- [8] D. Kaletta, J. Stubbins,
The annealing behavior of vanadium, prior irradiated with 210-keV helium
at 625°C to high fluences, J. Nucl. Mater. (im Druck)
- [9] K. Ehrlich und D. Kaletta, s. Ref. 5, Bd. II, S. 289
- [10] H. Wiedesich, J. J. Burton und J. L. Katz, J. Nucl. Mater. 51,
287 (1974)
- [11] N. Ghoniem and G. Kulcinski, UWFD-Report 203 and 204 (1977);
Univ. Wisconsin (USA)

Tab. 1: Prozentualer Anteil der Rückstoßenergie $P(T)$ und der Schadensenergie T_D für verschiedene Energiegruppen. Verglichen werden ein typisches Spaltneutronenspektrum mit einem Modellfusionsneutronenspektrum in Niob nach Ref. 5.

Rückstoßenergie (keV)	EBR II-7		BENCHMARK	
	% P(T)	% T_D	% P(T)	% T_D
0 - 0,1	3,8	0	4,4	0
0,1 - 1,0	22,8	2,2	20,6	0,5
1,0 - 5,0	40,3	18,7	30,3	3,7
5,0 - 10,0	16,4	5,4	13,2	4,4
10,0 - 50,0	15,9	48,8	19,8	18,0
50,0 - 100,0	0,7	7,4	2,9	8,9
100,0 - T_{max}	0,1	2,5	8,8	64,5

Tab. 2: Klassifikation der Helium-Leerstellen-Agglomerate
 g Zahl der Helium-Atome, v Zahl der Leerstellen

g / v	Defekt - Typ	Einfluß auf:
> 1	He-Cluster	Blistering Hochtemperaturversprödung
$\lesssim 1/4$	He-Blase	Hochtemperaturversprödung Blasen - Schwellen
$\ll 1$	stabile Poren	Poren - Schwellen In-pile-creep

Tab. 3: Verlagerungs- und Transmutationsraten für Niob; nach Ref. 2 und 5

Quelle	Verlagerungs- effektivität	(n, p)	(n, α)	<u>At. ppm He</u> dpa
14-MeV n	1	1	1	1
d-Li-Quelle	0,94		0,43	0,46
FR (Benchmark)	0,55	0,33	0,31	0,56
EBR (Schneller Brüter)	0,22	0,013	0,013	0,06
50-MeV-Ni ^{a)}	10^5	-	-	0,00
2-MeV-He ^{a)}	10^3	-	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^3$
Absolutwerte f. 14-1MW/m ² -MeV-n	$4,2 \cdot 10^{-7}$ (dpa/s)	$76 \cdot 10^{-7}$ (At.ppm H/s)	$24 \cdot 10^{-7}$ (At.ppm He/s)	5,7 (At. ppm He/dpa)

a) Teilchenfluß $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2 = 3,1 \cdot 10^{13}$ Teilchen/cm²s, Werte im Schädigungsmaximum.

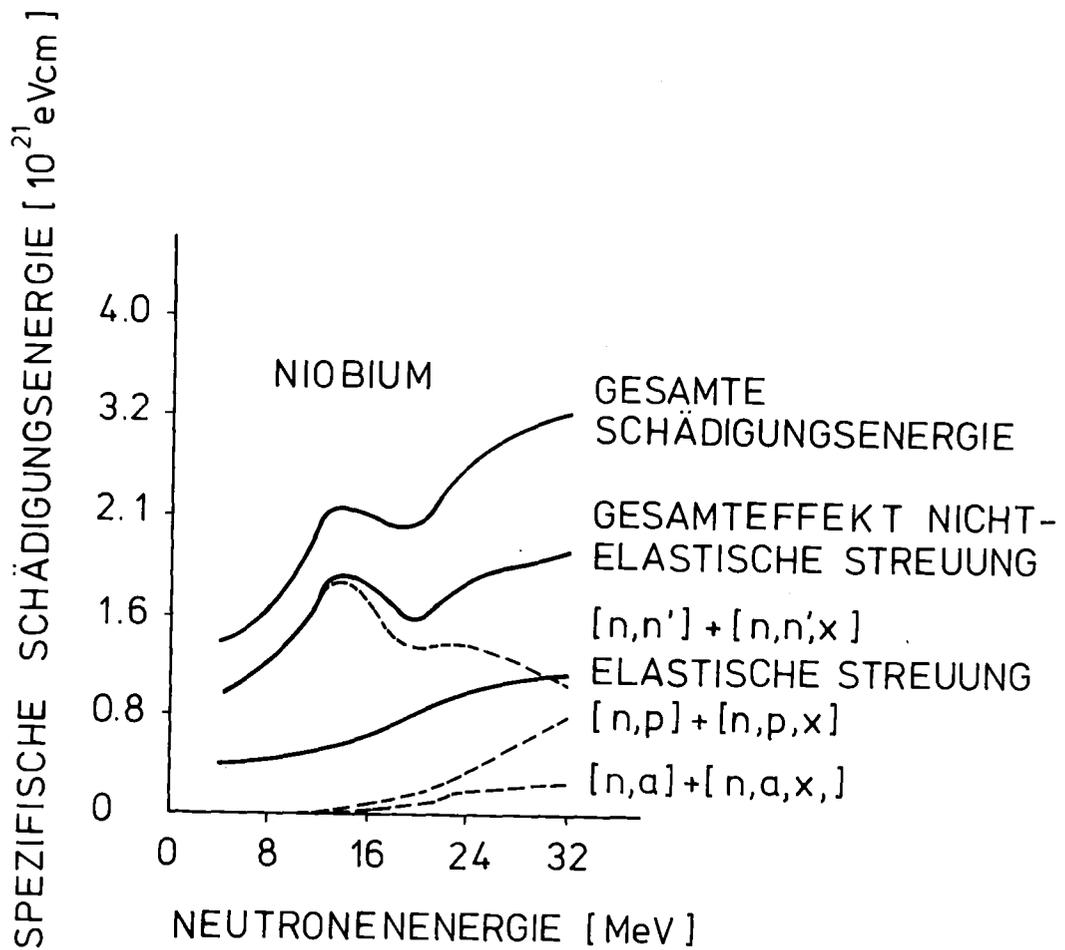


Abb. 1 Spezifische Schadensenergie bei höheren Neutronenenergien für Niob; nach Ref. 5.

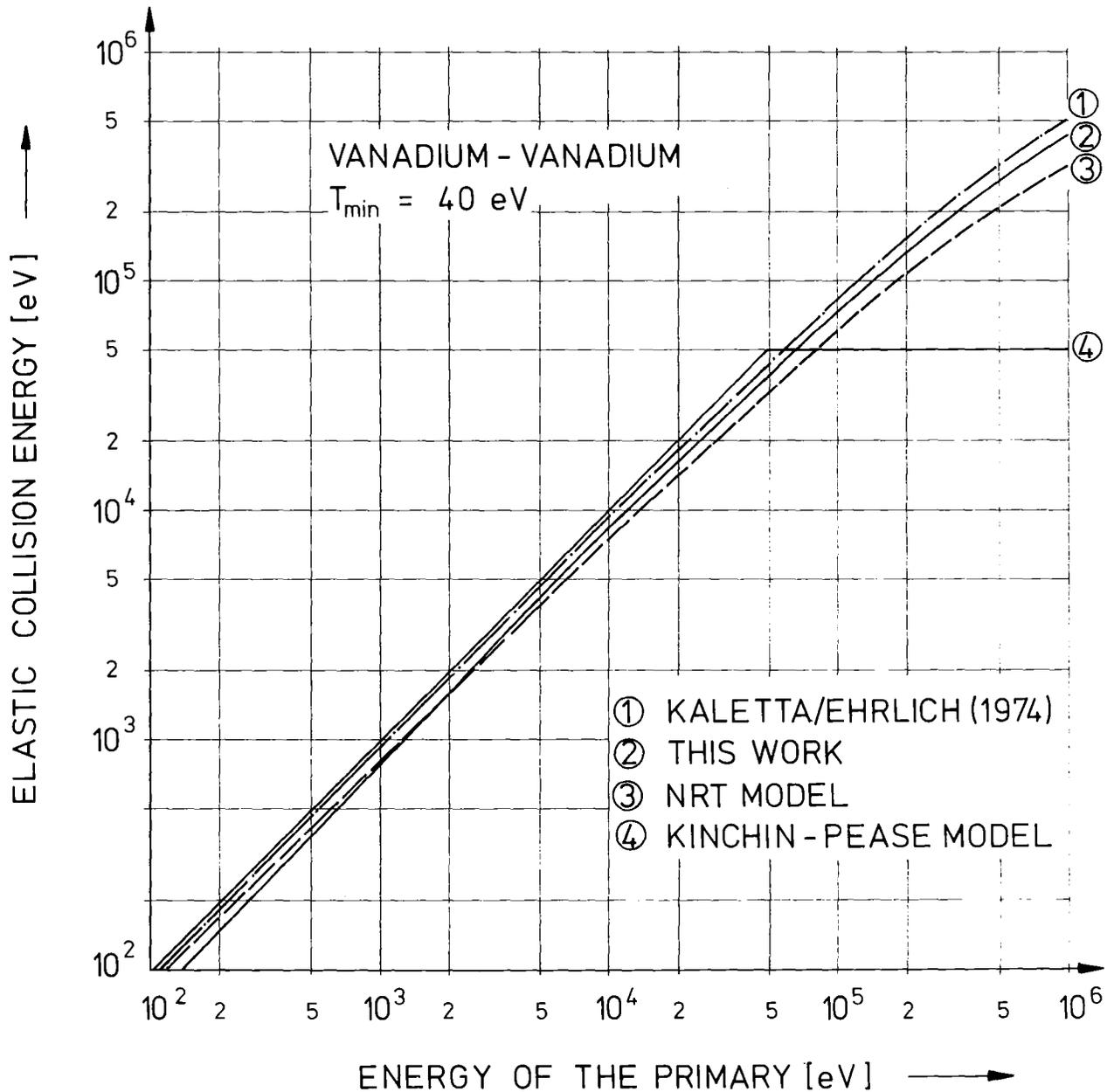


Abb. 2 Die berechnete Schadensenergie als Funktion der Rückstoßenergie eines PKA für das Stoßsystem V-V; nach Ref. 3.

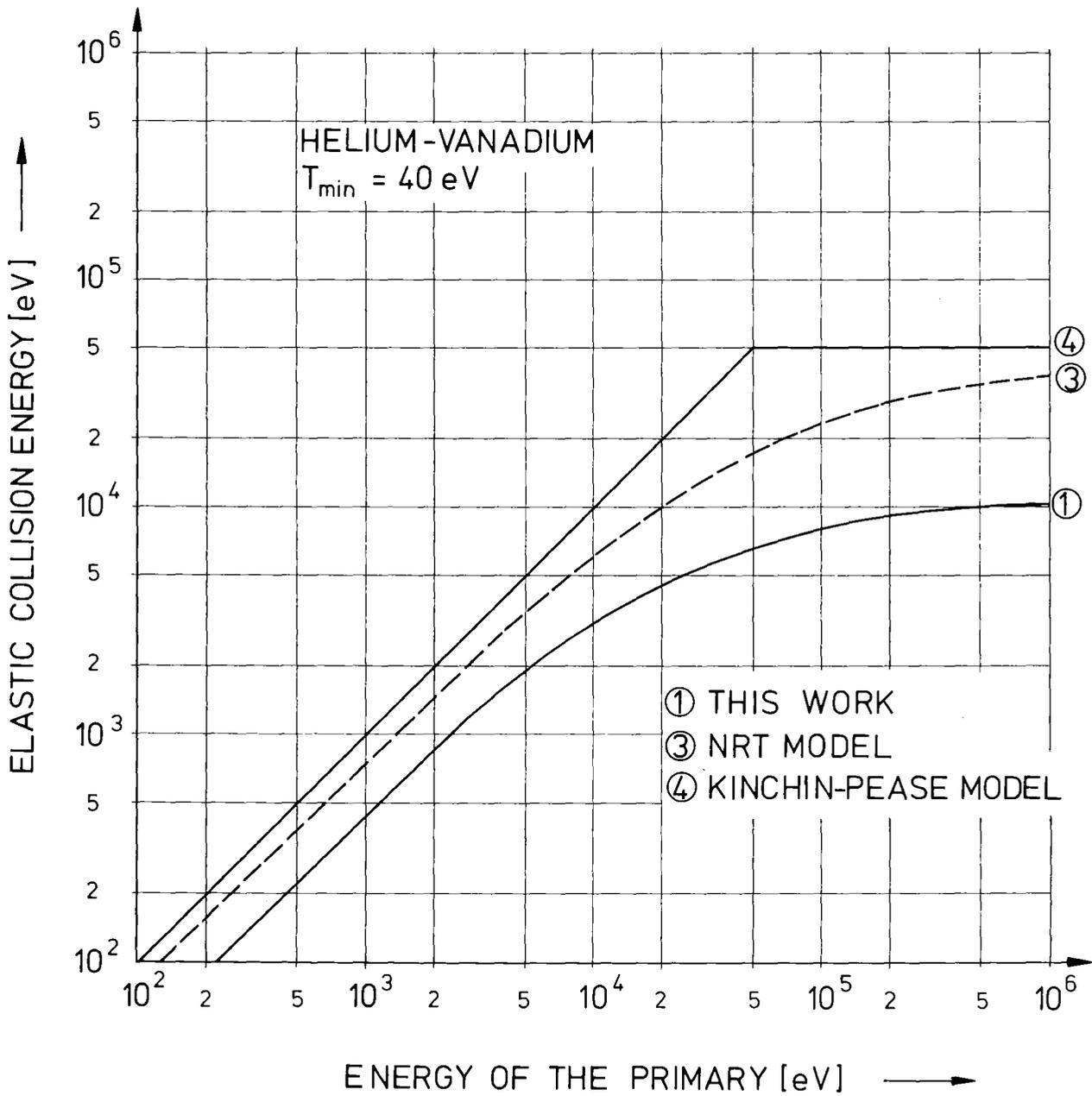


Abb. 3 Die berechnete Schadensenergie als Funktion der Rückstoßenergie eines PKA für das Stoßsystem He-V; nach Ref. 3.

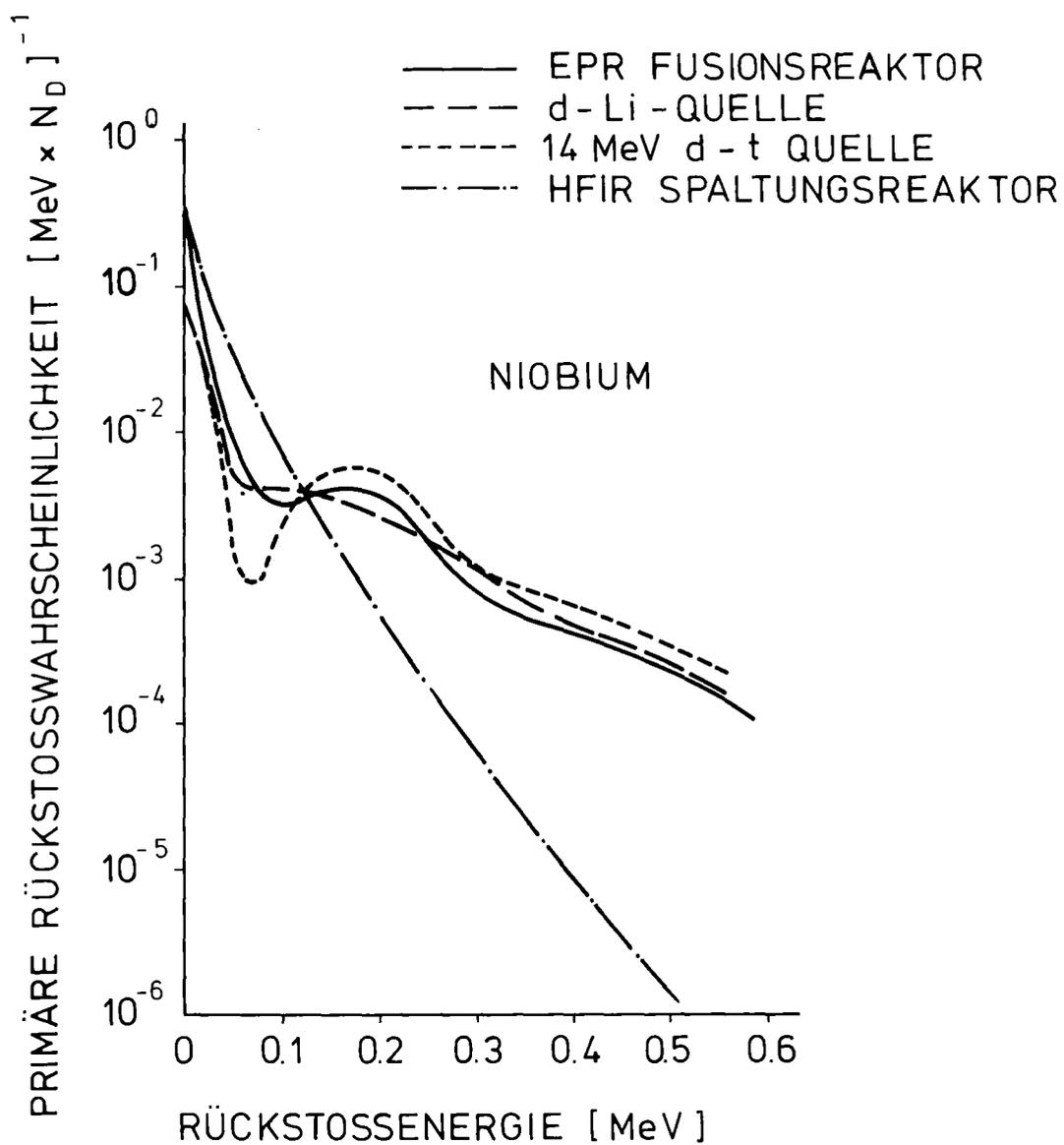


Abb. 4 Vergleich der Rückstoßspektren von Neutronenbestrahlungen mit einem Fusionsreaktor-Spektrum; nach Ref. 4.

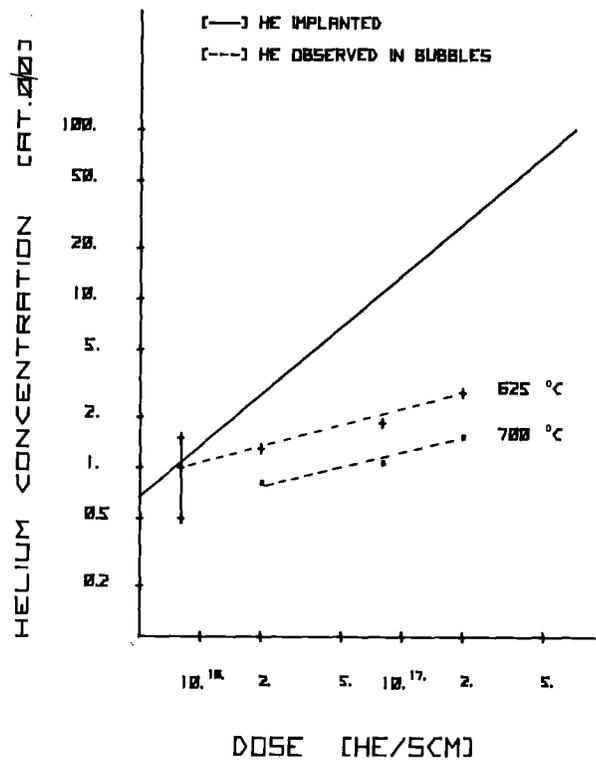


Abb. 5 Die Helium-Konzentration in reinem Vanadium als Funktion der Temperatur und Dosis. Durchgezogene Linie: mittels Reichweitenstatistik berechneter Heliumgehalt. Gestrichelte Linie: Heliumgehalt, wie er in beobachtbaren Blasen ($d > 4$ nm) vorliegt; nach Ref. 6.

HELIUM-VACANCY CLUSTER (g,1) IN COPPER

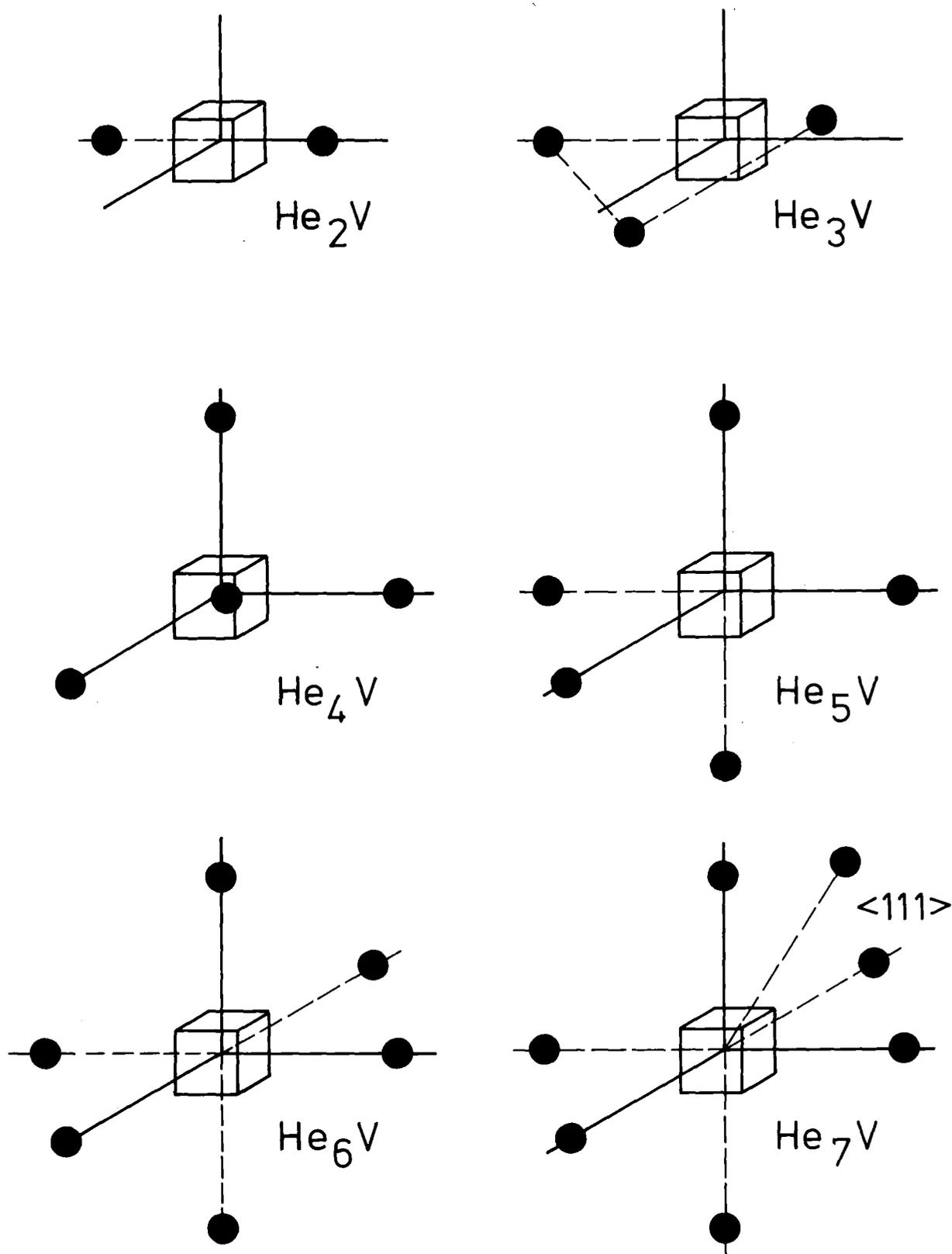


Abb. 6 Minimalenergie-Konfigurationen für Helium-Atome in einer Leerstelle eines Cu-Gitters; nach Ref. 7

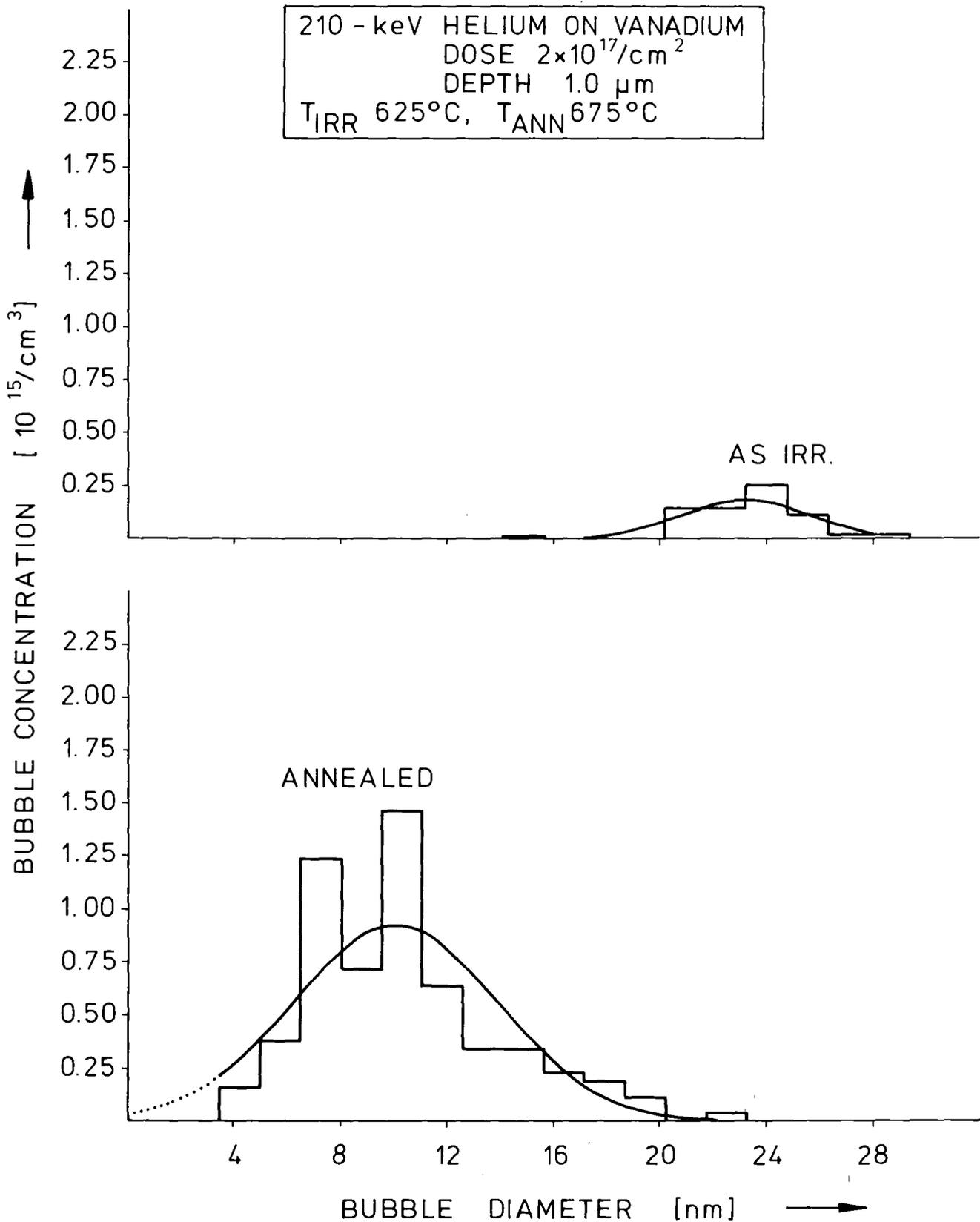


Abb. 7 Die Blasenkonzentration als Funktion des Durchmessers in helium-implantiertem V vor und nach der Wärmebehandlung; nach Ref. 8.

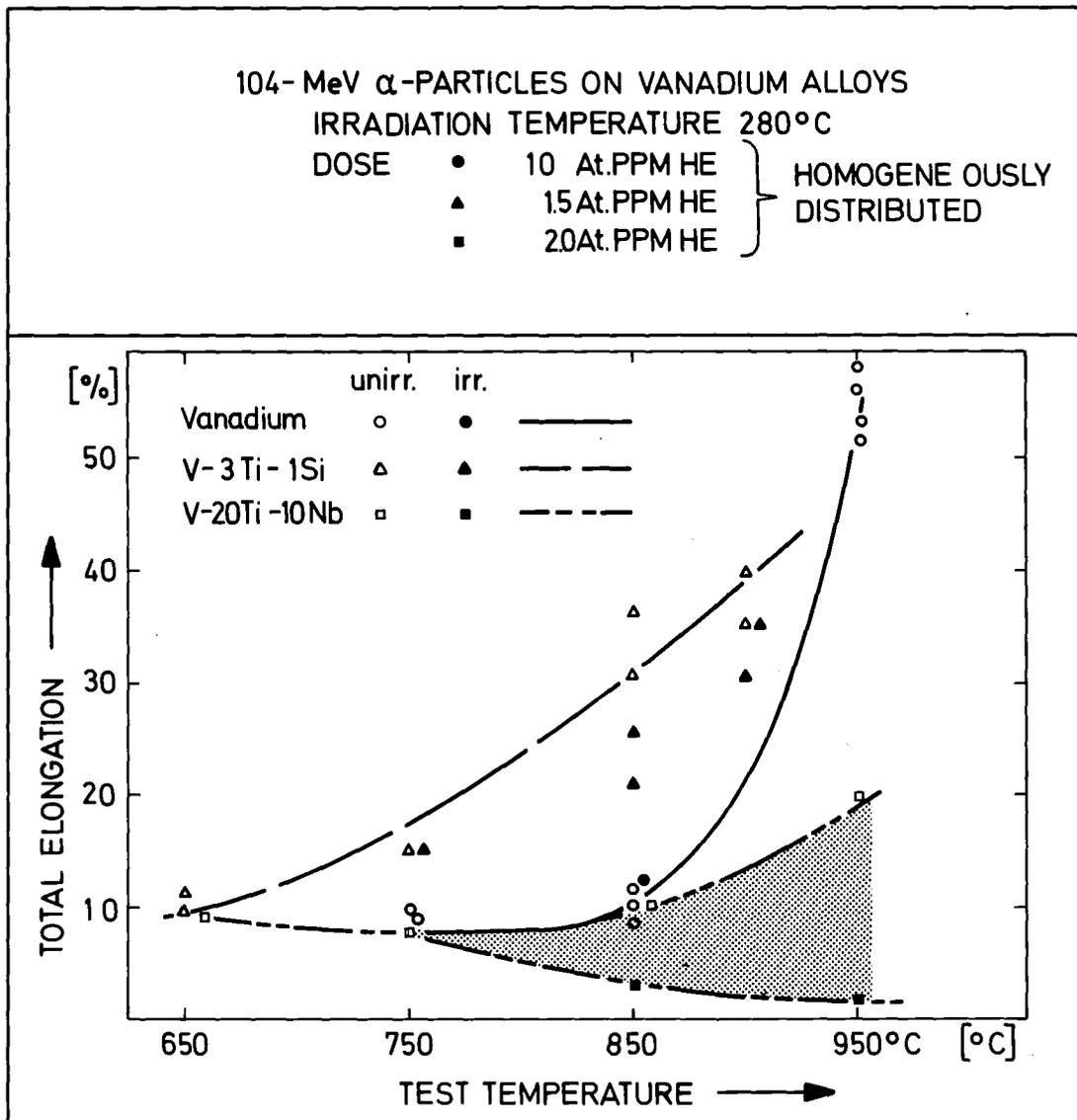


Abb. 8 Bruchdehnung an bestrahlten und unbestrahlten Vanadium und V-Legierungen als Funktion der Testtemperatur; nach Ref. 9.

REM-AUFNAHMEN VON V UND V-20 GEW.% Ti

- a) 240-keV-HELIUM AUF V, T= 625°C, DOSIS $2,4 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$
b) 240-keV-HELIUM AUF V-20 Ti, T=625°C, DOSIS $8,0 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$

BESTRAHLT

a) \longleftarrow 100 μm

UNBESTRAHLT

b) \longleftarrow 20 μm

Abb. 9 Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen an bestrahltem V und V-20 Ti; nach Ref. 2.

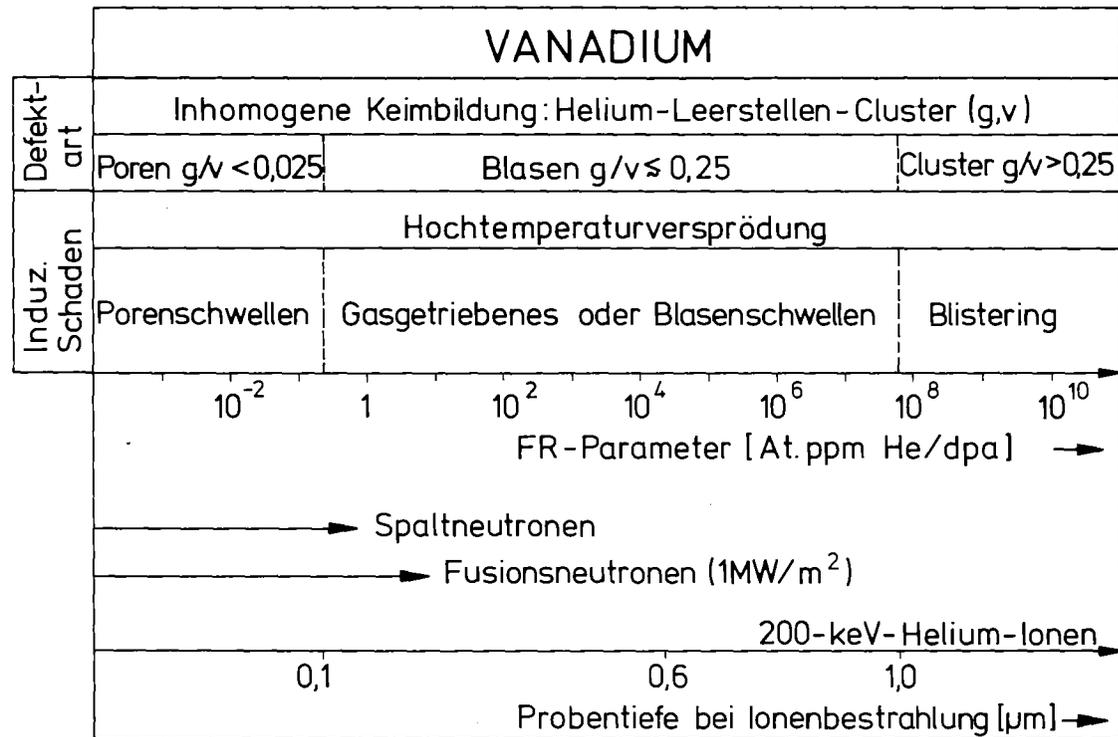


Abb. 10 Das Auftreten verschiedener Strahlendefekte und induzierte Schäden in V als Funktion des FR-Parameters. Der Darstellung liegen die Ergebnisse von 200-keV-Helium-Bestrahlungen zugrunde.

IV. SIMULATION DER STRAHLENSCHÄDIGUNG IN
WERKSTOFFEN FÜR FUSIONSREAKTOREN

BRIAN L. EYRE

Metallurgy Division
UKAEA - AERE Harwell
England

Inhalt:

- 1) Einleitung
- 2) Grundsätzliche Überlegungen für eine Strategie zur Simulation von Strahlenschäden
- 3) Vergleich von Bestrahlungsbedingungen in Schnellen Brütern und Fusionsreaktoren und daraus resultierende Konsequenzen.
- 4) Vergleich verschiedener Simulationstechniken
 - Hochspannungselektronenmikroskopie
 - Bestrahlung mit Leichten Ionen
 - " " Schweren Ionen
 - Bestrahlung in Schnellen Brütern
 - 14 MeV - Neutronenquellen
- 5) Anwendung der Resultate aus Simulationsexperimenten
- 6) Physikalisches Modell zur Strahlenschädigung
 - Ratengleichung zum Porenschwellen
 - Kalibrierung der Theorie durch Experimente
 - Allgemeine Bemerkungen

1. Introduction

In the talk I shall describe an approach to simulating irradiation damage in fusion reactor materials (first wall and blanket structure) in magnetically confined systems. The approach is based on a systematic experimental programme coupled to a physically based theoretical model to be developed. The objective of the approach is to develop a method of using simulation data for reliably predicting in-reactor behaviour of materials and for developing new improved alloys.

The talk consists basically of two parts:

- i) A brief comparison of the irradiation conditions in fusion reactors and in various simulation devices.
- ii) A description of a physical model of irradiation damage and its application to the analysis of simulation data,

2. Background

Before proceeding to the main discussion, I wish to emphasise a number of points which underly the strategy to be developed in this talk.

- i) Because there will be no fusion reactors for many years, simulation will play an essential role in studying irradiation damage in fusion materials.
- ii) In spite of the large amount of work done on simulation in support of fast reactor programmes, no absolutely safe methods exist for predicting reactor behaviour from simulation results.
- iii) From recent basic experimental research on irradiation damage, a good basic understanding has been achieved of the mechanisms governing the development of cluster damage structures.
- iv) Good progress has also been made in developing a theoretical model of swelling and irradiation creep phenomena using a rate theory approach.
- v) A basis therefore exists for developing a physically realistic approach to the stage where it can be used to interpret simulation data in terms of reactor behaviour.

3. Comparison of Irradiation in Fast and Fusion Reactors

i) Light ion irradiation

In fusion reactions α particles escape from the plasma with energies up to 3.5 MeV peaking at ~ 100 KeV. The dose rate will typically be $10^{13}-10^{14}$ p.cm⁻² s⁻¹. The range of the particles will be ~ 5 μ m.

ii) Neutron irradiation

There are two differences here:

- a) The energy spectrum in fusion reactors is expected to be harder than in fast reactors because of a significant 14 MeV component.
- b) Fusion reactors will undergo pulsed operation.

3.1 The Consequences of Differences

i) Light ions

The α particle irradiation will lead to an accumulation of helium plus damage in the surface layers of the first wall and this may lead to surface blistering. In addition, there will be sputtering of the first wall. The combined effect of these two processes will be to lead to an erosion of the first wall.

ii) Neutrons

We have to consider three main effects here:

- a) The harder energy spectra will lead to higher energy recoils resulting in both more point defects per neutron and larger displacement cascades.
- b) The harder energy spectra will also result in a higher (n- α) reaction rate and therefore more helium will be produced throughout the bulk of the first wall and blanket structure, e.g. for an austenitic steel the helium production rate per year will typically be > 100 ppm in a fusion reactor which compares with approximately 10 ppm in a fast reactor.
- c) The pulsed operation of a fusion reactor will lead to cyclic thermal stresses in the first wall and blanket.

3.2 Irradiation Damage Problems

- a) Irradiation of the surface with α particles will lead to both sputtering and an accumulation of damage and helium gas atoms in the sub-surface layers. A considerable amount of work has been done on these aspects and one of the main concerns is the aggregation of helium resulting in blister formation.

Both the sputtering and blistering could lead to erosion of the first wall. It is emphasised that this aspect of the irradiation damage problem in fusion reactors is comparatively straightforward to stimulate using light ion accelerators

- b) Bulk neutron irradiation damage will give rise to the following problems:
- i) Void swelling which in austenitic steels will occur over the temperature range 300 to 700°C and will result in dimensional changes and mechanical property changes in both the first wall and blanket structure.
 - ii) Radiation creep which will occur at temperatures up to about 600°C, again leading to possible distortion of the first wall and blanket structure.
 - iii) Cluster hardening which will occur at temperatures up to 550 to 600°C, leading to an increase in strength coupled with a reduction in ductility.
 - iv) Helium embrittlement at temperatures up to 700°C, leading to intergranular fracture and a reduction in ductility.
 - v) Fatigue due to pulsed operation. This is likely to be affected by irradiation but as yet no work has been done.
 - vi) Liquid metal corrosion of components in contact with the lithium coolant. Again, there may be enhanced effects due to irradiation.

4. Comparison of Simulation Techniques

Experience from the fast reactor irradiation damage programmes has demonstrated that there are a range of simulation techniques that can be used to study high temperature irradiation damage. In this section we summarise the main advantages and disadvantages of the different techniques and reach some conclusions regarding their future possible use.

4.1 Electron Irradiation in High Voltage Electron Microscopes

Advantages

- a) A simple recoil spectrum resulting isolated Frenkel pair production.
- b) High dose rates, i.e. $\sim 10^3 \text{ dpa sec}^{-1} \equiv 30 \text{ dpa hr}^{-1}$, which means that it is a fast convenient method for rapidly examining materials irradiated to high doses.

- c) Direct observation of damage during irradiation, thus enabling an insight to be obtained into mechanisms.
- d) Constant controllable irradiation conditions.
- e) Can easily simulate pulsed irradiation conditions.

Disadvantages

- a) The small irradiation volume and the close proximity of surfaces leads to complex stress and surface effects.
- b) Recoil energy is very different to that in a fusion reactor and this has important effects on void swelling.
- c) There is no simultaneous helium gas production.
- d) Mechanical property experiments are not possible.
- e) The high dose rate introduces complexities in the interpretation.

Conclusions

- a) HVEMs are particularly suitable to study basic aspects of damage production and to calibrate parameters required by theoretical models, for example, interstitial loop nucleation, void nucleation, dislocation bias term.
- b) It is possible to rapidly survey effects of irradiation and materials variables such as temperature changes and composition.

4.2 Light Ion Accelerators

Advantages

- a) Good depth of penetration possible, (up to 0.5 mm). It is therefore possible to irradiate comparatively large volumes.
- b) Mechanical property studies are possible involving both post irradiation testing and in situ testing such as irradiation creep and possibly even irradiation fatigue.
- c) Dual ion irradiation should be possible enabling simultaneous damage and gas generation to be simulated.
- d) Good control over irradiation conditions including simulation of pulsed irradiation effects.

Disadvantages

- a) Low dose rates compared with other accelerator simulation techniques, thus requiring long accelerator runs to achieve practically relevant doses.
- b) Recoil energy is very different to that in fusion reactors, although it is possible to match the maximum recoil energy, i.e.

$$E_{\max}^T (14 \text{ MeV p}) \cong E_{\max}^T (14 \text{ MeV n})$$

- c) The dose rate difference compared to that in a fusion reactor still introduces complexities into the analysis of the data.

Conclusions

Light ion accelerator will play a major role in mechanical property simulation experiments and particularly irradiation creep measurements. It is envisaged that dual ion irradiation systems will be required to simulate helium gas effects.

4.3 Heavy Ion AcceleratorsAdvantages

- a) It is possible to approximate more closely the recoil spectra in fusion reactors.
- b) The irradiated volumes are larger and at a greater depth than in HVM irradiated specimens and therefore the surface effects are less important.
- c) Dose rates are high, i.e. 10^{-4} to 10^{-3} dpa sec⁻¹, it is therefore possible to rapidly simulate high dose irradiation damage.
- d) Good control over irradiation conditions allowing simulation of pulsed irradiation effects.
- e) Dual ion irradiation should be possible to simulate simultaneous helium gas and damage generation.
- f) A large body of experience has been accumulated from fast reactor programmes.

Disadvantages

- a) Complex stress effects exist because of the swelling of a sub-surface volume of irradiated material.

- b) It is not possible to carry out controlled stress experiments.
- c) The irradiation costs are generally high compared, for example to HVEMs.
- d) Ion irradiation is less flexible than HVEM irradiation.
- e) The high dose rates cause complexities in the analysis of the data.

Conclusion

Heavy ion accelerators will play a major role in fusion materials programmes in the next 10-20 years at least. They will be used in the form of dual ion accelerators for the bulk of void swelling studies.

4.4 Fast Fission Reactors

Advantages

- a) Specimens are neutron irradiated.
- b) Irradiation volumes are large.
- c) It is possible to carry out large mechanical property programmes.
- d) Irradiation results in simultaneous defect and helium gas generation.
- e) Dose rates are similar to those in fusion reactors.

Disadvantages

- a) The recoil spectra are significantly different to those in fusion reactors which will lead to differences in both the defect configuration generation rates and helium generation rates.
- b) Dose rates are low which means that long irradiation times will be required to achieve practically relevant doses.
- c) It is not possible to simulate pulsing effects.
- d) In situ mechanical property experiments are difficult and costly.
- e) Instrumentation of irradiation conditions is expensive and control is not very precise.

Conclusions

Fast fission reactors will play an important role at least until fusion reactors become available. They will be particularly useful in studying mechanical properties and also void swelling behaviour.

4.5 14 MeV Neutron Machines

Advantages

- a) Matches most closely the neutron environment in a fusion reactor.
- b) The transmutation reactions, for example (n- α), are approximately matched.
- c) Controlled mechanical property experiments should be possible.
- d) Reasonable control over irradiation conditions should be possible.

Disadvantages

- a) In the present machines the useful irradiation volumes are very small, (of the order of a few ccs) and thus extremely limited programmes are possible.
- b) The machines being planned for the future will have significantly larger irradiation volumes but it will still only be possible to carry out limited programmes.
- c) The dose rates are low and therefore long irradiation times will be required to achieve practically relevant doses.
- d) Machines are expensive.

Conclusions

It is envisaged that the machines being planned for the future (1985 +), will play an essential, although limited, role in fusion reactor materials programmes. They will be necessary for the calibration of other simulation techniques and for carrying out limited programmes on high priority materials.

5. Application of Simulation Results

The simulation data will be used for two main purposes. Firstly, material selection, for example, for resistance to swelling and irradiation creep, and coupled to this is the development of improved alloys. Secondly, the production of in-reactor behaviour.

5.1 Methods of Analysing Simulation Data

The basic problem is to develop a reliable method of extrapolation of simulation results to the reactor case. Essentially there are two approaches that have been adopted

- i) Empirical approach - not based on a physical understanding of the damage processes and involving a statistical analysis of data. This method is therefore not strictly valid outside the bounds of the data base.
- ii) Physical approach - this is based on the construction of a theoretical model describing the evolving damage structure based on an understanding of mechanisms. If properly constructed, the models can be used to extrapolate outside the bounds of the data base.

It is concluded that the first approach is the easiest to use and has been adopted widely in fast reactor problems but it has obvious dangers. The second approach is more difficult to use and much more work is required to refine the existing theoretical models, but it is essential in the long term to the fusion reactor materials programmes.

In the remainder of the talk I will outline the existing state of the rate theory description of void swelling and the experimental measurements required to calibrate the critical parameters in this theory.

6. Physical Model of Irradiation Damage

6.1 Background

Considerable progress has been made in recent years in the experimental techniques for analysing irradiation damage structures, using for example, transmission electron microscopy. As a result of careful systematic experiments involving both simulation techniques and reactor irradiation, advances have been made in our understanding of the mechanisms governing the development of damage structures. At the same time a rate theory approach has been developed to quantitatively describe the time dependent changes in damage structures. However, it is not based on an ab initio theory and it therefore requires key parameters to be calibrated experimentally.

We conclude that an approach based on close co-ordination between careful systematic experiments to both advance our understanding of mechanisms and to calibrate parameters with the development of the theory to arrive at a reliable quantitative productive method is feasible.

6.2 Rate Equations to Calculate Void Swelling

As an example we summarise the principal rate equations describing the time dependent changes in the different components of the damage structure which we must solve to calculate void swelling. Again, to simplify matters, we only consider the case of a pure metal irradiated under stress free conditions. It is emphasised that the theory has been developed further by Bullough and co-workers at Harwell to take account of stress and a range of metallurgical factors such as cold work, grain boundaries, precipitates and solute atoms.

Void swelling S is given in terms of void numbers and sizes by

$$S = \frac{4 \pi r_c^3}{3} C_c \dots \dots \dots (1)$$

where C_c is void concentration and r_c is void size. The theory does not include void nucleation and C_c has to be determined experimentally at the end of the nucleation stage. In general, C_c is found to fit an exponential equation of the form

$$C_c = C_c^0 \exp \frac{-\Delta G_c}{kT} \dots \dots \dots (2)$$

and thus the experimental calibration consists of determining C_c^0 and ΔG_c , thus enabling C_c to be calculated for any temperature.

The void radius, r_c , is calculated using rate theory and the basic rate equation we have to solve is

$$\frac{dr_c}{dt} = \frac{1}{K r_c} [D_v c_v - D_i c_i - D_v c_v^e \exp \{ \frac{2\gamma}{r_L} - p_g \} b^3 / kT] \dots \dots \dots (3)$$

where D_v and D_i = point defect diffusivities

c_v and c_i = steady state point defect concentrations

γ = surface energy

p_g = gas pressure in voids (varies continuously when gas is generated during irradiation)

The steady state vacancy and interstitial concentrations are solved using the following equations

$$\frac{dc_i}{dt} = K - D_i c_i k_i^2 - \alpha c_i c_v = 0 \dots \dots \dots (4a)$$

$$\frac{dc_v}{dt} = \epsilon K^1 - D_v c_v k_v^2 - \alpha c_i c_v = 0 \dots \dots \dots (4b)$$

where K is the interstitial point defect generation rate, K^1 is the vacancy point-defect generation rate including the thermal vacancy contribution.

ϵ is the fraction vacancies collapsing to form vacancy loops when displacement cascades are generated. k_i^2 and k_v^2 are the sink strengths for the two types of point defects.

α is a recombination constant

In the simplest case of a pure metal we have only two types of sinks to take into account: Dislocations and voids. The sink strength associated with dislocations is given by

$$k_{id}^2 = \frac{Z_i}{Z_v} k_{vd}^2 = Z_i \rho_d \dots \dots \dots (5)$$

where Z_i is the dislocation bias term and ρ_d is the dislocation density. It is necessary to determine ρ_d at a low dose experimentally. In fact, ρ_d can be broken down into the following components

$$\rho_d \text{ (total)} = 2 \pi r_{VL} N_{VL} + 2 \pi r_{IL} N_{IL} + \rho_d \dots \dots \dots (6)$$

where r_{VL} and N_{VL} are the radii and numbers of vacancy loops and r_{IL} and N_{IL} are the radii and numbers of interstitial loops. In cases such as fully annealed materials where the first two terms in the LHS of equation (6) dominate, the experimental calibration involves measuring N_{IL} , r_{IL} and, if possible, N_{VL} and r_{VL} at a low dose.

Knowing the interstitial and vacancy loop radii at a known dose their change as a function of irradiation time can be calculated by solving the following rate equations.

(i) Interstitial loops

$$\frac{dr_{IL}}{dt} = \frac{1}{Kb} [Z_i D_i c_i - D_v c_v + D_v c_v^e \exp \frac{-(\gamma_{SF} + F_{el})b^2}{KT}] \dots (7)$$

(ii) Vacancy loops

$$\frac{dr_{VL}}{dt} = \frac{1}{b} [D_v c_v - Z_i D_i c_i - D_v c_v^e \exp \frac{-(\gamma_{SF} + F_{el})b^2}{KT}] \dots (8)$$

where γ_{SF} is stacking fault energy,

and F_{el} is elastic energy of loop.

It should be noted that, because $Z_i D_i c_i > D_v c_v$ and thermal vacancy emission leads to interstitial loops to grow whereas it lead to shrinkage of vacancy loops, interstitial loops are inherently stable and are expected to grow during irradiation whereas vacancy loops are inherently unstable and are expected to shrink. We should also note that vacancy loop generation depends on the generation of displacement cascades and the numbers depend on cascade collapse efficiency ϵ . N_{VL} will saturate when

$$N_{VL} = \frac{\epsilon K^1 \tau}{n_{VL}}$$

where τ is the vacancy loop lifetime calculated from (8) and n_{VL} is the number of vacancies in each loop.

6.3 Experimental Calibration of Theory

6.3.1 HVEM Irradiation Irradiation with 1MeV electrons will not generate displacement cascades and thus the cascade collapse efficiency term ϵ is effectively zero. It should therefore be possible to describe the temperature dependence of HVM swelling using homogeneous rate theory and this requires solution of the pair of rate equations (3) and (7) for the void and interstitial loop radii. The experimental measurements required are as follows

- (a) C_c versus τ
- (b) N_{IL} versus τ
- (c) S and ρ_d versus τ at one dose.

The calculated void swelling curve is then fitted to the experimental curve by adjusting the bias term Z_i . Thus we have a method for calibrating Z_i and we can then calculate swelling values for any dose.

6.3.2 Heavy Ion Irradiation It is now necessary to take account of cascade generation and their possible collapse to vacancy loops. This is achieved by solving two additional rate equations defining the number of vacancies in loops and the volume concentration of vacancy loops (8). We proceed by making the reasonable assumption that the previously calibrated (from HVM experiments) value for Z_i remains valid. The experimental measurements required in this case are

- (a) C_c versus τ .
- (b) N_{IL} versus τ .
- (c) S and ρ_d versus τ at one dose.
- (d) If possible determine N_{VL} versus τ .

Again, the calculated swelling curve is fitted to the experimental curve this time adjusting ϵ to achieve a match. With the calibrated values of Z_i and ϵ it is possible to calculate swelling for any dose and this can be checked for consistency by further experiments.

6.3.3 Neutron Irradiation It is again necessary to take into account cascade collapse to vacancy loops. The theoretical calculation and the experimental measurements required are the same as for the heavy ion irradiation experiments. The dose rate is, of course, much lower and account has also to be taken of the effects on He gas generation on the gas pressure term in equation (3). The assumption is made that Z_i is a material constant and ϵ is re-calibrated for the neutron case. Knowing Z_i and ϵ for the different cases it should be possible to directly relate simulation and reactor data for any given dose and temperature.

6.3.4 General Comments

The theoretical framework exists to deal with the comparatively simple pure metal case and the main requirement is for careful systematic experiments to test the theory. When we came to consider alloys again a theoretical framework is in existence but there is a need for a better understanding of the role of

precipitates as point defect sinks and the role of different types of solutes in point defect transport processes.

7. Conclusions

- 1) Simulation experiments will be required to study irradiation damage problems in fusion reactor materials.
- 2) Methods will therefore be required to predict in-reactor behaviour from simulation data to provide a basis for the design of first wall and blanket structure and for developing improved alloys.
- 3) The current understanding of damage processes and the kinetic theory of the evolution of the damage structures are both sufficiently developed for the combined strategy outlined in this talk to be successful. The fundamental object of the suggested approach is to construct a quantitative and physically based model of swelling which can be used for the reliable extrapolation of experimental data.
- 4) We consider the basic approach proposed here of carefully characterising all components of the damage structure in order to construct a comprehensive physical model of the evolving damage structure to be definitive. However, there is clearly considerable latitude on the choice of metallurgical parameters to be studied and these could well be dictated by other design requirements.

V. FORTSCHRITTE IN DER MATERIALFORSCHUNG FÜR FUSIONSREAKTOREN

Gerald L. Kulcinski

University of Wisconsin
Madison, Wisconsin 53706

Inhalt:

- 1) Einleitung
- 2) Metallische Strukturwerkstoffe
 - Möglichkeiten zur Veränderung des Neutronenspektrums (ISSEC)
 - Einfluß der Neutronenpulse auf mechanische Eigenschaften und Strahlenschäden
- 3) Nichtmetallische Werkstoffe
 - Feste Tritiumbrutkonfigurationen
 - Nichtmetallische Coatings
 - Isolatorwerkstoffe
- 4) Bestrahlungsquellen
 - Zukünftige Neutronenquellen
 - Bestrahlungsbedingungen in Reaktoren mit Inertialeinschluß
 - Materialtestreaktor
 - Lithium - Wasserfallkonzept
- 5) Energiedichte in verschiedenen Reaktorkonzepten
- 6) Ressourcen für Reaktorwerkstoffe
- 7) Zusammenfassung

I. Introduction

One of the important conclusions that has emerged from the many fusion reactor studies performed since 1971 is that the long term viability of this energy source is intrinsically coupled to the solution of the materials problem.⁽¹⁻¹¹⁾ Early studies were overly optimistic with respect to coolant operating temperatures and useful lifetimes that could be attained from rather exotic structural materials . It wasn't until reactor designs appeared with more conventional alloys (e.g., stainless steel) that we began to appreciate the immense problem that lay before us.

Since those "early" days of reactor design a great deal of progress has been made in some areas. The object of this paper is to put into perspective some of those advances that have taken place since the 1974 Fusion Reactor Conference in Culham.⁽¹⁾ The format for this discussion is exhibited in Table 1 where we divide the topic into three areas: structural metals, non-metals, and radiation environment. We will then address these topics by specific examples with respect to the degree of progress (or lack of it) and also to list the new ideas which have been proposed since 1974 for the solution of such problems. The reader will certainly recognize a detailed discussion of all the research effort since 1974 is not possible in this short article and therefore only a few of the more important examples will be discussed here. Finally, a few observations on the use of scarce materials in high powered reactor designs will be made.

II. Structural Metals

A. Significant Progress

One of the most impressive advances that has been made in this area since 1974 is the simulation of the proper helium to displacement damage ratios in 316 SS. Scientists have used the Ni-59 (n, alpha) reactor to produce as much as 6000 atomic parts per million in 316 stainless steel irradiated over a wide range of temperatures and up to displacement levels corresponding to $8-9 \text{ MW-yr/m}^2$.⁽¹²⁾ Figure 1 summarizes two of the most important effects noticed in this material. First, the ductility drops drastically with temperature and above 500°C , it appears that useful lifetimes will be severely limited (especially when safety factors are included) as was previously predicted.⁽¹³⁾ Secondly, the void swelling is greatly enhanced above 500°C by the excess helium and this will also tend to limit the useful lifetime because of swelling gradients. While we now have a much more solid data base from which to predict useful lifetimes for stainless steels, the situation for the other materials (i.e., V, Mo, Ti) has not improved significantly since 1974 because there is no known way to produce helium commensurate with the displacement damage without seriously altering the chemical composition. Until high energy, high flux neutron sources become available in the middle 1980's, we will have to rely on theoretical models, however primitive they are at present.

Another area in which one can see progress since 1974 is that of blistering phenomena. Many more materials have now been investigated

(e.g., steel, Al, V, Nb, Mo, Be, C)⁽¹⁴⁻¹⁶⁾ over a wide temperature range and with various energy-light ions. Several theories have been proposed and the possible consequences of blistering may not be as severe as originally thought.⁽²¹⁻²⁴⁾ The question of how many exfoliated layers could be lost is still unanswered but the indications are that the thinning rate may not be a constant under a wide spectrum of particle bombarding energies. Furthermore, methods to prohibit blistering altogether have been proposed (e.g., carbon curtains⁽²⁵⁾ and divertors,^(1,3,13)). While one cannot say that the problems with blistering are completely solved, the outlook does look brighter now than in 1974.

An area where there was considerable concern in 1974 was that of high energy neutron sputtering. Preliminary measurements indicated that the sputtering coefficients for 14 MeV neutrons were ~ 0.2 atom/neutron.⁽²¹⁾ At that rate, the erosion of the first wall may approach hundreds of microns per year. However, more detailed experiments revealed that such numbers were too high and in fact the sputtering coefficient may be less than 10^{-4} atom/neutron (see Figure 2).^(27,28) At those levels, physical thinning of the first wall appears to be no problem.

Finally, our ability to determine useful first wall lifetimes has greatly improved from the preliminary estimates based on uniform ductility loss or gross swelling. We now are including such properties as fatigue, fracture, toughness, creep-rupture, crack propagation, etc., in the analyses of the first wall.⁽²⁹⁻³¹⁾ Figure 3 shows one such analysis performed on an early UWMAK-I design.⁽¹⁹⁾ Unfortunately, the application of more ways

to analyze the wall has not always increased our predicted wall lifetimes. In fact, in some cases it has resulted in lower lifetimes than previously estimated. The main point here is that the broadening and improvement in the assessment mechanisms has revealed further design changes that are necessary and these analyses have strengthened our confidence about achievable wall lives.

In the area of new ideas, the proposal to use Ti alloys has been made since 1974.⁽³²⁾ This alloy system is characterized by high strength to weight ratios, excellent fatigue resistance, good corrosion resistance, excellent radioactivity properties and the titanium system also indicates a certain degree of resistance to void induced swelling.^(33,34) There exists a well-established industry to manufacture 10's of thousands of metric tons of finished products per year and the resource picture looks bright.⁽³²⁾

On the other side, Ti alloys are more expensive than the steels, a great more of high fluence, high temperature neutron damage data is needed, and hydriding is a worrisome possibility below $\sim 300^{\circ}\text{C}$. An example of the low long lived radioactivity of a Ti-6 Al-4 V alloy is shown in Figure 4 compared to a normal 316 SS structure in a Tokamak reactor.⁽³⁵⁾ It is conceivable that one could actually recycle some Ti alloys within 30 years of plant shutdown⁽³⁶⁾ thus avoiding the long term (thousands of years) storage of the isotopes in a 316 steel structure. This is a strong psychological advantage for the Ti alloys if nothing else.

There has also been a consistent trend toward lower and lower operating temperature systems in fusion reactor blankets since 1974.^(6,7) The drop

from the 800-1000°C heat of the very early reactor designs to the 500-650°C values of the next generation (UWMAK I⁽¹³⁾ & II⁽³⁷⁾ and PPPL⁽³⁸⁾) was the first step. However, it was soon discovered that even this was not satisfactory for Fe-Cr-Ni alloys and more recently temperatures of ~400°C^(6,7) have been proposed. This lowering of the coolant outlet temperature also greatly relaxes the balance of plant design as well as allowing a possibly longer wall life to be enjoyed. Other indirect benefits are the lowering of the tritium diffusion rates and the use of simpler materials in the rest of the power cycle. The price that had to be paid for these benefits is lower efficiency and more thermal pollution potential. However, it appears that even at these lower temperatures, the fusion reactor will be as good as the LWR's in this respect.^(7,8)

Another idea which has capitalized on the flexibility of the fusion process and shows great promise for increasing the first wall lifetimes is the ISSEC (Internal Spectral Shifter and Energy Convertor) concept.⁽³⁹⁻⁴²⁾ The basic idea here is to place a passive shield between the plasma and the first vacuum wall to slow down the 14 MeV neutrons, extract their kinetic energy and radiate the heat to the wall. Such a shield in itself would operate at very high temperatures and probably would be made out of carbon to withstand the intense heat. Calculations have shown that such a C ISSEC may operate at ~2000°C where most of the displacement damage would simply anneal out and the helium could diffuse from the shield.⁽⁴²⁾ An example of the neutron spectra with and without a 25 cm carbon ISSEC is given in Figure 5. Note that the high energy neutron component is reduced by more

than 2 orders of magnitude and the thermal flux is greatly increased. This change in neutron spectra results in a large decrease in the displacement damage and helium production rate.

This concept has been recently applied to the Lawrence Livermore Laboratory laser fusion reactor design⁽⁴³⁾ in the form of a liquid Li "waterfall".^(44,45) (See description in Section IV). This liquid ISSEC concept also can reduce the damage rate in the structure (see Figure 6) and the moving Li carries the heat away instead of radiating it to the first wall. The real importance of this concept lies in the order of magnitude or more reduction in damage level incurred by the vacuum containing structure and in fact it may be our only hope to obtain a permanent ($\sim 100 \text{ MW-yr/m}^2$) first wall structure.

B. Areas Where Significantly More Effort is Required

A key feature of all the recent fusion reactor designs (except for the mirror) is the pulsed nature of operation. This has always been appreciated for the inertial confinement schemes and the Theta Pinch, but even the Tokamak reactors now appear to present problems in this area. The desire to minimize the temperature and pressure transients in these systems has pushed engineers into designing short down times between "burns". Furthermore, power supply limitations have tended to shorten the "burn" time itself such that it is now not uncommon to discuss burns of a few minutes followed by 10 seconds or so of down time for impurity removal, resetting of magnet power supplies, refueling, etc.⁽⁷⁻⁸⁾ Such cycles mean that at a 70% plant factor, approximately 100,000 transients will take place in the blanket per year and over 3 million cycles will be incurred

over the plant lifetime. Even though the problem has been recognized, very little in the way of stress or strain cycles can be calculated until detailed designs are presented and complex analyses of joints, weld zones, and diagnostic ports are performed.

On the materials side, very little has been done to find materials capable of withstanding such severe cyclic loads. Experimental measurements of fatigue life have only been performed on a small number of alloy systems and there have been essentially no tests of these alloys in a reactor environment. Theories to predict the useful fatigue life in the presence of hydrogen isotopes, liquid metals, neutron irradiation and rapidly changing loads have not been developed yet and do not appear to be a major part of the effort in the fusion materials' community. This will have to change in the next few years.

The situation with respect to thermal creep is much better now than in the early reactor designs where the structural metals were operated at $\sim 0.5 T_m$ (where T_m is the absolute melting point). Now the reactor designs have tended toward lower blanket temperature ($\sim 0.3 T_m$) and thus have removed thermal creep as a major factor.^(6,7) However, the irradiation induced creep is still present and in fact, takes on much more importance at the lower operating temperatures. Irradiation induced creep can relax the stresses induced by coolant pressures, magnetic fields, or the maintenance of a vacuum during the "burn" but these stresses will reappear when the neutrons are "turned off" again and the driving force for the induced stress is changed.

Irradiation creep studies are very expensive to run in a reactor environment and to date only a few such successful studies have been performed on fission reactor materials.⁽⁴⁶⁾ No such studies have yet been performed in the unique fusion environment of any reactor system. Furthermore, theoretical models describing this process have not been developed to the satisfaction of most of the materials community. Preliminary examination reveals that the time between the "burn" in a Tokamak reactor (when the relaxed stresses can reappear) will be critical for the long term survival of first wall materials and could well represent the most critical period for the first wall.

It has been shown by several theoretical⁽⁴⁷⁻⁴⁸⁾ and experimental⁽⁴⁹⁻⁵⁰⁾ studies that void nucleation is extremely sensitive to impurity atoms, especially inert gases.^(51,52) These latter impurities are a common transmutation product in a DT fusion neutron environment and since most blanket designs are in the temperature range where void swelling will be a problem, an understanding of this problem is essential. Void nucleation theory is a very complex field as witnessed by the fact that there are only 3 or 4 individuals or groups in the world working in the area. Nevertheless, since the problem of void swelling is expected to be critical to the continued operation of structural components, much more effort needs to be invested in this area to understand and beneficially control this phenomena.

The probability of having the first wall of any CTR design last the entire (~20 full operating years) lifetime of the reactor seems to be no more at hand now than in 1974. This is due to two trends. First, the trend has been toward higher wall loadings (4-6 MW/m² in high beta tokamaks without divertors)^(7,8) and this means that one would require ultimate lifetimes of ~100 MW-yr/m² (6 times the maximum damage level projected for the cladding in the highest burnup fuel element in an LMFBR). Secondly, we have become

much more quantitative in our ability to analyze potential failure modes for fusion reactor first walls and this has tended to restrict the potential for dramatic improvements based on a single material property (e.g., fatigue, yield strength, ductility, etc.). For example refer to Figure 3.

Figure 7 gives a brief summary of the predictions of first wall life for various materials. Note that the wall life of steels above 500°C is predicted to be less than 4 MW-yrs/m² and below 500°C it may reach 10 MW-yrs/m². The values for the Nb, TZM, and V alloys are only speculation at this point as there is very little data on which to base such predictions. The important point of Figure 7 is that we are still an order of magnitude away from the first wall lifetime that we would like to have for a complete reactor lifetime. Accepting the fact that we will have to periodically change the blanket structure has a large impact on capital costs (through increased remote handling equipment and hot cells), operating costs (replacement parts, increased down time) and environmental concerns (through increased radioactive waste quantities and demand on scarce resources).

III. Non Metals

A. Significant Progress

Several new ideas with regard to solid tritium breeding compounds have been proposed in the past four years. The main improvement has been in the area of higher lithium atom densities (such as in Li_2O)^(53,54) and more extensive consideration of Pb-Li alloys.^(8,55) Both of these materials offer the potential for breeding ratios greater than 1.0 without the use of Be. Original reactor designs which contained solid breeder such as Li AlO_2 ⁽³⁷⁾ required neutron multipliers like Be but it was subsequently shown that the resource problems associated with that element were too formidable to overcome.

Much more interest is now being shown in carbon liners⁽²⁵⁾ or coatings^(56,57) to reduce the contamination effects so prevalent in Tokamak plasmas. Original fears about poor vacuum properties were shown to be groundless⁽⁵⁸⁾ and the high diffusivity of helium from carbon above 800°C ⁽⁵⁹⁾ has removed fears of large dimensional changes due to bubble formation. The rate of chemical sputtering by hydrogen isotopes has been shown to be tolerable above 1000°C ⁽⁶⁰⁾ and current studies of possible C_2H_2 formation above 1500°C are in progress.⁽⁶¹⁾ Neutron radiation damage data above 1000°C reveals a lessening of the accumulated damage⁽⁶³⁾ and very high temperature tests ($1500\text{-}2000^\circ\text{C}$) are currently being planned.⁽⁶⁴⁾ If these latter tests prove that the dimensional stability is adequate, then the use of carbon liners, ISSEC's, coatings and limiters can be seriously considered for power reactors.

B. Areas Where More Effort is Required

On the negative side for the non metallic materials, very little progress has been made in determining the irradiation effects on solid breeders and neutron multipliers at typical operating temperatures. Since the helium gas production rates in these materials can be very high (~10's of thousands of at. ppm per MW-yr/m²), swelling and mechanical integrity are real questions.⁽⁹⁾ Such tests can be easily performed in existing fission reactor facilities and need not wait for high energy neutron facilities.

The criteria for useful lifetimes and operating conditions for electrical insulators has not been made much clearer in the past four years. One area which is much more prominent now is that of electrical insulators for magnets. There has been a tendency to bring the magnets closer to the plasma to reduce stored energy and power requirements^(7,8,37) Such designs now require the electrical insulators to withstand 10⁸ rads/year (or more) when leakage down divertor slots and other reactor penetrations is taken into account. These values are close to the recommended design limits for some of the more damage resistance fiberglass insulators⁽⁶⁵⁾ and unless periodic replacement of the magnets is desired, more radiation damage resistant insulators must be developed.

C. New Ideas

One important new idea to surface since 1974 is the use of solid Li₂O as a coolant.⁽⁵⁴⁾ There is a subtle, but very important concept involved here which takes advantage of the unique features of the DT reaction. Flowing beds of ~100 micron diameter Li₂O particles can transport (not transfer) the heat and tritium outside of the reactor where it can be recovered in a timely fashion. The neutrons pass through the first structural wall and slow down in the Li₂O as well as reacting with the Li-6 to form tritium. The exothermic reactions then deposit the heat in the particle and because of the poor heat

transfer coefficients from particle to particle, the heat gets transported out of the reactor to a heat exchanger. These poor heat transfer characteristics allow one to effectively decouple the temperature of the coolant from the structure so that the vacuum containing material can be at much lower temperatures.

The use of carbon "curtains" to protect the plasma from high Z impurities sputtered from the vacuum chamber walls is also a new concept proposed since 1974.⁽²⁵⁾ Flexible carbon cloth is a product well-known in the space industry and it has also been shown that the hanging of this cloth between the plasma and first wall can protect the wall from sputtering by ions and neutrals escaping the plasma and from localized plasma dumps in the case of abnormal operation. It has also been found that the heat capacity of these curtains is high enough to reduce the first wall temperature fluctuations between the burns.⁽⁶⁾ Operation at 1000-1200°C appears to be reasonable from a strength and chemical erosion basis as well.⁽⁴²⁾

IV. Radiation Environment

A. Significant Progress

One of the important measures of progress in this area since 1974 is the authorization and construction of several high flux, high energy neutron sources to test materials. The solid target RTNS-II⁽⁶⁶⁾ has been designed and is currently under construction at LLL in the U.S. (See Table 2 for status). It is expected to operate in March 1978. The Intense Neutron Source at LASL⁽⁶⁷⁾ is ~25-30% completed with a target date for operation of October 1979. Finally, the construction of a high energy D-Li source, a concept originally conceived at BNL,⁽⁶⁸⁾ has been approved and it is expected to be in operation in late 1983. All of these sources have low volume test areas (~1 to several hundred cm³ of specimen test volume excluding temperature and load control equipment) and they should provide limited experimental verification of the theoretical predictions for radiation damage in a DT neutron environment. However, they are not adequate for a full fledged alloy development program.

The description of the irradiation environment to be experienced in Magnetic Fusion Reactors has come a long way since 1974. In particular, neutronics calculations have progressed from the 1 dimensional-homogenized slab geometry consideration to more realistic 3-dimensional discrete blanket analyses.^(6,70) An example of such a calculation is shown in figure 8. for the blanket-neutral beam port section of a reactor. We are now able to show how such response functions as displacement rate, transmutation rate, etc., vary angularly as well as with depth. Such calculations can highlight "hot spots" near reactor penetrations where additional shielding may be required. These analyses will also help in determining which parts of the blanket may reach a maximum allowed damage level first and thereby help to more clearly define useful lifetimes.

Another area of significant progress is the determination of the time and spatially dependent damage state in the first walls of inertially confined fusion reactors. It has been shown that the debris from "typical" laser fusion pellets can result in very high thermal, stress, and displacement pulses in the first solid surfaces facing the pellet. Figure 9 shows what the composite temperature and displacement response of a Cu surface would be from a 100 MJ pellet exploded 7 meters away. The detailed pellet spectra is discussed elsewhere^(71,72,73) but it is important to note that the temperature at the surface will be quite high before and during the arrival of most of the pellet debris. One example of how such analysis can help in the design of the wall has to do with sputtering. The previously described environment means that sputtering will take place at high temperatures where the sputtering coefficients are much higher than those determined at reactor ambient temperatures⁽⁷⁴⁾ and hence the thinning rates will be much larger. Other examples of how important these transient analyses can be, have to do with blistering due helium ion injection, annealing of voids and loops between pulses.

An additional area in which great progress has been made is that associated with the induced radioactivity in the reactors and the impact of such radioactivity on reactor designs. First of all, our ability to quickly, cheaply, and accurately calculate the induced radioactivity as improved with the development of specific computer codes for this area.⁽⁷⁵⁾ Next the inclusion of all alloying elements and impurities into the calculations has tended to reveal the true magnitude of background radiation levels.^(76,77) Finally, a general appreciation of the difference between safety (short times after shutdown ~ hours to day), maintenance (days to weeks) and long term storage (100's to thousands of years) has been better understood.

It now appears that all known structural alloys (including C) represent a safety hazard if released outside the reactor during a catastrophic accident.⁽⁷⁷⁾ It also appears that hands-on maintenance within a reasonable time of shutdown can be performed on the exterior of the reactor if it is properly designed but that hands-on maintenance of the inner blanket is not feasible at this time.⁽⁶⁾ Finally, there are great differences in the long term storage time of the proposed alloys ranging from possible reprocessing in 30 years for some alloys to permanent ($>10^4$ years) sequestering of others.⁽⁷⁷⁾

B. Areas Where More Effort is Required

Two areas which have not displayed much improvement over the 1974 period have to do with the inertial confinement area. Even though we now know that the displacement rates by neutrons may approach 1-10 dpa/sec for 0.1 microsecond⁽⁷³⁾ there are no facilities which can come within a factor of 1000 of this damage rate on a repetitive basis. Furthermore, dpa rates of 10-1000 per sec can also occur at the end of range for the pellet debris.⁽⁷³⁾ The highest sustained dpa rate produced thus far is .0.1 dpa/sec for a few hours⁽⁷⁸⁾. Obviously if ICFR's are to be seriously considered, experimental facilities to simulate these effects will have to be constructed.

The classification that has surrounded the pellet design has made any specific first wall selection criteria very difficult to formulate. At the present time only spectra from bare D-T pellets is available but it is widely known that these are greatly different from the highly structured, high performance pellets needed for a commercial system. If materials scientists are to develop damage resistant materials, they will have to know what the irradiation environment looks like in much greater detail than presently available in the unclassified literature.

C. New Ideas

One new idea which has surfaced since 1974 is that of a Tokamak Materials Test reactor.⁽⁶⁾ Previously only a Mirror Materials test reactor had been proposed.⁽⁷⁹⁾ The main object is to obtain a large ($\sim 10^6 - 10^7 \text{ cm}^3$) useable test volume in order to screen several alloys at a variety of temperatures, stresses, and coolant environments. Such a large volume facility would necessarily come after the low volume neutron test facilities previously described. The Tokamak Engineering Test Reactor (TETR)⁽⁶⁾ would provide $1-2 \times 10^6 \text{ cm}^3$ of high flux ($> 1 \text{ MW/m}^2$) test volume. This reactor is based on near term technology and TFTR state of the art plasma physics. It could possibly be in operation by the end of the 1980's and provide the necessary information for the US-DEMO reactor scheduled to operate in the late 1990's.

There have been two new methods proposed to mitigate the first wall surface damage in an ICFR. The first is the "lithium fall" approach proposed by LLL.⁽⁴³⁾ A schematic of this concept is shown in figure 10. A stream of liquid lithium is dropped in a cylindrical chamber such that when the microexplosion takes place, the liquid absorbs the photons and charged particles. It has even been shown that if the Li fall is thick enough, the moderation of the neutrons can reduce the damage to the first wall components.^(44,45) If this concept works it could go a long way to reducing the complexity of the ICFR design and may even result in a lower cost system.

Another approach to the same problem is to fill the chamber with a low pressure (~ 1 torr) high Z gas which will absorb most of the X rays and charged particles before they hit the first walls.⁽¹⁰⁾ This would allow most of the kinetic energy of the pellet debris (except the neutrons) to

heat the gas. The exhaust of the high temperature gas and the resulting shock wave to the first wall are problems which should be easier to handle than the surface damage from an unprotected wall.

V. Power Density Considerations for Materials.

The power density of a particular reactor is often quoted as a measure of its ultimate cost. However, several definitions have been used in the past and it is worthwhile to be very specific about them here.

Plasma physicists often define the power density of a reactor as the thermal power of the reactor divided by the volume of the plasma (since the boundary of the plasma is hard to define, the volume of the vacuum chamber is usually used). For the case of laser fusion the volume of the blast chamber is a convenient measure. A power density as determined by either of the above methods can be misleading because while it is indicative of the size of the reactor, one does not have to pay directly for the vacuum volume!

Another method of determining the power density in a DT fusion reactor would be to divide the total power generated by the volume of the blanket required to slow down and extract the energy from the X rays, ions and neutrons. This is called the "neutronic" power density. The drawback with this method of estimating cost is that it does not reflect the cost associated with the confinement or sustainment of the plasma. Items such as magnets, neutral beam injectors, lasers, electron beam generators, etc., also need to be included in the overall cost.

Another way to calculate a meaningful power density is to include the volume of the blanket, shielding, auxiliary equipment such as magnets, lasers, etc. This would be more properly called an engineering power density. Such a number should be limited to only those items associated with the nuclear island as the balance of plant items should be common for most of the fusion approaches.

Table 3 lists the various power densities for 6 recent tokamak reactor designs, 2 mirror designs and one laser fusion reactor. Note that within the tokamak reactors there has been a steady increase in the plasma power density from $0.6 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ in UWMAK-I to $\sim 9 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ in NUWMAK. The Reversed Field Mirror concept has even a higher plasma power density at $17 \text{ MW}_t/\text{m}^3$.

One can see from Table 3 that the power density in the blanket can be quite different than the power density in the plasma. For example, the neutronic power density in UWMAK-I is $3 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ vs. a plasma power density of $0.6 \text{ MW}_t/\text{m}^3$. The power density in the NUWMAK reactor increases to $13 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ and it is as high as $11 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ in the Solase laser reactor design. Other designs such as the Mirror reactors are reduced to $2\text{-}3 \text{ MW}_t/\text{m}^3$.

Finally, when all of the auxiliary and driver components of the nuclear island are included we see a much different picture. At the present time the variation from the earliest to the more recent reactor designs is only a factor of 3 to 4 and the Mirror reactors show lower engineering power densities, around $0.5 \text{ MW}/\text{m}^3$. Even the laser fusion reactor is in the $2 \text{ MW}_t/\text{m}^3$ range.

The significance of the above numbers can be appreciated by the following rough calculation. Assume that the average solid density of the

material (including 10% coolant) for the reactor is 7 tonnes/m³ (steel ~8, copper ~9, refractory metals 6-10 tonnes/m³). If the average fabricated cost of the reactor components is 15 \$/kg (1978 \$) then at a 1MW_t/m³ engineering power density the nuclear island direct costs are \$315/kWe (at a 33% efficiency). Typically, nuclear island costs are one third of the total direct costs of the reactor plant^(8,13,37) and this yields 950 \$/kWe in direct capital costs. The indirect costs of any power plant range from 100-150% of the direct capital costs⁽⁸⁰⁾ which means if we use an average of 125%, the total capital costs will be in the 2150 \$/kWe range. This is about twice the current costs of energy and it is clear that we must get into the 2 MW_t/m³ range if fusion reactors are to become economically competitive.

VI. Impact of Fusion on the Resources of Scarce Materials

Because of the low engineering power density of fusion reactors one must pay considerable attention to the amount and type of elements required for these reactors. Various resources assessments have been made previously^(13,37) but here we will take a slightly different approach. In general, we will try to calculate the total installed capacity of fusion reactors required if fusion is to significantly contribute to the energy demand of the 21st century. This very general calculation uses the following assumptions for the period 2000-2100:

- 1) The average world population is 10×10^9 people (it is expected to level out at 12×10^9 people in the latter half of the 21st century⁽⁸¹⁾).
- 2) The average energy use per capita for the world in this time period will be 5kW_t/cap. (Assuming a 1% per year increase in per capita energy consumption from the present 2kW_t/cap.)

- 3) Assume 1/3 of the total energy demand is used to produce electricity (it is now ~28% in the U.S. and projected to reach 50% by the end of the century).⁽⁸²⁾
- 4) Assume an average 40% conversion efficiency to electricity.
- 5) Assume Fusion will generate 1/2 of the electrical energy in the 21st century.
- 6) Assume a 30 year plant life.
- 7) Assume no recycle of radioactive material in the first 50 years after shutdown.

The above assumptions mean that over the next century ~9000 GWe of fusion-electric plants must be installed. Finally,

- 8) We can use only 10% of the World's reserves for Fusion (assume that future discoveries between now and the introduction of fusion will just balance consumption).

The above set of numbers coupled with the known World's reserves gives the allowable materials investment as listed in Table 4. (Note for example that current designs require 3 to 12 tonnes/MWe of materials that will become activated.)

We see that large amounts of Fe (2700 tonnes MWe) could be used as well as reasonable amounts of Mn (60), Al (20), Cu (4), Cr (4), Ti (2), and Pb (2). The allowable amounts for the refractory metals is rather low [V (0.3), Nb (0.08), and Mo (0.2)]. Nickel represents a problem at 0.3 tonnes/MWe as does Boron (0.7), and the allowable amount of Be is only 0.6 kg/MWe, or 0.6 tonnes/GWe!

We have examined several reactor designs (6,10,13,37,38,80,83,84,85) and compared the average amount of elements required with those allowable in figure 11. Several important conclusions can be drawn.

- 1) Reactor designs which use Fe, Mn, Cr and Al appear to fit into the previous set of assumptions without too much difficulty.
- 2) The use of Cu, Pb, B, Ni, Mo, and Nb for magnets only would require more than 10% of the present world reserves for the present designs.
- 3) The use of V, Nb, and Be in the presently anticipated amounts would greatly exceed the world reserves.

Of course, one might argue that if we were willing to pay more for the materials, the reserve picture would be expanded somewhat. However, then one would have to include that in the cost of the plant and factors of 2 increase in the overall fabricated cost of the nuclear island components may be very hard to counter with increased revenues. Nevertheless, these choices should be studied before extensive use of elements in the second and third categories is proposed.

VII. Summary and Conclusions

We have seen that a great deal of progress has been made in the fusion reactor materials area since 1974 with respect to problem definition, experimental measurements and facility design, and new ideas to extend the useful first wall life. However, there still is a very long way to go before fusion reactor designers can even begin to design high powered (~hundreds of MWe) demonstration reactors and an even longer way to the commercial reactors.

One disturbing trend is the recent tendency to design compact Tokamak reactors (and others as well) with peak neutron wall loadings of 5-6 MW/m². The removal of divertors from such systems means that the heat load to the first wall is ≥ 100 watts/cm², a value much too high for stainless steel first walls.^(7,8,30) On the other hand, the present emphasis in the fusion reactor structural materials field is on the austenitic steels to be used for at least the next 20-25 years. It is important for both designers and materials engineers to recognize the fundamental thermally induced stress limits in this alloy system and realize that the most economical system (in mills per kilowatt hour generated) may not be that with the highest wall loading!

Finally, much of the current thinking in the fusion reactor materials field is greatly influenced by our experiences in the LWRs and LMFBRs. This has allowed us to make some preliminary estimates of the magnitude and nature of the problems to be faced and in general, this experience has had a positive effect. But we must be careful not to unnecessarily constrain the design of fusion reactors with concepts developed in the fission reactor.

field. The D-T fusion process does have some very unique properties that can be utilized in innovative and "unusual" ways. The use of ISSEC's (both solid and liquid), solid coolants and unconventional nuclear materials (e.g., Ti alloys) are examples of the flexibility that can be utilized in fusion power reactors. It is important that along with the future progress that will be made in the testing of more conventional materials, scientists keep an open mind to the uniqueness of the energy source we are dealing with and take advantage of the options that have been provided by the fusion process.

References

- 1) "Fusion Reactor Design Problems," Proc. IAEA Workshop, Culham, UK, Feb 1974, Nuclear Fusion Special Supplement - 1974, Int. Atomic Energy Agency, Vienna (1974).
- 2) "Radiation Effects and Tritium Technology for Fusion Reactors," ed., J.S. Watson and F.W. Wiffen, Proc. Int. Conf., Gatlinburg, Tenn., Oct 1974, CONF-750989 (March 1976).
- 3) "The Technology of Controlled Nuclear Fusion," ed., G. L. Kulcinski, Proc. Int. Conf., Richland, Washington, Sept. 1976, CONF-76-935 (Jan. 1977).
- 4) J.W. Davis and G.L. Kulcinski, "Major Features of DT Tokamak Fusion Reactor Systems," Nuclear Fusion, 16, 2, 355 (1976).
- 5) "Magnetic Fusion Energy Blanket and Shield Workshop," Proc. Conf. Brookhaven, NY, April 1976, ERDA-76/117 (Aug. 1976).
- 6) B. Badger, et al., "TETR-A Tokamak Engineering Test Reactor," Univ. of Wisconsin, UWFDM-173, (Sept 1976).
- 7) D. Steiner, et al., "ORNL Fusion Power Demonstration Study: Interim Report," ORNL/TM-5813, (March 1977).
- 8) B. Badger, et al., "NUWMAK-An Advanced Tokamak Power Reactor," to be published.
- 9) G.L. Kulcinski, "Radiation Damage - The Second Most Serious Obstacle to Commercialization of Fusion Power," P. I-17, in Ref. 2.
- 10) B. Badger, et al., "Solase - A Laser Fusion Power Reactor," Univ. of Wisconsin, UWFDM-220, (Nov. 1977).
- 11) G.L. Kulcinski, "Materials Problems and Possible Solutions for Near Term Tokamak Fusion Reactors," To be published as Proc. Int. School of Fusion Reactor Tech. - Erice, Sicily, 1976, see also UWFDM-186, (Sept. 1976).
- 12) P.J. Maziasz, F.W. Wiffen, and E.E. Bloom, "Swelling and Microstructural Changes in Type 3/6 Stainless Steel Irradiated Under Simulated CTR Conditions," ORNL/TM-5396, May 1976, see also F.W. Wiffen, "The Effects of CTR Irradiation on the Mechanical Properties of Structural Materials," ORNL/TM-5624, 1976

- 13) B. Badger, et al., "UWMAK-I - Wisconsin Tokamak Reactor Design," Univ. of Wisc., UWFD-68, Nov. 1973.
- 14) See numerous works of M. Kaminsky and S.K. Das referenced in an article "Radiation Blistering in Metals and Alloys," by S.K. Das and M. Kaminsky (1976) to appear in "Symp. Rad. Effects on Solid Surfaces" (Advances in Chemistry Series).
- 15) "Proceedings of First Conf. on Surface Effects in Controlled Thermonuclear Fusion Devices and Reactors," ed H. Wiedersich, M. Kaminsky, and K.M. Zwilsky, J. Nucl. Materials, Vol. 53, (1974).
- 16) "Proceedings of the Second Conference on Surface Effects in Controlled Fusion Devices," ed. W. Bauer, C.R. Finfgeld, and M. Kaminsky, J. Nucl. Materials, Vol. 63, (1976).
- 17) E.P. EerNisse and S.T. Picraux, "Role of Integrated Lateral Stress in Surface Deformation of He Implanted Surfaces," to be published J. Appl. Phys.
- 18) J.H. Evans, J. Nucl. Materials, to be published.
- 19) G.M. McCracken, Jap. J. Appl. Phys. Suppl, 2, Pt 1, 269 (1974).
- 20) G.J. Thomas and W. Bauer, Radiation Effects, 17, 221, (1973).
- 21) B.M.U. Scherzer, "Ion-Solid Interaction in Fusion Reactors," J. Vac. Sci, Technology, 13, 420, (1976).
- 22) J. Roth, R. Behrisch, B.M.U. Scherzer, "Contribution of Blistering to First Wall Erosion in Plasma Wall Contact," J. Nuclear Materials, 57, 365, (1975).
- 23) S.A. Cohen, "Vacuum and Wall Problems in Precursor Reactor Tokamaks," J. Vac. Sci. Technology, 13, 449, (1976).
- 24) K.L. Wilson, L.G. Haggmark, and R.A. Langley, "Blister Formation in Multiple Energy He⁺ Implanted Stainless Steel," SAND-76-8688, (1976).
- 25) G.L. Kulcinski, R.W. Conn, and G. Lang, Nuclear Fusion, 15, 327, (1975).
- 26) M. Kaminsky, J.H. Peavey, and S.K Das, Physical Review Letters, 32, 599, (1974).
- 27) O.K. Harling, M.T. Thomas, R.L. Brodzinski, and L.A. Rancitelli, "Recent Neutron Sputtering Results and the Status of Neutron Sputtering," J. Nucl. Materials, 63, 422, (1976).

- 28) "Sputtering of Niobium by Energetic Neutrons and Protons: A Pound Robin Experiment," BNWL-2194, March, 1974.
- 29) "Fusion Reactor First Wall/Blanket Systems Analysis," McDonnell Douglas Astronautics Comp., MDC-E1592, (Oct. 1976).
- 30) R.F. Mattas and D.L. Smith, "Modeling of Life-Limiting Properties of Fusion Reactor Structural Materials," ANL/FPP/TM-84, (May 1977).
- 31) W.G. Wolfer, to be published.
- 32) J.W. Davis and G.L. Kulcinski, "Assessment of Titanium For Use in the 1st Wall/Blanket Structure of Fusion Power Reactors," EPRI-ER-386, (April 1977).
- 33) J.J. Brimhall, H.E. Kissinger, and G.L. Kulcinski, "The Effect of Temperature on Void Formation in Irradiated Pure and Impure Metals," AEC Symposium Series 26, Conf-710601, (1972), p. 338.
- 34) Y.Adda, Ibid, p. 31.
- 35) G.L. Kulcinski and T.K. Sung, to be published.
- 36) G.L. Kulcinski, J.W. Davis, and T.K. Sung, American Nuclear Society Trans. Vol. 24, 1977.
- 37) B. Badger, et al., "UWMAK-II - A Conceptual Tokamak Power Reactor Design," Univ. of Wisconsin, UWFD-112, (Oct. 1975).
- 38) "A Fusion Power Plant," ed. R.G. Mills, Princeton Plasma Physics Laboratory, MATT-1050, (Aug. 1974).
- 39) R.W. Conn, G.L. Kulcinski, H. Avci, and M. El-Maghrabi, "New Concepts for Controlled Fusion Reactor Blanket Design," Nucl. Tech. 26, 125, (1975).
- 40) G.L. Kulcinski, R.W. Conn, H.I. Avci, and D.K. Sze, "Protection of CTR Metallic First Walls by Neutron Spectral Shifting," Univ. of Wisconsin, UWFD-127, (1975).
- 41) H.I. Avci and G.L. Kulcinski, "The Response of ISSEC Protected First Walls to DT and DD Plasma Neutrons," P. I-437 in Ref. 2.
- 42) H.I. Avci, Y. Gohar, T.Y. Sung, G.L. Kulcinski, and C.W. Maynard, "The Use and Performance of Graphite and Metal ISSEC's in Tokamak Fusion Reactors," to be published Nuclear Design and Engineering.
- 43) J. Maniscalco, to be published.

- 44) H.I. Avci and G.L. Kulcinski, "The Effect of a Liquid ISSEC on Radiation Damage Parameters in Laser Fusion Reactor First Walls," Univ. of Wisconsin, UWFDM-205, (Aug. 1977).
- 45) H.I. Avci and G.L. Kulcinski, "Comparison of Liquid ISSEC's; Li, Pb and Pb₄Li for Use in Laser Fusion Reactors," Univ. of Wisconsin UWFDM-208⁴, (Aug. 1977).
- 46) See For Example, Proc. Int. Conf. on "Measurement of Irradiation-Enhanced Creep in Nuclear Materials", J. Nucl. Mater. Vol. 65, 1977.
- 47) K. C. Russell, "The Effect of Gas on Void Nucleation", P. 158 in The Physics of Irradiation Produced Voids, ed. R. S. Nelson, HMSO, London, (1975).
- 48) H. Wiedersich, J. J. Burton, and J. L. Katz, J. Nuclear Materials, 51, 287, (1974).
- 49) K. C. Russell, "Nucleation of Voids in Irradiated Metals. III. Impurity Effects", Scripta Met., 7, 755 (1973).
- 50) R. A. Johnson and N. Q. Lam, Phys. Rev. B, 13, 4364 (1976).
- 51) M. L. Sundquest and J. M. Donhowe, "Some Effects of Preinjected Helium and Irradiation Temperature on Void Formation in Aluminum Irradiated With Aluminum Ions", Nucl. Technology, 31, 140, (1976).
- 52) R. Bullough and M. R. Hayns, "The Swelling Effects to be Expected in Materials Under High Transmutation Gas Generation Rates", P. I-230, in Ref. 2.
- 53) K. Tanaka, H. Kudo, and H. Amano, "Tritium Recovery From Lithium Oxide Blankets in a Fusion Reactor," P. III-253 in Ref. 2.
- 54) D. K. Sze, I. N. Syiatoslayksy, and D. C. Schluderburg, "Gravity Circulated Solid Blanket Design For a Tokamak Fusion Reactor", p. 150 in Ref. 3.
- 55) O. W. Lazareth and J. R. Powell, "Alternatives to Beryllium for Neutron Multiplication For Solid CTR Blankets", Trans. Amer. Nucl. Soc. 22, 45 (1975).
- 56) W. M. Stacey, Jr. "Tokamak Experimental Power Reactor Conceptual Designs", ANL/CTR-76-3 (1976).
- 57) M. Roberts, "Oak Ridge Tokamak Experimental Power Reactor Studies", ORNL-TM-5572 (1976).
- 58) G. P. Lang and V. L. Holmes, "Gas Content and Sticking Probabilities For Fibrous Forms of Graphite As Applied to Fusion Reactors", Nucl Fusion, 16, 162 (1976).

- 59) G. J. Thomas, W. Bauer, P. L. Mattern, and B. Granoff, "He and H. Implantation of Vitrious Silica and Graphite", SAND-75-8718 (1975).
- 60) I. P. Busharov, E. A. Gorbatov, V. M. Gusev, M. I. Guseva, Y. V. Martynenko, ERDA Report TR-50, Moscow (1975), see also Bohdanský et al., p. 541 in Proc. of 9th Symp. on Fusion Technology, Pergamon Press, (1976).
- 61) M. Balooch and D. R. Olander, J. Chem. Phys., 63, No. 11, Dec. 1975.
- 62) R. Post and B. Feinberg, to be published.
- 63) W. C. Morgan, E. M. Woodruff, and W. J. Gray, "Irradiation Behaviour of Graphite at Very High Temperatures", p. 189 in Ref. 3.
- 64) W. J. Gray, personal communication.
- 65) See analysis in Ref. 13.
- 66) J. C. Davis, J. E. Osher, R. Booth, and C. M. Logan, "Rotating Target Neutron Source-II", p. 1447 in Ref. 3.
- 67) C. R. Emigh, et al., "An Intense Neutron Source Facility for the Fusion Energy Program", p. 261, ANL/CTR-75-4 (1975).
- 68) "Proposal For An Accelerator-Based Neutron Generator", BNL 20159, (July 1975), see also BNL 20840 (Jan 1976).
- 69) B. Badger, et al., "TETR - A Tokamak Engineering Test Reactor", Univ. of Wisconsin, UWFDM-173, (1976).
- 70) See Y. Gohar in chapter 9 of Reference 69.
- 71) T. O. Hunter and G. L. Kulcinski, "Description of the Response of Reactor First Walls To Pulsed Thermonuclear Radiation (Part I)", Univ. of Wisconsin, UWFDM-196, (March 1977).
- 72) T. O. Hunter and G. L. Kulcinski, "Description of the Response of Reactor First Walls to Pulsed Thermonuclear Radiation (Part II)", Univ. of Wisconsin, UWFDM-217, (Oct. 1977).
- 73) T. O. Hunter, S. I. Abdel-Khalik, and G. L. Kulcinski, "Response of First Walls in Inertial Confinement Reactors to Thermonuclear Radiation", Univ. of Wisconsin, UWFDM-221, (Oct. 1977).
- 74) R. S. Nelson, Phil. Mag. 11, 291 (1965).
- 75) T. Y. Sung, "Radioactivity Calculations in Fusion Reactors", Ph.D. Thesis, Univ. of Wisconsin, (1976).
- 76) T. Sung and G. L. Kulcinski, "Some Considerations on the Radioactivity and Mechanical Properties of Various Aluminum Alloys", Univ. of Wisconsin, UWFDM-154, (March 1976).

- 77) W. Häfele, J. P. Holdren, G. Kessler, and G. L. Kulcinski, "Fusion and Fast Breeder Reactors", Int. Inst. Applied Systems Anal., Laxenburg, Austria, RR-77-8 (Nov. 1976).
- 78) J. E. Westmoreland, J. A. Sprague, F. A. Smidt, Jr., and P. R. Malmberg, "Dose Rate Dependence of Irradiation Parameters in Nickel-Ion-Irradiated Nickel", Trans. Amer. Nucl Soc., 19, 149, (1974).
- 79) T. H. Batzer, et al., "Conceptual Design of a Mirror Reactor For a Fusion Engineering Research Facility", UCRL-51617, Aug (1976).
- 80) B. Badger, et al., "UWMAK-III, A Non-circular Tokamak Power Reactor Design," University of Wisconsin, UWFD-150 (July 1976).
- 81) W. Häfele and W. Sassin, "The Global Energy System", Ann. Rev. Energy, 2, 1, (1977).
- 82) C. Starr, to be published.
- 83) "An Engineering Design Study of A Reference Theta Pinch Reactor (RTPR)", LA-5336 and ANL-8019, parts I and II, (March 1974).
- 84) J. R. Powell, "Preliminary Reference Design of Fusion Reactor Blankets Exhibiting Very Low Residual Radioactivities", BNL-19565 (1974).
- 85) A. P. Fraas, "Conceptual Design of the Blanket and Shield Region and Related Systems For a Full Scale Toroidal Fusion Reactor", ORNL-TM-3096 (1973).

Table 1

Status of Fusion Materials - 1977 vs. 1974

	<u>Structural Metals</u>	<u>Non Metals</u>	<u>Radiation Environment</u>
Considerable Progress	<ul style="list-style-type: none"> . He/dpa in steel . Blistering . n-sputtering . Lifetime Determination 	<ul style="list-style-type: none"> . Solid Breeders (ideas) . Carbon in DT Plasma 	<ul style="list-style-type: none"> . Low Volume Neutron Source . Irradiation Environment (MFR) . Damage Chronology (ICFR) . Radioactivity Calculations
Not Much Progress	<ul style="list-style-type: none"> . Fatigue, Creep Limits . Void Nucleation . Permanent 1st Wall 	<ul style="list-style-type: none"> . Solid Breeders, Neutron Multipliers (exp) . Insulators 	<ul style="list-style-type: none"> . Pulsed Neutron Source . Pellet Spectra
New Ideas	<ul style="list-style-type: none"> . Ti Alloys . Lower Operating Temperature . ISSEC's 	<ul style="list-style-type: none"> . Li₂O Coolant . Carbon Curtains 	<ul style="list-style-type: none"> . Tokamak MTR (TETR) . 'Liquid' Fall Protection . Gas Protection

Table 2

Near Term High Energy Fusion Materials Irradiation Test Facilities

<u>Source</u>	<u>Neutron Flux cm⁻²s⁻¹</u>	<u>cm³ of Test Volume</u>	<u>Status-Nov, 1977</u>	<u>Expected Operation Date</u>
RTNS-II	2×10^{13}	1	Construction 90% Complete	March 1978
INS	10^{14}	3	Prototype Operating Final Design 25% Complete	October 1979
D-Li	10^{14} 10^{15}	300 10	Design Funds Approved FY-78	Late 1983

Table 3

FUSION REACTOR POWER DENSITIES

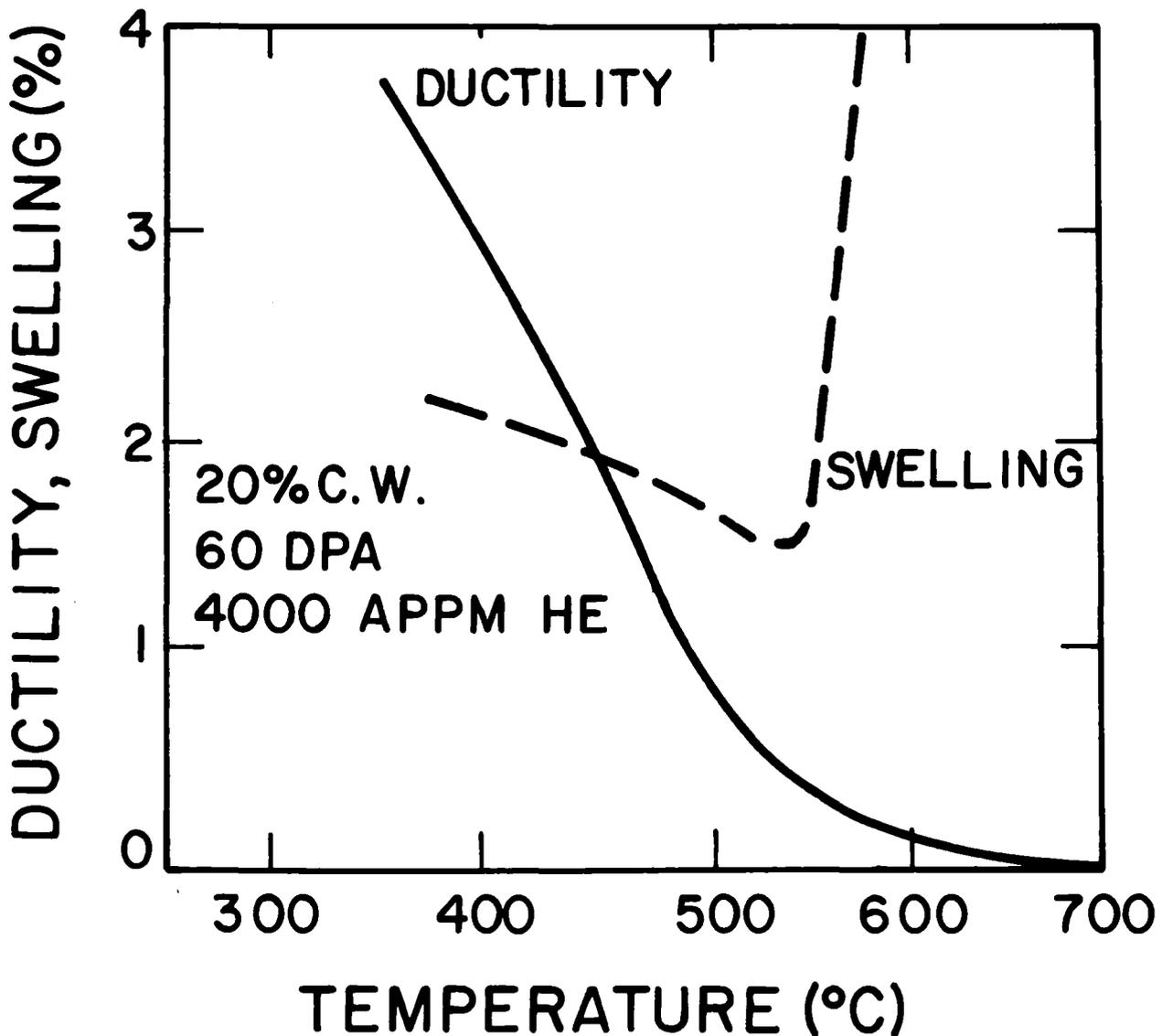
	<u>MW_t/m³</u>		
	<u>PLASMA</u>	<u>NEUTRONIC</u>	<u>ENGR</u>
UWMAK-I	0.6	3	0.7
UWMAK-II	0.6	2	0.6
UWMAK-III	2	4	1
PPPL	2	4	1
ORNL-DEMO	5	5	2
NUWMAK	9	13	2.5
TANDEM MIRROR	4	2	0.5
FIELD REV. MIRROR	17	3	0.4
SOLASE	4	11	2

Table 4

SUMMARY OF NON FUEL RESOURCES FOR FUSION

<u>ELEMENT</u>	<u>WORLD RESERVES 10⁶ TONNE</u>	<u>ALLOWABLE FOR FUSION-2000-2100 TONNE/MWe</u>
Fe	246,000	2700
Cr	370	4
Ni	24	0.3
Mn	5,500	60
Nb	7	0.08
Cu	390	4
Al	2000	20
Mo	18	0.2
V	26	0.3
Ti	147	2
Be	0.05	0.0006
Pb	160	2
B	66	0.7

FIG. 1
EFFECTS OF HIGH DAMAGE LEVELS
ON SWELLING AND DUCTILITY IN
316SS-ORNL



6

FIGURE 2
EXPERIMENTAL NEUTRON SPUTTERING YIELDS
FOR NIOBIUM (AFTER HARLING⁽²⁷⁾)

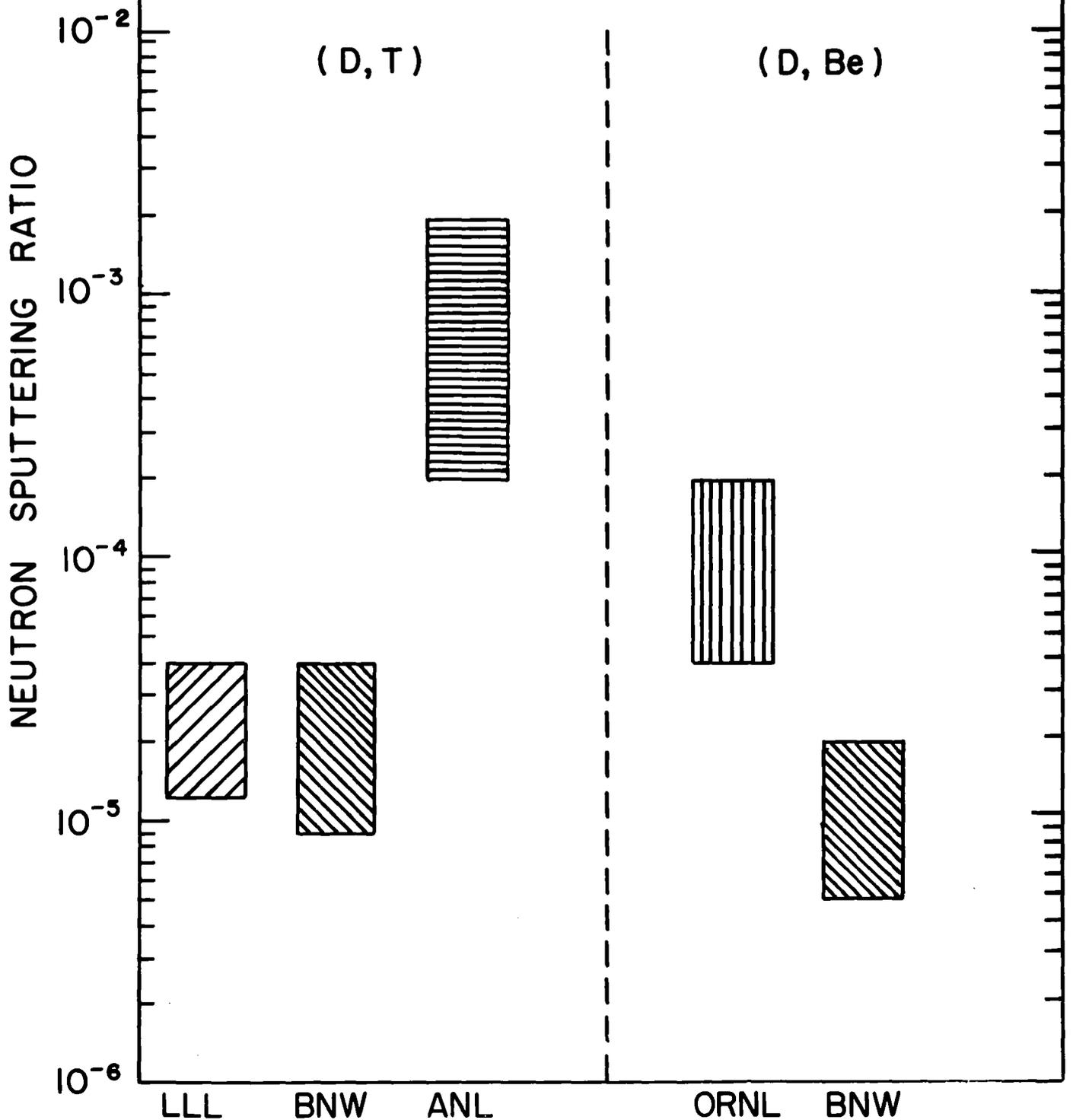


Figure 3

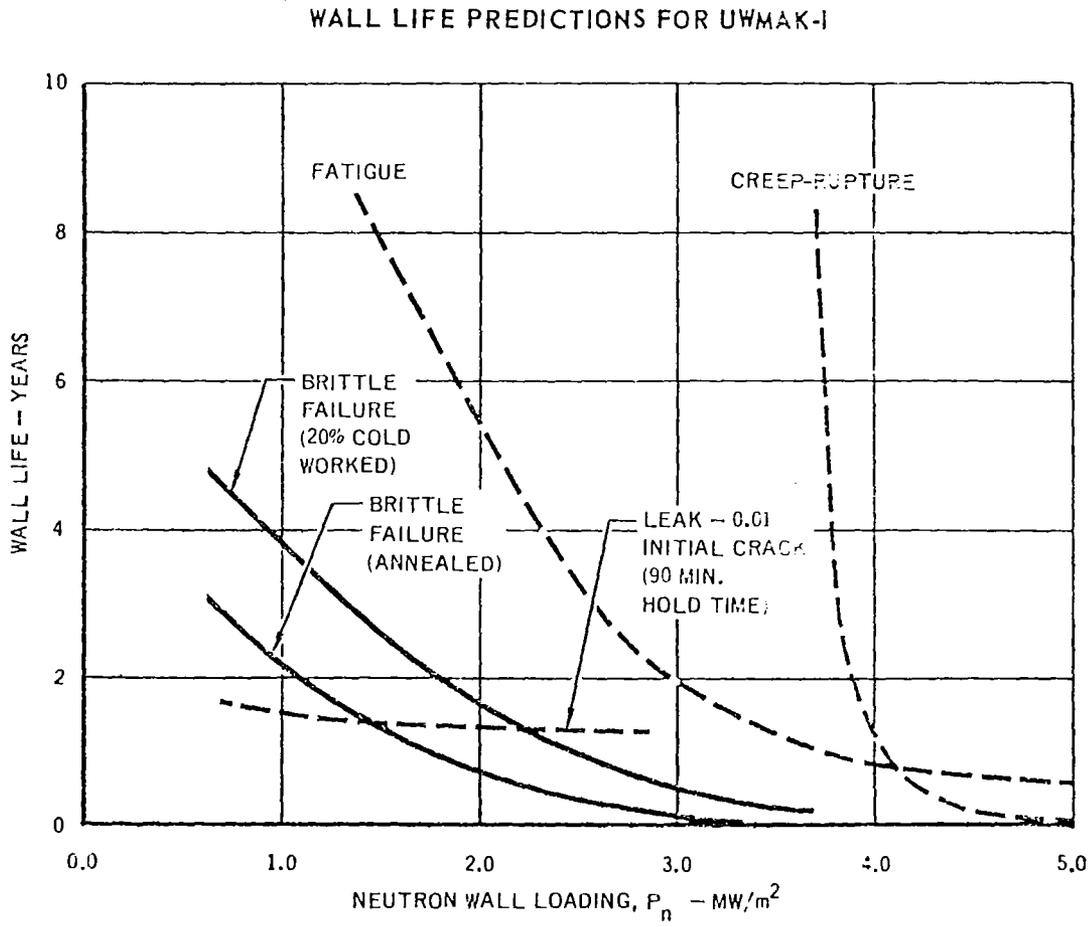
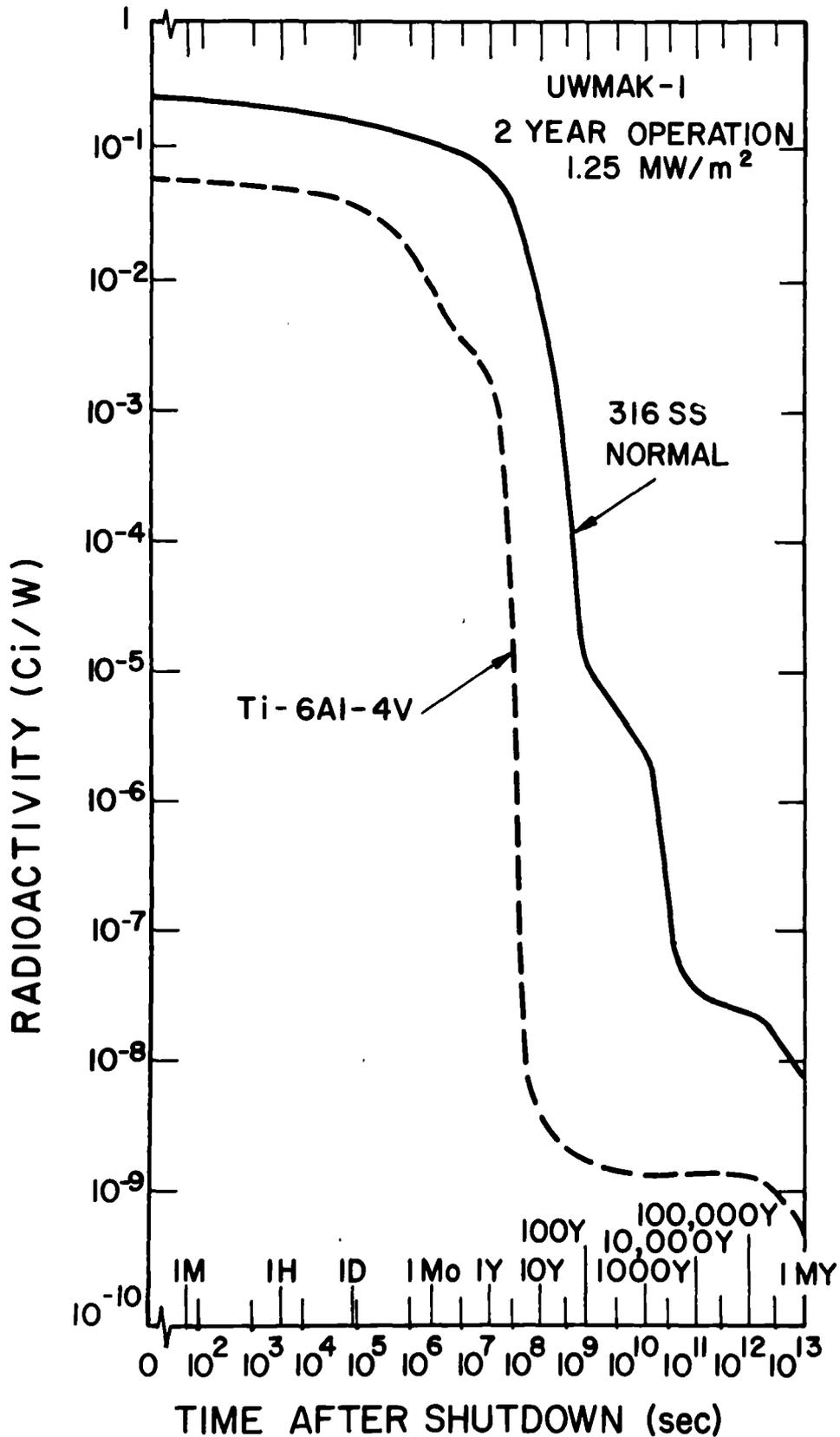
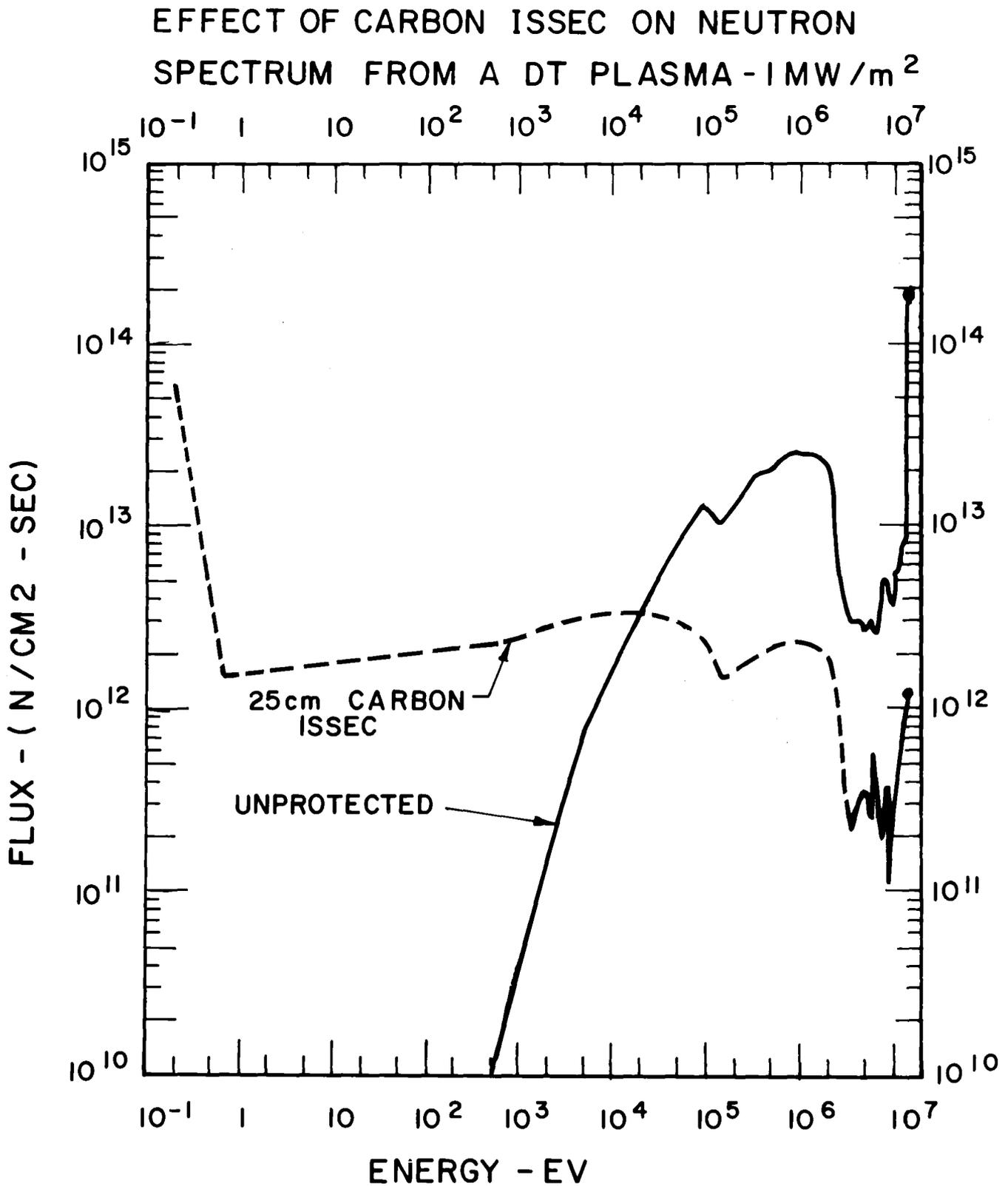


FIGURE 4



RADIOACTIVITY IN 316 SS AND Ti 6Al 4V
ALLOY DT FUSION REACTOR BLANKETS

FIGURE 5



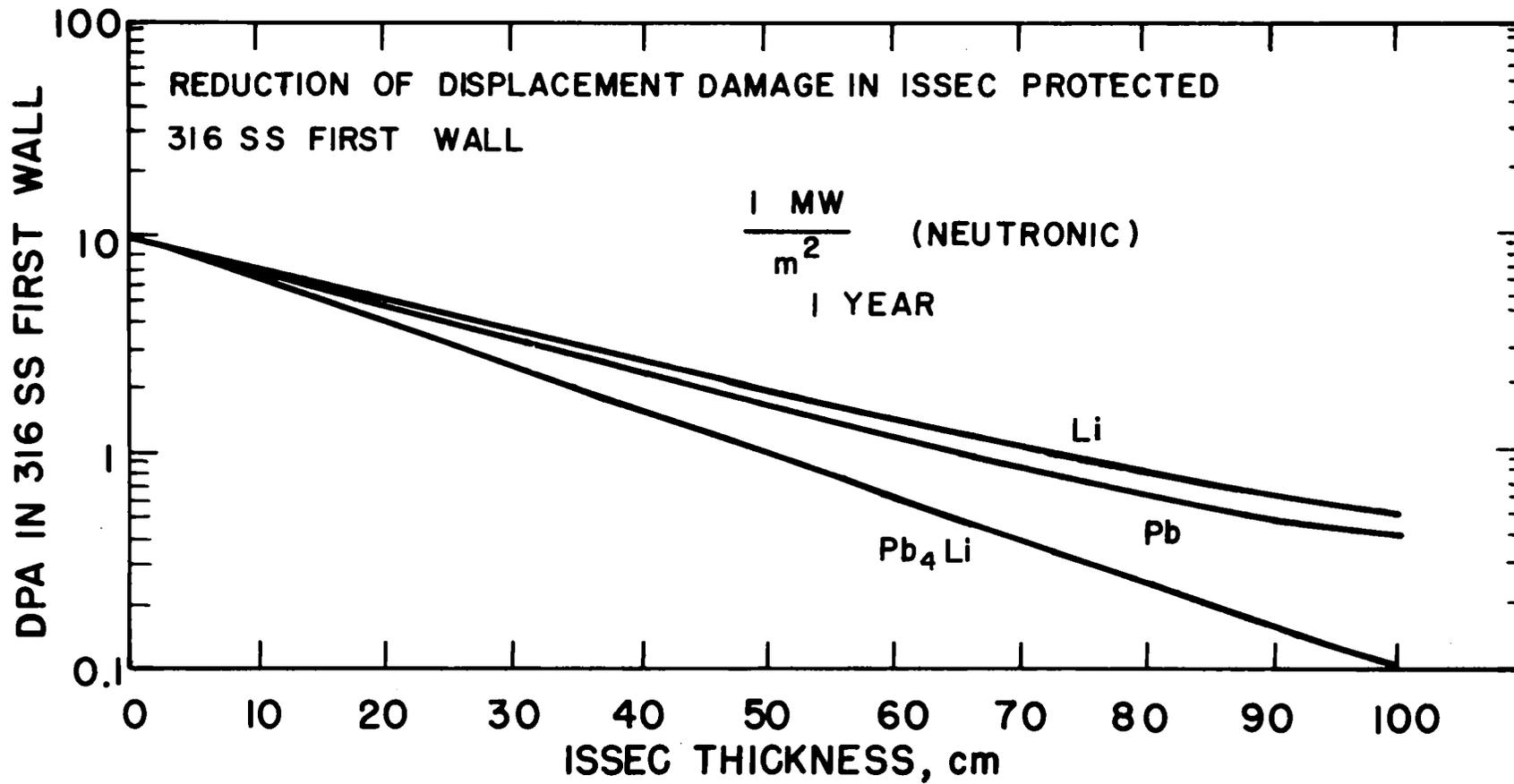


FIGURE 6

FIGURE 7

PREDICTED FIRST WALL LIFE
VARIOUS REACTOR DESIGNS

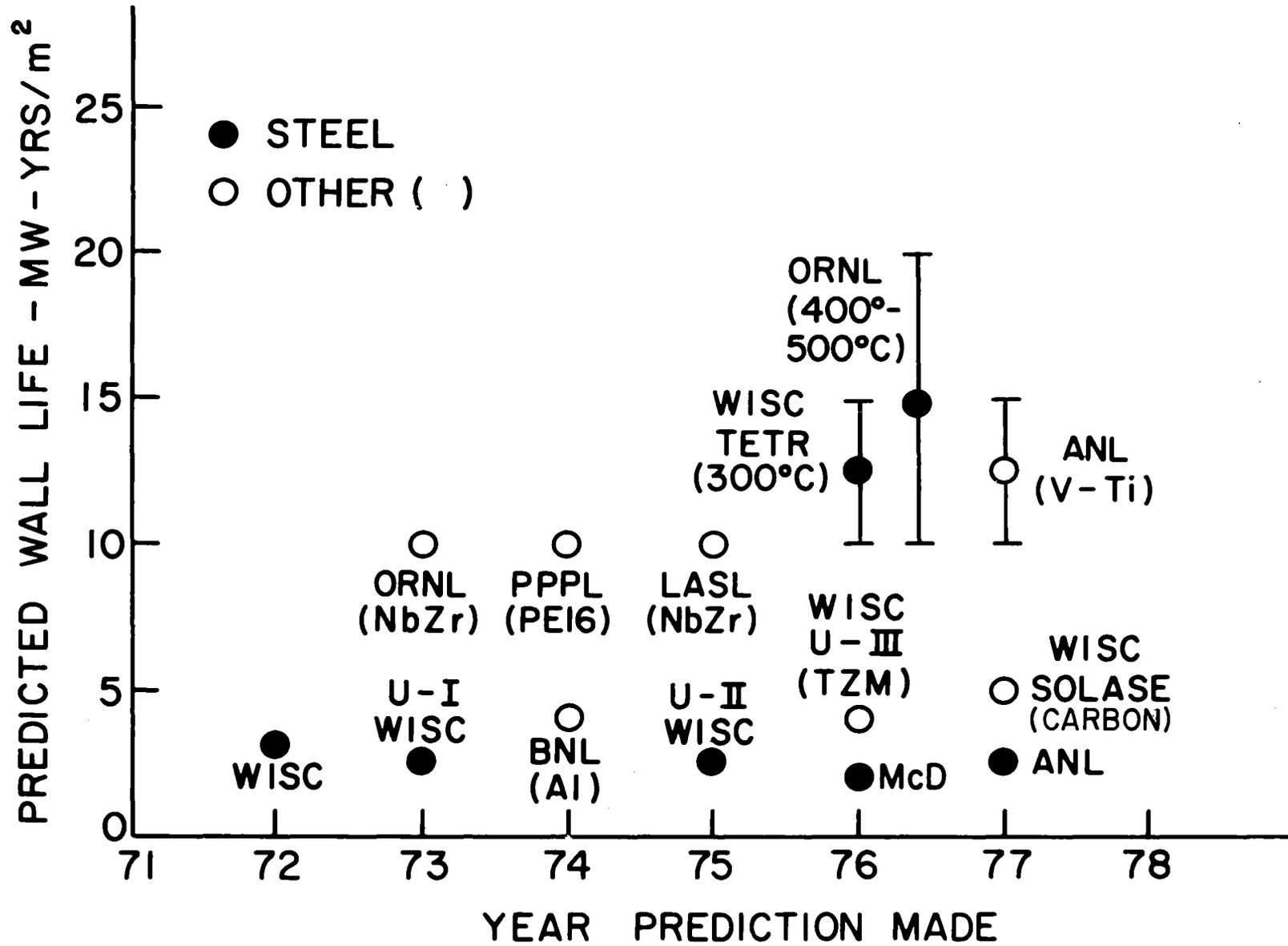
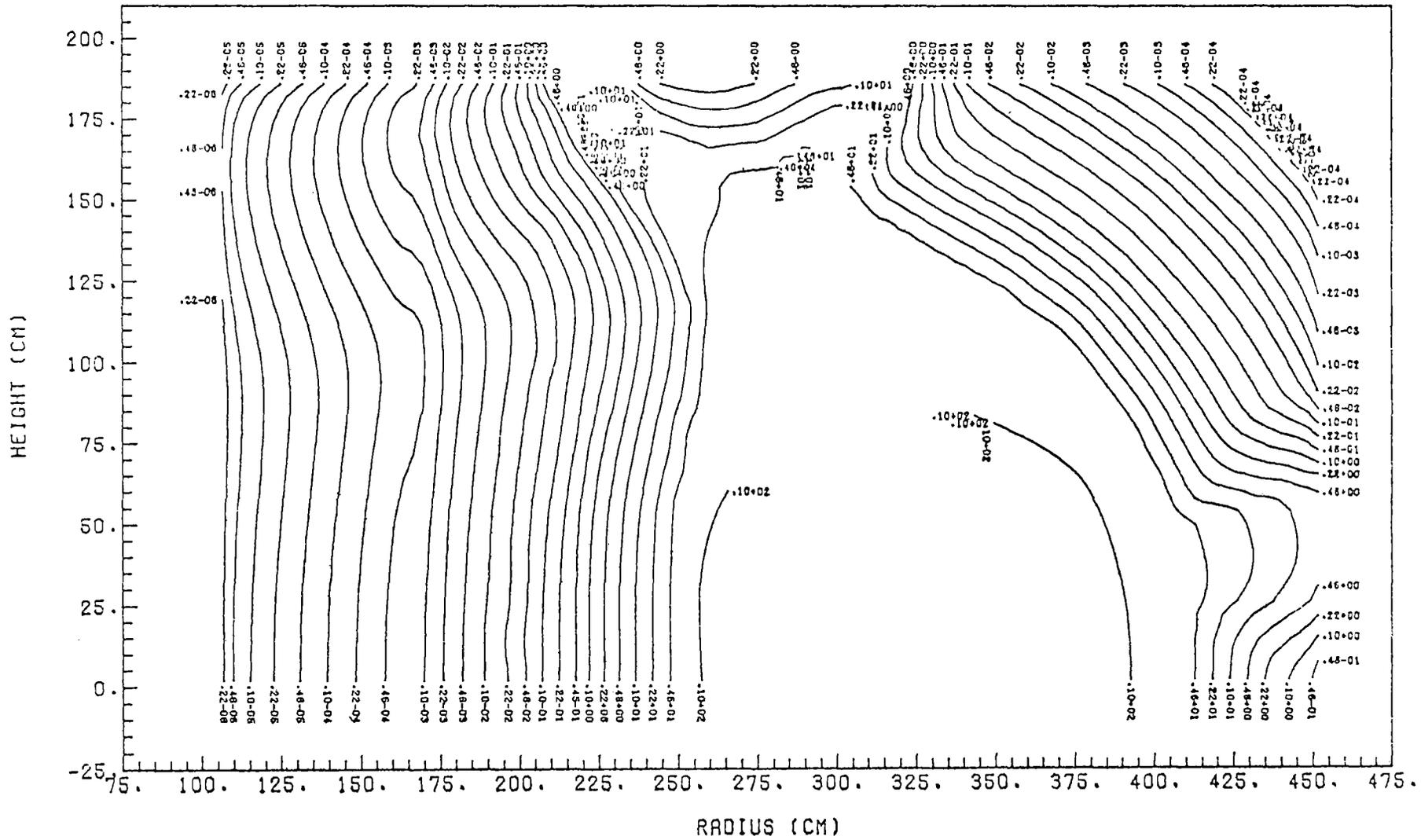


FIGURE 7

Figure 8

ATOMIC DISPLACEMENT RATE IN THE STAINLESS STEEL STRUCTURE (DPA/YEAR)



TEMPERATURE AND DISPLACEMENT RESPONSE

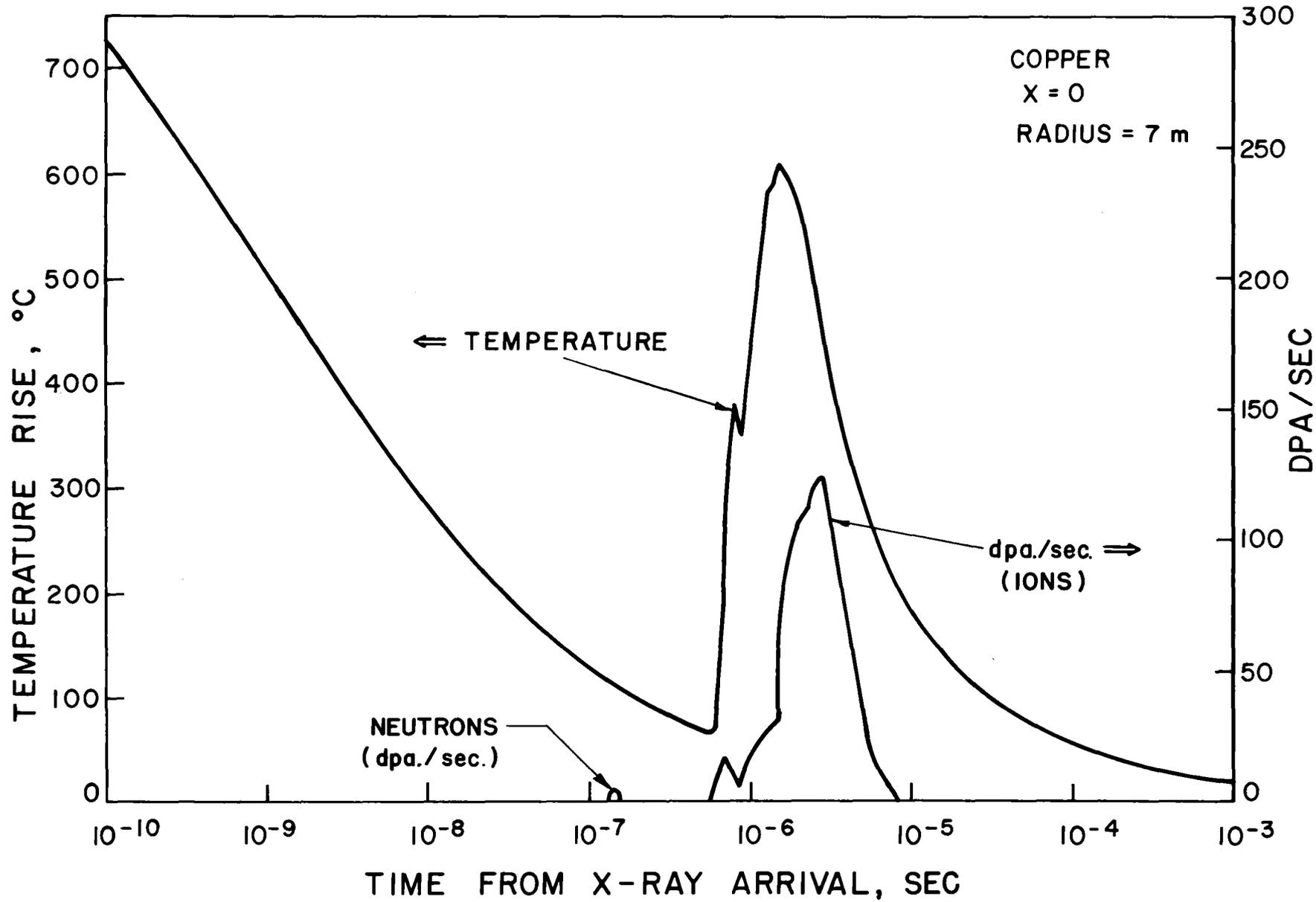


FIGURE 9

FIGURE 10

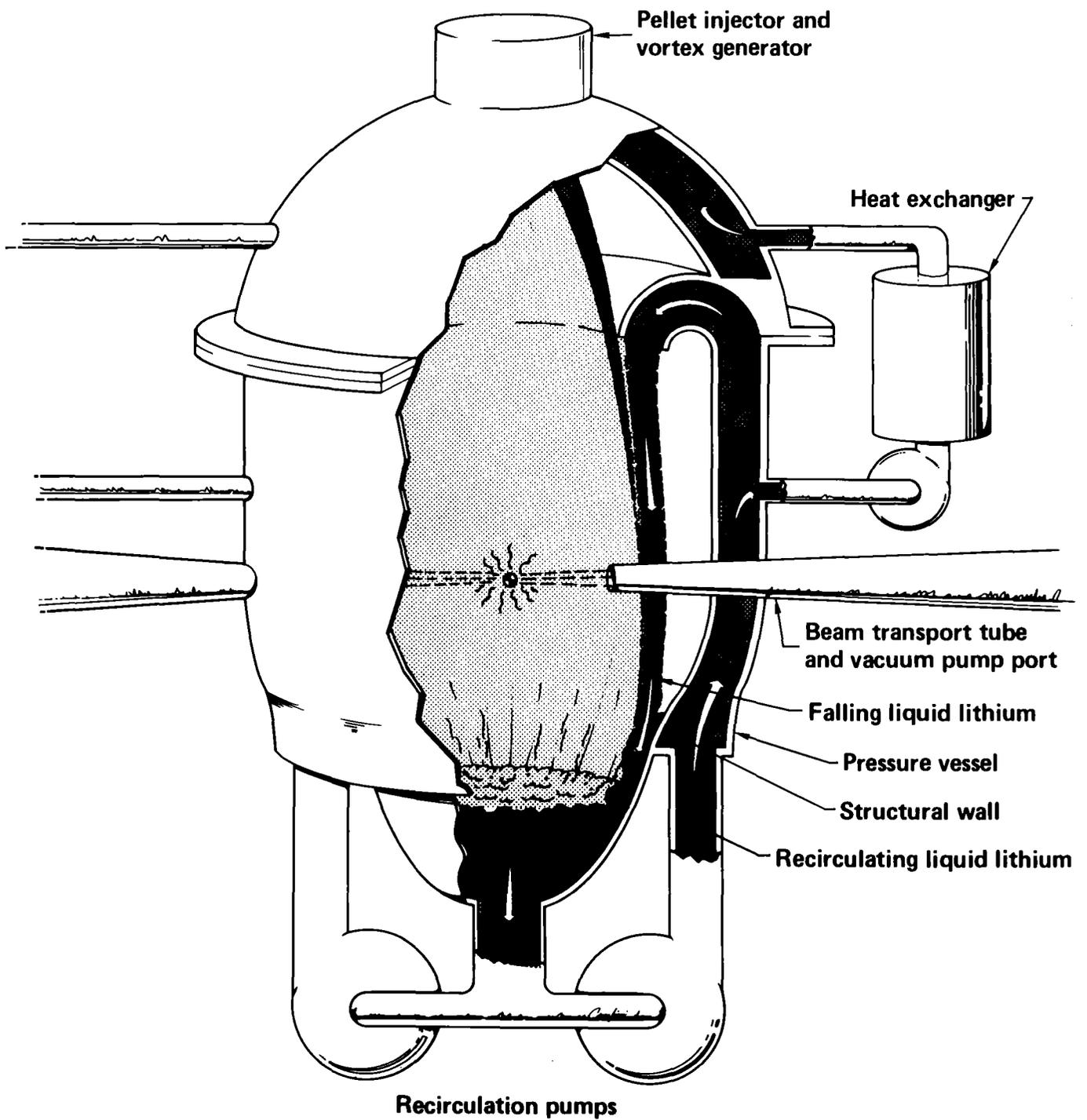
LIQUID LITHIUM "WATERFALL" CONCEPT

FIG.11
NON FUEL RESOURCE LIMITATIONS
FOR FUSION

