

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

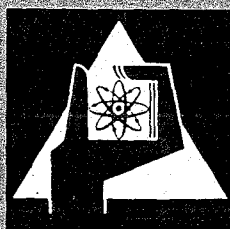
Juli 1972

KFK 1640

Institut für Material- und Festkörperforschung

Grundzüge der Bestrahlungsverfestigung

M. Boček



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE**

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juli 1972

KFK 1640

Institut für Material- und Festkörperforschung

GRUNDZÜGE DER BESTRAHLUNGSVERFESTIGUNG

von

M. Boček

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## VORWORT

Dieser Bericht ist die etwas erweiterte Niederschrift eines im Herbst 1971 am Institut für Material- und Festkörperforschung gehaltenen Seminarvortrages. Darin wurde versucht, dem Interessenten einen kurzen schematischen Überblick über die Materie zu vermitteln.

11.7.1972

Der Autor .



# Grundzüge der Bestrahlungsverfestigung

von M. Boček

## INHALT

1. Einleitung
2. Bestrahlungsdefekte
3. Gleithindernisse
  - 3.1. Begriff des Hindernisses
  - 3.2. Die charakteristischen Größen des Hindernisspektrums
    - 3.2.1. Die Aktivierungsenthalpie
    - 3.2.2. Die Konzentration und Wirksamkeit der Hindernisse
  - 3.3. Verfestigungsmodelle
  - 3.4. Überlagerung verschiedener Verfestigungsursachen
    - 3.4.1. Unabhängige Prozesse
    - 3.4.2. Abhängige Prozesse
4. Experimentelle Ergebnisse
  - 4.1. Die Form der Spannungs-Dehnungskurve von bestrahlten Proben
  - 4.2. Der Einfluß der Bestrahlungsdosis auf die Fließspannung
    - 4.2.1. Zusammenhang zwischen Fließspannung und Dichte der Bestrahlungsdefekte
  - 4.3. Einfluß der Wärmebehandlung nach Tieftemperaturbestrahlung auf die Bestrahlungsverfestigung
    - 4.3.1. Kubisch-flächenzentrierte Metalle
    - 4.3.2. Kubisch-raumzentrierte Metalle
  - 4.4. Der Bestrahlungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung
    - 4.4.1. Kubisch-flächenzentrierte Metalle
    - 4.4.2. Kubisch-raumzentrierte Metalle
  - 4.5. Der geschwindigkeitsbestimmende Vorgang
  - 4.6. Die Bestrahlungsverfestigung von binären Substitutionsmischkristallen





Zusammenfassung

Im Bericht werden einige grundlegende experimentelle Befunde über das plastische Verhalten von neutronenbestrahlten Metallen bei tieferen Temperaturen behandelt. Den wesentlichen Inhalt bildet die Einwirkung von Strahlung auf die Fließspannung und deren Temperaturabhängigkeit. Die sich daraus ergebenden Fragenstellungen über die Wechselwirkung von Bestrahlungsdefekten und Versetzungen werden anhand von Modellen erläutert.

Abstract

Some fundamental experimental results about the plasticity of neutron irradiated metals at lower temperatures are reported. The influence of irradiation on the flow stress as well as on its temperatures dependence are the most interesting questions. As shown, an understanding of these effects necessitates the detailed knowledge of the kinds of interactions between irradiation defects and other intrinsic lattice defects which may contribute to the flow stress. Some ideas in this field are illustrated on the basis of simple models.

18.7.72

## 1. Einleitung

Unter dem Prozeß der Verfestigung versteht man die Erschwerung der makroskopischen Verformung von Festkörpern. Diese Erscheinung ist von allgemeiner Natur. Sie beruht ebenso wie der konkurrierende Vorgang der Entfestigung (= Erholung) auf Änderungen im Gefüge des Festkörpers, was immer auch darunter zu verstehen ist. Im Versuch äußert sich die Verfestigung entweder durch einen Anstieg der Fließspannung  $\Delta\tau$  (dynamischer Zugversuch) oder durch eine Abnahme der Fließgeschwindigkeit  $-\dot{\Delta\epsilon}$  (Kriechversuch). Der physikalische Inhalt der Verfestigung beruht in der Wechselwirkung zwischen Gleitversetzung und Gleithindernis. Die Verfestigung, wie die Praxis zeigt, hängt ab von der Behandlung des untersuchten Prüflings.

Zu den wichtigsten gehören:

- a) Plastische Verformung (Verformungsverfestigung, work hardening),
- b) Erhöhung des Fremdstoffgehalts, Mischkristallhärtung (solid-solution hardening),
- c) Wärmebehandlung von Legierungen (Ausscheidungsverfestigung, Verfestigung aufgrund von Ordnungsvorgängen),
- d) Abschreckung (quench-hardening),
- e) Bestrahlung (Bestrahlungsverfestigung, irradiation hardening).

In manchen Fällen werden mehrere Ursachen nebeneinander auftreten. So kann bei Bestrahlung neben den eigentlichen Strahlungsdefekten unter Umständen z.B. eine strahlungsinduzierte Ausscheidung stattfinden, bzw. kann der Fremdstoffgehalt durch Spalt- oder Umwandlungsprodukte geändert werden. Die Aufgabe, der man sich zu stellen hat, beruht letztens darin, die einzelnen Verfestigungsmechanismen zu trennen, bzw. die hauptentscheidende Ursache der Verfestigung zu ermitteln. Kennt man diese, so ist man prinzipiell in der Lage, bestimmte Materialeigenschaften durch geeignete Behandlung zu beeinflussen.

Dazu reichen im allgemeinen Untersuchungen der makro-mechanischen Eigenschaften allein nicht aus. Mit ihrer Hilfe können in der Regel nur die Änderungen an der verfestigten Probe erfaßt werden, nicht jedoch die Art und Weise, in der diese Änderungen erfolgten.

Deshalb werden Untersuchungsmethoden herangezogen, die spezifische Eigenschaften von Kristallbaufehlern erfassen können (Messung der elektrischen Leitfähigkeit, Dämpfungsmessungen, röntgenographische und elektronenmikroskopische Untersuchungen, magnetische Messungen, Mössbauer-Effekt und weitere).

Anschließend an eine schematische Klassifizierung der Strahlungsdefekte (Abschnitt 2) sollen zunächst einige allgemeine Aspekte über verformungshemmende Hindernisse (Gleithindernisse) erläutert werden (Abschnitt 3). Daraufhin werden anhand von auserwählten Beispielen die für die Reaktor-Tiefemperaturbestrahlungsverfestigung charakteristischen Merkmale behandelt (Abschnitt 4). In eingehender Weise befassen sich mit diesen Fragen eine Reihe zusammenfassender Berichte. MOTEFF / 1 / hat eine bis zum Jahre 1965 reichende Zusammenstellung des Bestrahlungsverhaltens von kubisch-raumzentrierten (k.r.z.) Metallen gegeben, die hauptsächlich Meßergebnisse über Untersuchungen des spezifischen elektrischen Widerstandes, der gespeicherten Energie, der Gitterparameter, der Härte und des Kriechverhaltens oberhalb von Raumtemperatur beinhaltet.

Aus neuerer Zeit sei in diesem Zusammenhang besonders auf eine Darstellung von DIEHL und SEIDEL / 2 / verwiesen, die sich mit dem Einfluß von Zulegierungen und der Verformung auf die Bestrahlungsverfestigung von kubisch-flächenzentrierten (k.f.z.) und k.r.z. Metallen und Legierungen befaßt. Ein Bericht von DIEHL / 3 / behandelt die Abschreck- und Bestrahlungsverfestigung von k.f.z. Metallen mit Berücksichtigung der  $\beta$ -Bestrahlung. Ebenfalls den k.f.z. Metallen ist eine Arbeit von KOPPENAAL und ARSENAULT / 4 / gewidmet, in der hauptsächlich die wesentlichen experimentellen Ergebnisse an neutronenbestrahlten Kupfereinkristallen wiederzufinden sind. Eine mehr auf die Hochtemperaturbestrahlung und der damit zusammenhängenden mechanischen Eigenschaften von Metallen eingehende Zusammenfassung stammt von BEMENT / 5 /. Weitere Informationen können z.B. aus den betreffenden Tagungsberichten der IAEA entnommen werden.

Bei der Behandlung der einzelnen Probleme wird die Kenntnis der Grundlagen der thermischen Aktivierungsanalyse vorausgesetzt.

## 2. Strahlungsdefekte

Durch die Bestrahlung eines Kristalls mit energiereichen Teilchen werden Frenkeldefekte erzeugt. Bei hinreichend tiefen Temperaturen ist sowohl die Leerstelle als auch das dazugehörige Zwischengitteratom im Gitter unbeweglich. Die Zahl dieser

Defekte pro Zeiteinheit ist abhängig vom Teilchenfluß  $\phi$ .

Wie eingehend in einem anderen Bericht erläutert wird / 6 /, muß zur Erzeugung eines elementaren Defekts eine Schwellenergie  $E_D$  aufgebracht werden. Da  $E_D$  die Energie ist, die zu einer bleibenden Verlagerung eines Atoms aus einer Gitterlage benötigt wird, steht sie somit in Relation zu den Bindungskräften zwischen den Kristallbausteinen. Ist die Energie dieses einfallenden Teilchens  $E > E_D$ , so kann das primär aus seiner Gitterlage herausgestoßene Atom weitere Frenkeldefekte erzeugen. Eine solche Stoßkaskade führt zu einer relativ starken Schädigung der Kristallstruktur. Sie ist durch eine volumenmäßig hohe Konzentration von verlagerten Atomen charakterisiert. Komplementär dazu entstehen entlang der Stoßkaskade (d.h. am Ende der Bahn des primärherausgestoßenen Atoms) Zonen leerer Gitterplätze, sog. verdünnte Zonen / 7 /. Betrachtet man nun Bestrahlungstemperaturen, bei denen die Defekte teilweise beweglich werden, so ist eine partielle Umordnung der Defektstruktur möglich. So wird ein Teil der Defekte rekombinieren, ein anderer agglomerieren bzw. mit anderen bereits vor der Bestrahlung vorhandenen Gitterfehlern (Fremdatome, Ausscheidungen) komplexe Defekte bilden oder sich an Versetzungen ausscheiden. Darüberhinaus können dabei qualitativ neue Defekte entstehen, z.B. Versetzungsringe mit oder ohne Stapelfehler je nach dem Kollabierungsmechanismus von Leerstellen - bzw. Zwischengitteragglomeraten. Die Natur der Umwandlungsdefekte, deren Zahl, Größe und Häufigkeit wird allgemein durch die simultane Wirkung von Strahlung und Temperatur bestimmt. Vergleicht man Proben, die mit derselben Dosis bestrahlt wurden, so ist es in Bezug auf die erreichte "Endstruktur" von entscheidender Bedeutung, bei welcher Temperatur die Bestrahlungen erfolgten.

Die Defektstruktur nach Bestrahlung ist sehr mannigfaltig und abhängig von einer Reihe von Faktoren (Teilchenart, Bestrahlungstemperatur, Bestrahlungsdosis, Energiespektrum, Materialzustand u.ä.). Wir versuchten deshalb in der Tab. I nur die für Reaktorbestrahlung charakteristischen Erscheinungsformen an einfachen thermodynamisch stabilen Stoffen festzuhalten. Das Bild mag sich im einzelnen von Material zu Material ändern. In diesem Zusammenhang sei auf die glänzende Darstellung von RÜHLE / 8 / verwiesen.

Für tiefe und mittlere Bestrahlungstemperaturen und für nicht allzu hohe Dosen bestehen im Hinblick auf die Defektstruktur durchwegs gewisse Ähnlichkeiten zwischen Bestrahlungs- und Abschreckversuchen. Durch beide Eingriffe werden atomare Fehlstellen in Überschußkonzentration (gegenüber der dem thermo-

dynamischen Gleichgewicht entsprechenden ) erzeugt. Nach Anlassen solcher abgeschreckter Proben kann z.B. die Ausheilkinetik der Defekte und daraus deren Bildungs- und Wanderungsenergie ermittelt werden (siehe z.B. / 9 /). Viele der wesentlichen Informationen verdanken wir Untersuchungen dieser Art; so wurden z.B. Poren zunächst in abgeschreckten Metallen beobachtet. Abschreckversuche haben gegenüber der Neutronenbestrahlung den Vorteil, daß die Defektstruktur einfacher ist, was wiederum eine Interpretation der Untersuchungsergebnisse erleichtert und den Informationswert erhöht.

### 3. Gleithindernisse

#### 3.1. Begriff des Hindernisses

Als Hindernisse des Verformungsvorganges sind alle Ursachen zu verstehen, die eine Behinderung der Beweglichkeit von Versetzungen gegenüber dem Idealfall bewirken. Im Idealfall verbleibt die sog. Gitterreibung als alleiniges und weiter unbeseitigbares Hindernis der Versetzungsbewegung. Dieser Grenzfall ist jedoch strenggenommen nur im Idealkristall, der eine einzige Gleitversetzung enthält, realisiert. Die Spannung, die aufgebracht werden muß, um diese Versetzung durch das sonst störungsfreie Gitter zu bewegen, wird als die sog. Peierls-Nobarro-Spannung  $\tau_p$  bezeichnet / 10,11 /. Sie kann, da sie stark abhängig ist von den Bindungskräften zwischen den Kristallbausteinen, in bestimmten Kristallstrukturen sehr hohe praktisch durchaus bedeutsame Werte annehmen (Diamant-Struktur, k.r.z. Gitter). In solchen Fällen kann u.U. diese Reibungsspannung alle daneben noch wirksamen Behinderungsursachen überwiegen bzw. sich mit diesen überlagern.

Eine Systematik von Gleithindernissen kann von verschiedenen Gesichtspunkten aus aufgebaut werden.

- a) So z.B. danach ob die Hindernisse direkt in die Versetzung inkorporiert bzw. mit ihr verbunden (Typ I) oder von ihr getrennt in Kristalle verteilt sind (Typ II) / 12 /. Zum Typ I sind zu zählen: Die Reibungsspannung, Versetzungssprünge, von der Versetzung mitbewegte Fremdatomatmosphären u.ä. Zum Typ II gehören: Versetzungen, Fremdatome, Ausscheidungen, Korngrenzen u.ä. Die Strahlungsdefekte werden in beiden Gruppen aufzufinden sein. Einmal als dispers verteilte punktförmige Hindernisse und Versetzungsringe, zum anderen als Sprünge in Versetzungen.
- b) Vom Standpunkt der thermischen Aktivierungsanalyse ist es angebracht, die Hindernisse etwa danach zu unterscheiden, ob ein Mitwirken von Gitterschwingungen bei der Überwindung der Hindernisse möglich ist oder nicht. Die davon

ausgehende Systematik findet ihre Begründung nicht zuletzt in der Existenz der Temperaturabhängigkeit von Verfestigungsvorgängen.

c) Eine auf topologischen Gesichtspunkten der Hindernisse beruhende Teilung.

Welcher Hindernis-Systematik der Vorrang zu geben ist, darüber entscheidet letzten Endes das Untersuchungsziel selbst.

### 3.2. Die charakteristischen Größen des Hindernisspektrums

Bei einer Analyse von experimentellen Ergebnissen mit dem Ziel, den geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismus bei der plastischen Verformung zu bestimmen, wird man allgemein anstreben:

- a) Die Trennung des thermischen Vorgangs vom athermischen,
- b) die Ermittlung der Stärke und der Konzentration des ausschlaggebenden Hindernisses sowohl für die thermische als auch für die athermische Komponente.

Abgesehen von der Art des Hindernisses sind diese allgemein durch zwei Bestimmungsstücke charakterisiert, nämlich durch die Aktivierungsenthalpie  $\Delta G_H$  und die Konzentration  $N_H$ .

In Anlehnung an die experimentell direkt meßbare Änderung der Schubspannung  $\Delta \tau$ , hervorgerufen durch den verfestigenden Vorgang, bietet sich als Maß für die Stärke des Hindernisses die Kraft  $K^+)$ , mit der Versetzungen gegen das Hindernis gedrückt werden, für die gilt

$$K = \Delta \tau b \cdot L_H \quad (1)$$

Darin bedeutet  $L_H$  den mittleren Abstand der Hindernisse. Dieses "Stärkemaß" hat den Vorteil, daß es allgemein anwendbar ist, sowohl für thermisch aktivierbare als auch nicht aktivierbare Hindernisse. Für einfache Prozesse kann  $K$  anhand von Modellen berechnet werden (siehe Tab. II). Im Unterschied zu  $\Delta G_H$  erfordert die Ermittlung von  $K$  die Kenntnis der Hinderniskonzentration  $N_H$ .

---

+)  $K$  bezeichnet die Änderung der Kraft gegenüber einem Referenzzustand, in dem das zu identifizierende Hindernis unwirksam ist.

### 3.2.1. Die freie Aktivierungsenergie $\Delta G$ (Gibbsche freie Energie)

Die freie Aktivierungsenergie wird durch die Kraft-Abstands-Beziehung  $K(x)$  zwischen Hindernis und Versetzung bestimmt. Sie ist eine Funktion der an der Versetzung wirksamen effektiven Spannung  $\tau^+$ , nämlich

$$\Delta G(\tau^+) = \Delta G(o) - F [\tau^+(T, \dot{\epsilon})] \quad (2)$$

Das zweite Glied auf der rechten Seite von Gl. 2 stellt die beim Überwinden des Hindernisses geleistete mechanische Arbeit dar. Die linke Seite von Gl. 2 repräsentiert den thermischen Energie-Beitrag. Die Größe  $\Delta G(o) \equiv \Delta G(\tau^+ = 0)$  ist das Maß für die wahre Stärke des Hindernisses. Die Funktion  $F(\tau^+)$  ist monoton in der Spannung  $\tau^+$ , diese wiederum monoton in der Temperatur  $T$ . Aus der Gl. 2 können die prinzipiellen Bestimmungsmöglichkeiten für  $\Delta G(o)$  entnommen werden.

a) Ist der thermische Enthalpie-Anteil  $\Delta G(\tau^+) = 0$ , so ergibt sich

$$\Delta G(o) = F(\tau^+)_{T=0}$$

und daraus  $\Delta G(o) = \text{Kraft} \cdot \text{Verschiebung/pro 1 cm Versetzungslinie}$

$$= (\tau_o^+ b) b = \tau_o^+ b^2 \quad (3)$$

Somit läuft die Bestimmung von  $\Delta G(o)$  auf die Ermittlung des für  $T = 0$  extrapolierten Spannungswertes  $\tau_o^+$  (Abb. 1) hinaus.

b) Ist nur der thermische Energie-Anteil wirksam, so ist  $F[\tau^+(T_o)]_{\dot{\epsilon}} = 0$  und somit

$$\Delta G(o) = \Delta G(\tau^+)_{T_o, \dot{\epsilon}} \quad (4)$$

In diesem Fall kann  $\Delta G(o)$  wiederum aus der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung  $\tau^+(T)$  ermittelt werden, da für  $T = T_o$   $\tau^+ = 0$  ist (Abb. 2a). Andererseits ergibt sich für  $\Delta G(\tau^+)$  aus der Arrheniusgleichung

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_o \exp - \frac{\Delta G(\tau^+)}{kT} \quad (5)$$

für  $T = T_o$

$$\Delta G(o) = kT_o \ln \frac{\dot{\epsilon}_o}{\dot{\epsilon}} \quad (6)$$

wo  $\dot{\epsilon}_o$  eine Modellkonstante ist. Soweit nur eine Hindernisart wirksam ist, besteht der Gl. 6 zufolge zwischen  $\Delta G$  und der Temperatur  $T$  ein linearer Zusammenhang. Dieser

hat zunächst nichts zu tun mit einer direkten Temperaturabhängigkeit von  $\Delta G$ . Vielmehr kommt darin die Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung  $\tau^+$  indirekt zum Ausdruck. Die  $\Delta G [\tau^+(T)]$ -Abhängigkeit (Abb. 2b) kann aus der  $\Delta G(T)$ -Beziehung (Gl. 6) mittels der experimentellen  $\tau^+(T)$ -Funktion ermittelt werden. Auch der umgekehrte Vorgang ist möglich. Er setzt aber die Kenntnis von  $\Delta G(\tau^+)$  voraus. Um die direkte Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenthalpie zu ermitteln, ist es notwendig, die  $\Delta G(T)$ -Abhängigkeit (Abb. 2a) für  $\tau^+ =$  konstant zu bestimmen. Das Gleiche gilt für die wahre Spannungsabhängigkeit  $\Delta G(\tau^+)$ , die bei  $T =$  konstant ermittelt werden muß<sup>+)</sup> . Liegt ein Hindernisspektrum vor, so unterscheiden sich die Hindernisse nicht nur in ihren  $\Delta G^{(i)}(o)$ -Werten (wo der Index  $i$  die  $i$ -te Art der Hindernisse bezeichnet) sondern im allgemeinen auch in ihrer Konzentration  $N_H^{(i)}$ . Jede Gruppe dieser Hindernisse ist durch eine eigene  $G^{(i)}(\tau^+)$ -Abhängigkeit charakterisiert (Abb. 2b). Auch in diesem Fall wird die Verformungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$  durch eine Arrheniusgleichung bestimmt (Gl. 5), in die nun statt  $\Delta G^{(i)}(\tau^+)$  eine mittlere Aktivierungsenergie  $\overline{\Delta G}(\tau^+)$  einzusetzen ist / 13 /.

### 3.2.2. Die Konzentration und Wirksamkeit der Hindernisse

Ist  $N_H^{(i)}$  die Flächendichte der punktförmigen Hindernisse  $i$ -ter Art in der Gleitebene, so ist die Gesamtzahl der Hindernisse  $N_H$  pro  $\text{cm}^2$  der Gleitebene

$$N_H = \sum_i N_H^{(i)} \quad (7)$$

Bei statistischer Hindernisverteilung gilt

$$N_H = \left(\frac{1}{L_H}\right)^2 \cdot c_H \quad (7a)$$

wo  $L_H$  den mittleren Hindernisabstand und  $c_H$  die Volumenkonzentration der Hindernisse bedeuten. Eine Versetzung  $l$  cm lang benötigt zum Überstreichen  $1 \text{ cm}^2$  der Gleitebene die Zeit  $t$ . Diese Zeit ist offensichtlich proportional zur Flächendichte der Hindernisse  $N_H$  und zur mittleren Wartezeit  $\bar{t}_W^{++)$

- +) Nicht immer wird bei solchen Untersuchungen eine konsequente Trennung der Versuchsführung vorgenommen. Dies führt naturgemäß zu Widersprüchen in experimentellen Ergebnissen, die bei eindeutiger Festlegung der Versuchsverhältnisse vermeidbar wären.
- ++) Bei diesen und ähnlichen Betrachtungen ist es strenggenommen notwendig, zwischen einer regelmäßigen Anordnung und einer statistisch dispersen Hindernisverteilung (die im allgemeinen den realen Gegebenheiten besser gerecht wird) zu unterscheiden (siehe Ziffer 4.1.).



$$t \sim N_H \bar{t}_W \quad (8)$$

Die Zeit  $t_W$  verbringt die Versetzung im Mittel vor jedem Hindernis, ehe sie es überwindet

$$\bar{t}_W = \frac{\sum_i N_H^{(i)} t_W^{(i)}}{N_H}$$

wo  $t_W^{(i)}$  die Wartezeit vor dem Hindernis  $i$ -ter Art bedeutet.

Die Versetzungslinie bewegt sich in jedem Zeitpunkt nicht in ihrer ganzen Länge (= 1 cm) sondern nur in einer Länge  $L$ , die den mittleren Abstand der Hindernisse angibt, an denen die Versetzungslinie im gegebenen Zeitpunkt gleichzeitig anliegt, dh. es gilt

$$t = L N_H \bar{t}_W \quad (8a)$$

Für die Zahl dieser Anliegepunkte  $N_L$  pro 1 cm Versetzungslinie gilt

$$N_L = \frac{1}{L} \quad (9)$$

und somit

$$t = \frac{N_H}{N_L} \bar{t}_W \quad (10)$$

Ist  $\rho_B$  die Dichte der beweglichen Versetzungen, dann ist

$$N = N_L \rho_B \quad (11)$$

die Zahl der Anliegestellen pro  $1 \text{ cm}^3$ . Für die Verformungsgeschwindigkeit gilt

$$\dot{\epsilon} = b \rho_B \bar{v}(\tau^+, T) \quad (12)$$

wo die mittlere Versetzungsgeschwindigkeit  $\bar{v}(\tau^+, T)$  durch den Arrheniusfaktor

$$e^{-\frac{\Delta \bar{G}(\tau^+)}{kT}}$$

bestimmt wird, d.h.

$$\bar{v} = \frac{1}{t} = \frac{1}{\bar{t}_W} \frac{N_L}{N_H} \quad (13)$$

Schließlich erhält man nach Einsetzen in Gl. 12

$$\dot{\epsilon} = \frac{bN}{N_H \bar{t}_W} \quad (14)$$

Ein Vergleich mit Gl. 5 ergibt

$$\dot{\epsilon}_0 = \frac{v b N}{N_H} \quad (15)$$

wo mit  $v$  die Frequenz der Aktivierungsversuche bezeichnet ist. Korrekterweise müßte bei der Bestimmung der Hindernisdichte  $N_H^{(i)}$  berücksichtigt werden, daß nicht alle Hindernisse einer Art gleich wirksam sind. So können z.B. Versetzungsringe je nach ihrer Orientierung und Abstand zur aktiven Gleitebene und der damit in der Gleitebene unterschiedlich wirksam werdenden Spannungskomponenten verschiedene Beiträge zur Verfestigung liefern / 14 /. Führt man für jede Hindernisart einen (von der Theorie zu berechnenden mittleren Wirksamkeitsfaktor  $A^{(i)}$  ein, für den  $0 < A^{(i)} \leq 1$ , so ergibt sich für die mittlere Dichte der wirksamen Hindernisse

$$\bar{N}_H^{(i)} = N_H^{(i)} A^{(i)} \quad (16)$$

In Fällen, in denen mehrere Hindernisarten gleichzeitig die Fließgeschwindigkeit bestimmen (Ziffer 3.4.) wird der geschwindigkeitsbestimmende Prozeß nicht unbedingt durch den größten  $\Delta G^{(i)}(0)$ -Wert festgelegt (Ziffer 3.4.2.).

### 3.3. Verfestigungsmodelle

Systematische Untersuchungen über das mechanische Verhalten von Hüllwerkstoffen und Konstruktionsmaterialien erbrachte wichtige empirische Zusammenhänge zwischen Bestrahlungsbedingungen auf der einen Seite sowie den für technische Belange wichtigen Größen auf der anderen Seite (Tab. II). Demgegenüber ist die Kenntnis um die eigentlichen Ursachen der Bestrahlungsverfestigung weitaus bescheidener. Eine deduktive Theorie der Bestrahlungsverfestigung müßte folgende Gesichtspunkte beinhalten:

- a) Die Ermittlung der Parameter des Hindernisspektrums als Funktion des Flusses, des Energiespektrums und der Bestrahlungstemperatur.
- b) Die Kenntnis der Wechselwirkung zwischen den Strahlungsdefekten und den restlichen Gitterfehlern (Fremdatome, Versetzungen, Korngrenzen und weitere).
- c) Die Kenntnis der Wechselwirkungsmechanismen zwischen verschiedenen Hindernissen und Gleitversetzungen.
- d) Die Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten bei Überlagerungsprozessen.

Im Prinzip sollte sich daraus die durch die Bestrahlung bedingte Fließspannungsänderung sowie deren Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit ableiten

lassen. Die Bewältigung eines solchen komplexen Programms überfordert in der Tat die Möglichkeiten und offensichtlich nicht nur die heutigen.

So liefert die wesentlichen Erkenntnisse zu a) und b) heute nicht die Theorie sondern vielmehr experimentelle Untersuchungen bzw. semi-theoretische Methoden. Im Unterschied dazu ist man bei der Lösung der restlichen Probleme auf Modellvorstellungen angewiesen. Hier ist die Aussagekraft der Experimente im starken Maße vom Stand der Theorie abhängig. Dies wird deutlich, wenn man die Größen betrachtet, die den üblichen Untersuchungen (Zerreiversuch, Kriechversuch bzw. modifizierte Versuchsfhrungen) entnommen werden können. Als direkt meßbare Größen sind dies:

- i) Die angelegte Fließspannung  $\tau_a$  (bzw. Spannungsänderungen), deren Temperatur-, Geschwindigkeits- und Verformungsabhngigkeit.
- ii) Die innere Spannung  $\tau_\mu$  und deren Verformungsabhngigkeit, bzw. deren Erholungsverhalten.
- iii) Komplementär zu i) die Fließgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$  (bzw. Fliegeschwindigkeitsnderungen) als Funktion der Spannung  $\tau^+$  der Temperatur und der Verformung. Daraus können mit Hilfe der thermischen Aktivierungsanalyse bestimmt werden:
- iv) Die mittlere Aktivierungsenthalpie  $\Delta H$  (= Aktivierungswärme), deren Spannungs- bzw. Temperaturabhängigkeit,
- v) das Aktivierungsvolumen  $\Delta V$ , deren Spannungs- bzw. Temperaturabhängigkeit,
- vi) unter gewissen Voraussetzungen die mittlere freie Aktivierungsenergie  $\Delta G$  und deren Spannungs- bzw. Temperaturabhängigkeit.

Für die effektive Schubspannung  $\tau^+$  (definiert als die Differenz der angelegten Spannung  $\tau_a$  und der effektiven mittleren inneren Spannung  $\tau_\mu$ ), die in der Gleit-ebene und Gleitrichtung eines Einkristalls wirksam werden muß, damit die beweglichen Versetzungen ein Hindernis i-ter Art gerade überwinden können (sog. kritische Schubspannung), gilt allgemein

$$\tau^+(i) = C^{(i)} \frac{1}{L_H^{(i)}} \quad (17)$$

wo  $L_H^{(i)}$  den mittleren Abstand dieser Hindernisse bedeutet. Aufgrund von Gl. 7a ist ferner

$$\tau^+(i) = C^{(i)} \sqrt{C_H^{(i)}} \quad (17a)$$

Für die Größe  $c^{(i)}$  gilt

$$c^{(i)} = \alpha^{(i)} \mu b \quad (18)$$

wo  $\alpha^{(i)}$  eine numerische Modellkonstante (Tab. III) und  $\mu$  den Schubmodul bedeuten. Aus Gl. 17 und 18 folgt für die Kraft  $K^{(i)}$  (Gl. 1)

$$K^{(i)} = \alpha^{(i)} \mu b^2 \quad (19)$$

In der Tab. III sind die  $K^{(i)}$ -Werte für verschiedene Wechselwirkungen angeführt. Analog zu der kritischen Schubspannung von Einkristallen kann im Fall von Vielkristallen für den Fließbeginn eine Fließspannung  $\sigma_F$  ermittelt werden, für die die sog. Hall-Petch-Beziehung / 15 / gilt, nämlich

$$\sigma_F = \sigma^{(i)} + k_F d^{-1/2} \quad (20)$$

wo  $2d$  den mittleren Korndurchmesser bedeutet. Die Spannung  $\sigma^{(i)}$  ist gleich der Fließspannung  $\tau^{(i)}$  eines Einkristalls ( $d \rightarrow \infty$ ) in dem dieselben Hindernisse wirksam sind. Die Größe  $k_F$  (s.g. HALL-PETCH Parameter) wurde des öfteren in Zusammenhang gebracht mit jener Spannung, die notwendig ist, um bewegliche Versetzungen zu erzeugen (Quellenspannung).

Diese Quellenverfestigung ist nicht allein für die Vielkristalle von Bedeutung. Wie in Abschnitt 3.1. angeführt, sind als Gleithindernisse auch solche Defekte wirksam, die mit der Versetzungslinie selbst verbunden sind. Bei Teilchenbestrahlung sind in diesem Zusammenhang besonders Versetzungssprünge von Bedeutung. Diese behindern allgemein die Versetzungsbeweglichkeit. Die Umstände, unter denen Sprünge enthaltende Versetzungen bewegt werden können, sind im einzelnen von der Art der Sprünge, deren Höhe, Konzentration von der Versetzungsorientierung, der Stapelfehlerenergie, der Verformungstemperatur und weiteren abhängig. Zum einen können sie unabhängig von der Bestrahlungstemperatur als unmittelbare Folge der Bestrahlung entstehen, zum anderen dadurch, daß durch Bestrahlung erzeugte Frenkeldefekte sich mit Versetzungen nachträglich verbinden. Das letztere ist von der Beweglichkeit der Frenkeldefekte und damit von der Bestrahlungstemperatur abhängig. Versuche, in denen die bestrahlten Proben einer nachträglichen Wärmebehandlung unterworfen werden, können unter Umständen zur Klärung solcher Probleme mit beitragen. Wie in anderen Fällen, in denen die Kinetik der Bestrahlungsdefekte von Interesse ist, so wird man auch hier "strukturempfindliche" Experimente (z.B. Messung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit) zu Hilfe ziehen, die im Unterschied zu makromechanischen Testmethoden auch subtilere Änderungen physikalischer

Eigenschaften erfassen können. Eine andere Möglichkeit, die Strahlungsdefekte in die beweglichen Versetzungen zu inkorporieren, ist durch die Bewegung dieser Versetzungen selbst, (d.h. während der Probenverformung) gegeben. Bei dieser Art der Wechselwirkung vom Standpunkt der Quellenverfestigung werden die Strahlungsdefekte nach Vereinigung mit der Versetzungslinie von diesem mitgeschleppt. Dies erfordert in Abstimmung mit der jeweiligen Versetzungsgeschwindigkeit wiederum eine gewisse Beweglichkeit der Bestrahlungsdefekte. Demzufolge wäre ein solcher Vorgang sowohl durch eine starke Temperatur- als auch Verformungsgeschwindigkeitsabhängigkeit gekennzeichnet.

Im Vergleich zu Einkristallen sind die Verhältnisse an bestrahlten Vielkristallen insofern komplizierter als bei den letzteren durch Bestrahlung nicht nur  $\sigma^{(i)}$  eine Änderung erfährt sondern auch  $k_F$  beeinflusst werden kann.

Um eine Vorstellung zu gewinnen über die Wirksamkeit verschiedener Gleithindernisse betrachten wir die Tabelle III.

Die Wechselwirkungskraft zwischen beweglichen Versetzungen und der für die Bestrahlung relevanten Gleithindernissen unterscheidet sich für verschiedene Mechanismen im Durchschnitt maximal um den Faktor 4. Dabei setzen wir voraus, daß nur eine einzige Hindernisart vorliegt. Im Realfall wird deshalb eine Ermittlung von  $K^{(i)}$  allein keine entscheidende Aussage über die Verfestigungsursache erlauben. Weitere Aufschlüsse darüber wird u.U. die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung liefern können<sup>+</sup>). In der Regel wird man sich jedoch stets komplexer Untersuchungsmethoden bedienen müssen.

#### 3.4. Überlagerung verschiedener Verfestigungsursachen

Wie besonders Ergebnisse der Durchstrahlungselektronenmikroskopie (DEM) zeigen, sind Bestrahlungsdefekte nicht regelmäßig angeordnet<sup>++</sup>). Man spricht von dispers verteilten Hindernissen. Betrachtet man anhand der Tab. III die Bedeutsamkeit der einzelnen Hindernisarten im Zusammenhang mit der Bestrahlungsverfestigung, so ist vorstellbar, daß im Realfall gleich einige verschiedene Hindernisarten als Verfestigungsursachen in Frage kommen. Die Einwirkung auf den Verformungsvorgang

---

<sup>+</sup>) Dazu ist einschränkend zu vermerken, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit verschiedene  $(\tau^n - T^m)$ -Darstellungen derselben Meßergebnisse lineare Zusammenhänge ergeben können.

<sup>++</sup>) Diese Abweichungen von Regelmäßigkeit (Periodizität) sind entweder die Folge (Fortsetzung der Fußnote auf Seite II - 14)

kann auf zwei prinzipiell verschiedene Arten erfolgen. Einmal überlagern sich die verschiedenen Verfestigungseinflüsse ungestört, d.h. jede Hindernisart wirkt unabhängig von der anderen. Demgegenüber steht der Fall, in dem verschiedene Hindernisse nur durch wechselseitige abhängige Prozesse überwunden werden können.

### 3.4.1. Unabhängige Prozesse

Zu diesen gehören z.B. folgende bedeutsame Hinderniskombinationen:

- i) Nicht zu schneidende Versetzungen (langreichweitige Spannungsfelder) und "thermisch aktivierbare" dispers verteilte Hindernisse einer Art. In diesem Fall setzt sich die aufzubringende angelegte Spannung  $\tau_a$  additiv zusammen aus dem thermisch aktivierbaren Spannungsanteil  $\tau^+(T, \dot{\epsilon})$  und der temperaturunabhängigen Spannungskomponente  $\tau_\mu$  (siehe z.B. / 16 /)

$$\tau_a(T, \dot{\epsilon}) = \tau^+(T, \dot{\epsilon}) + \tau_\mu \quad (21)$$

Die Gl. 21 gilt in dieser einfachen Form nur so lange, soweit  $\Lambda \gg L_H$ , wo  $\Lambda$  die Wellenlänge des langreichweitigen Spannungsfeldes und  $L_H$  den mittleren Hindernisabstand bedeuten.

- ii) Langreichweitiges Spannungsfeld + Gitterreibung + thermisch aktivierbares, dispers verteiltes Hindernis. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:
- ii  $\alpha$ ) die Laufzeit zwischen den aufeinander folgenden Hindernissen  $t_L$  ist vergleichbar mit der Verweilzeit vor dem Hindernis  $t_W$ , dann gilt unter der Voraussetzung  $\Lambda \gg L_H$  / 17, 18 /

$$\tau_a(T, \dot{\epsilon}) = \tau^+(T, \dot{\epsilon}) + \tau_\mu^b(T, \dot{\epsilon}) + \tau_\mu \quad (23)$$

Das letzte Glied auf der rechten Seite von Gl. 23 repräsentiert die mittlere effektive Spannung, die allein abhängig ist von  $\Lambda$ . Das zweite Glied ist eine Spannungskomponente, die herrührt von der Rückspannung  $\tau^b$  der sich zwischen

(Fortsetzung der Fußnote von Seite II - 13)

von natürlichen (statistischen) Schwankungen, in denen die Defekte keine Wechselwirkung untereinander eingehen oder aber sie sind erklärbar gerade durch eine Wechselwirkung (Clusterbildung). Diese Aperiodizität in der Defektanordnung hat u.U. wesentliche Konsequenzen bei der Übertragung von Meßergebnissen auf Modellvorstellungen. Während bei einer periodischen Anordnung die Meßergebnisse als charakteristisch für die gesamte Probe zu betrachten sind, beziehen sich diese bei unregelmäßiger Anordnung strenggenommen auf lokale Wechselwirkungen. In manchen Fällen ist es möglich, diesen Unterschied allein durch einen Proportionalitätsfaktor zu berücksichtigen, ohne daß das Wechselwirkungsmodell eine Änderung erfährt. In anderen Fällen aber hat die Defektverteilung eine grundlegende qualitative Bedeutung für das Modell selbst.

den Hindernissen ausbeulenden Gleitversetzungen. Die Temperaturabhängigkeit dieser Komponente hat ihren Ursprung in der Temperaturabhängigkeit der Versetzungsgeschwindigkeit  $v$  aufgrund der Reibungsspannung  $\tau_p$ . Sie hat nichts zu tun mit dem eigentlichen thermisch aktivierten Vorgang am Hindernis selbst. Dieser Fall ist von Bedeutung bei der Tieftemperaturverformung von k.r.z. Metallen mit hoher Peierls-Spannung.

ii  $\beta$ ) wenn  $t_L \ll t_W$  gilt wiederum Gl. 21. Dieser Fall ist bezeichnend für relativ sehr starke Hindernisse, d.h.  $\Delta G(o)$  ist sehr groß im Vergleich zur Arbeit der Linienspannung ( $\mu b^3$ ), die beim Ausbeulen der Versetzung zu leisten ist.

iii) Mehrere Arten von dispers verteilten Hindernissen. Im allgemeinen entspricht dieser Fall den Verhältnissen an bestrahlten Materialien am ehesten. Die Überlagerung der einzelnen Prozesse hängt im starken Maße ab sowohl von der Stärke als auch von der relativen Konzentration der einzelnen Hindernisarten.

iii  $\alpha$ ) die Überwindung aller Hindernisse ist ein athermischer Vorgang ( $\tau^{+(i)} = 0$ ). Unabhängig von der relativen Konzentration der verschiedenen Hindernisse, wird der mittlere Hindernisabstand  $L_H$  durch die Summe der Flächendichte  $N_H^{(i)}$  der einzelnen Hindernisarten bestimmt<sup>\*)</sup> / 19 /. Es gilt gemäß Gl. 7a

$$L_H = \frac{1}{\sqrt{N_H^{(1)} + N_H^{(2)} + \dots + N_H^{(i)} + \dots}} \quad (23)$$

bzw.

$$\frac{1}{L_H} = \frac{1}{L_H^{(1)}} + \frac{1}{L_H^{(2)}} + \dots + \frac{1}{L_H^{(i)}} + \dots \quad (23a)$$

Schließlich ist aufgrund von Gl. 17, 18, 21 für die aufzubringende angelegte Spannung

$$\tau_a = \sqrt{(\tau_a^{(1)})^2 + (\tau_a^{(2)})^2 + \dots + (\tau_a^{(i)})^2 + \dots} \quad (24)$$

iii  $\beta$ ) Mehrere Arten von "thermisch aktivierbaren" Hindernissen. Soweit die einzelnen Hindernisarten verschiedene Wechselwirkungsmechanismen mit Versetzungen aufweisen (d.h. verschiedene  $\Delta G^{(i)}(\tau^+)$ - bzw.  $\Delta G^{(i)}(T)$ -Funktionen,

+) Die Gleitversetzungen können in diesem Fall zwischen den verschiedenen Hindernissen nicht unterscheiden.

siehe Abb. 2) sind die entsprechenden Wechselwirkungskräfte  $K^{(i)}$  im allgemeinen ebenfalls unterschiedlich. In der Regel erfolgt in diesem Fall die Überwindung der einzelnen Hindernisse durch abhängige Vorgänge (siehe unten). Soweit jedoch bei gegebener Temperatur in einem schmalen Spannungsbereich

$$K^{(1)} = K^{(2)} = \dots = K^{(i)} = \dots$$

gilt nun ebenfalls für die gesamte effektive Spannung

$$\tau^+ = \sqrt{(\tau^{+(1)})^2 + (\tau^{+(2)})^2 + \dots + (\tau^{+(i)})^2 + \dots} \quad (25)$$

Ein praktisch bedeutungsvoller Grenzfall innerhalb dieser Gruppe bildet ein Hindernissystem aus wenigen starken Hindernissen ( $i = 1$ ) und vielen schwachen Hindernissen ( $i = 2$ ), d.h.

$$K^{(1)} \gg K^{(2)} \quad \text{und} \quad L_H^{(1)} \gg L_H^{(2)} \quad (26)$$

In diesem Fall, wie gezeigt werden kann, gilt, wenn auch aus anderen Gründen als denen die zur Gl. 21 führen / 20 /

$$\tau_a = \tau_a^{(1)} + \tau_a^{(2)} \quad (27)$$

### 3.4.2. Abhängige Prozesse

Der unter iii B) angeführte allgemeine Fall (verschieden starke Hindernisse verschiedener Konzentration) ist im Prinzip dadurch charakterisiert, daß die Zeit  $t$ , die eine Versetzung (1 cm lang) benötigt, um  $1 \text{ cm}^2$  der Gleitebene zu überstreichen, sich additiv zusammensetzt aus Beiträgen, die durch Gl. 8 beschrieben werden / 21 /, nämlich (für zwei Hindernisarten)

$$t \sim N_H^{(1)} t_W^{(1)} + N_H^{(2)} t_W^{(2)} \quad (28)$$

Betrachtet man zwei Grenzfälle

$$N_H^{(1)} t_W^{(1)} \gg N_H^{(2)} t_W^{(2)} \quad (29)$$

$$N_H^{(1)} t_W^{(1)} \ll N_H^{(2)} t_W^{(2)} \quad (30)$$

und bezeichnet  $\tau^{+(1)}, \tau^{+(2)}$  die den jeweiligen Hindernisarten zugeordneten effektiven Schubspannungen, so gilt für die gesamte effektive Spannung

$$\tau_a = \tau^+ = \tau^{+(1)} \quad \text{für Ungleichheit 29} \quad (31)$$



und

$$\tau_a = \tau^+ = \tau^{+(2)} \quad \text{für Ungleichheit 30} \quad (32)$$

d.h. bei konstanter Temperatur  $T$  und Verformungsgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$ , ist

$$\tau^{+(1)} \gg \tau^{+(2)} \quad \text{für Ungleichheit 29} \quad (33)$$

und

$$\tau^{+(2)} \gg \tau^{+(1)} \quad \text{für Ungleichheit 30} \quad (34)$$

Dieser Sachverhalt kann wie folgt illustriert werden. Wir betrachten eine Probe, in der zunächst nur eine thermisch aktivierbare Hindernisart (1) vorliegt, deren Konzentration  $N_H^{(1)} = \text{konstant}$ , durch weitere Behandlung unverändert bleibt. Erzeugt man nun z.B. durch Bestrahlung eine weitere Hindernisart (2), deren Konzentration  $N_H^{(2)}$  laufend erhöht wird, so ist zunächst für  $N_H^{(1)} \gg N_H^{(2)}$  die Hindernisart (1) dominierend, und es gilt Gl. 31. Ist hingegen  $N_H^{(1)} \ll N_H^{(2)}$ , so dominieren die neuerzeugten Hindernisse (2). In diesem Fall gilt Gl. 32. In den Extremfällen werden die Fließspannungen  $\tau^+$  alternativ durch die jeweilig dominierende Hindernisart bestimmt. Im Übergangszustand, da es sich um einen abhängigen Vorgang handelt, setzt sich die Schubspannung  $\tau^+$  nicht einfach additiv aus beiden Spannungsanteilen und  $\tau^{+(1)}$ ,  $\tau^{+(2)}$  zusammen, vielmehr wird dabei ein Vorgang durch den anderen abgelöst.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten soll versucht werden, aus den mannigfaltigen Einflüssen, in denen sich die Neutronenbestrahlung auf die makroskopischen plastischen Eigenschaften von Metallen und Legierungen bemerkbar macht, die wesentlichen und charakteristischen herauszuschälen. Dies betrifft besonders den Bestrahlungseinfluß auf die Fließspannung, auf deren Temperaturabhängigkeit sowie Legierungseffekte und Ausheilerscheinungen. Soweit es von Bedeutung ist, wird auf Unterschiede im Bestrahlungsverhalten zwischen k.f.z. und k.r.z. Metallen hingewiesen. Von den sehr umfangreichen und speziellen Ergebnissen direkter Beobachtungen von Strahlungsdefekten werden je nach Bedarf nur jene zur Ergänzung des Sachverhaltes herangezogen, die im vorliegenden Zusammenhang wesentlich sind.

##### 4.1. Die Form der Spannungsdehnungskurven von bestrahlten Proben

Die Abb. 3 zeigt Verfestigungskurven von Kupfer-Einkristallen / 22 /, die in

einem Dosisbereich von  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ n/cm}^2$  bis  $1 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$  und Abb. 4 eine Verfestigungskurve von einem Vanadin-Einkristall / 23 /, der zu einer Dosis von  $1,6 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) bestrahlt und danach bei Raumtemperatur verformt wurden. Abgesehen von dem noch weiter zu erläuternden Anstieg der Fließspannungen mit wachsender Dosis sind zwei charakteristische Merkmale, die die Form der Verfestigungskurve von bestrahlten Proben allgemein betreffen, von wesentlicher Bedeutung.

i) Das Auftreten von Streckgrenzen,

Sie erscheinen erst bei höheren Dosen ( $> 1 \cdot 10^{17} \text{ n/cm}^2$ ) und werden mit zunehmender Dosis ausgeprägter. Diesen Streckgrenzen schließt sich ein verfestigungsloser Verformungsbereich an (z.T. verläuft die Verformung sprunghaft), dessen Ausdehnung mit wachsender Dosis zunimmt. Dieses Verhalten, bekannt als die sog. Lüders-Verformung, ist verbunden mit einer starken Reduktion der Gleichmaßdehnung. Metalle und Legierungen, die im unbestrahlten Zustand duktil sind, neigen nach Bestrahlung zur Bildung von Einschnürungen. Alle diese Erscheinungen sind miteinander gekoppelt, sie sind hervorgerufen durch die Instabilität der Bestrahlungsstruktur gegenüber einer plastischen Verformung. Charakteristisch für diese Struktur sind Bestrahlungsbedingungen, bei denen feinverteilte Defektcluster bzw. sehr kleine Versetzungsringe ( $\approx 30 \text{ \AA}$ ) entstehen. Diese Verformungsinhomogenitäten finden ihre Begründung in der Existenz des sog. aktiven Gleitvolumens. Wie SCHWINK und Mitarbeiter in einer Reihe von Arbeiten gezeigt haben / 24-32 / führt eine inhomogene Verformung zu weittragenden Konsequenzen. Die an der augenblicklichen Verformung teilhabende "aktive" Kristalllänge ist selbst in der Regel eine Funktion der Versuchsgrößen ( $\dot{\epsilon}, T$ ) und kann auch durch äußere Einflüsse (Fremdatome, Bestrahlung) beeinflusst werden. Dieser Umstand ist von ganz besonderer Bedeutung bei der Anwendung der thermischen Aktivierungsanalyse auf Ergebnisse, die in unstetiger Versuchsführung gewonnen wurden.

Die eigentliche Ursache für die Instabilität der Bestrahlungsstruktur während der Verformung ist damit zu erklären, daß ein Teil der durch die Bestrahlung erzeugten Hindernisse durch Gleitversetzungen während deren Bewegung beseitigt werden. Der Gleitvorgang kann auf einer solchen "gereinigten" Gleitebene leichter erfolgen als in anderen. Somit wird mit zunehmender Verformung die zum Gleitvorgang notwendige angelegte Spannung abnehmen, bis schließlich diese aufgrund der Verformungsverfestigung wieder ansteigt. Bei der Annihilierung von Strahlungsdefekten durch Gleitversetzungen entstehen defektfreie Bereiche (Kanäle, channels).

Abb. 5 zeigt solche Kanäle an Niob-Einkristallen, die bei 50 °C mit einer Dosis  $4,4 \cdot 10^{18} \text{ n/cm}^2$  bestrahlt und dann bei Raumtemperatur um 6,6% verformt wurden / 33 /. Diese Erscheinung ist typisch für bestrahlte Materialien und wurde an zahlreichen Metallen beobachtet (Cu / 34-37 /, Fe / 38 /, Mo / 39, 40 /, Nb / 41 /). Diese Kanäle verlaufen in Einkristallen parallel zur primären Gleitebene und zur Quergleitebene. Die Dichte dieser Kanäle nimmt mit wachsender Verformung zu. Der Abgleitungsbetrag pro Kanal kann beträchtliche Werte annehmen. Zufolge dieser sehr stark inhomogenen Verformung werden stark gebündelte Gleitlinien in Front des Lüders-Bandes mit großer Stufenhöhe an der Probenoberfläche beobachtet / 36 /. Die Zeit, die die Gleitbänder zu ihrer Entwicklung benötigen, liegt in der Größenordnung von  $10^{-3} \text{ sec}$  / 37 /. Dies legt die Vorstellung nahe, daß die Ausbildung eines defektfreien Kanals durch einen dynamischen Prozeß erfolgt. Sein Zustandekommen, wie der Zusammenhang mit der sprunghaften Dehnung zeigt / 37,42 /, ist offensichtlich erst durch die Einstellung einer kritischen Spannung möglich (sie entspricht etwa der oberen Streckgrenze). Bei dieser Spannung sind möglicherweise gewisse Versetzungsquellen in der Lage, eine kritische Fläche der Gleitebene von Hindernissen freizumachen, die dann, unter Spannungsabfall rasch vergrößert werden / 37 /. Der eigentliche Annihilationsmechanismus, durch den die Strahlungsdefekte beseitigt werden, ist bei weitem unklar. Zum Teil können diese in die Gleitversetzung einverleibt werden (siehe Abschnitt 3.3.), an Antidefekten annihilieren<sup>+)</sup>  oder auch durch lokale Verformungswärme in der Umgebung der Gleitebene ausheilen / 41 /.

- ii) Mit zunehmender Verformung verringert sich der Unterschied im Verlauf der Verfestigungskurven von bestrahlten und unbestrahlten Proben. Dieses Verhalten ist unabhängig von der Kristallstruktur, wie anhand der Abb. 3 und 4 ersichtlich ist. Bei der kritischen Dehnung  $\epsilon_{\text{LIM}}$  sind die Bestrahlungsdefekte im Sinne der obigen Ausführungen weitgehend ausgelöscht und die Verformung erfolgt von da ab ohne nennenswerten Unterschied zu unbestrahlten Kristallen. Wie Untersuchungen an Eisen gezeigt haben, wird  $\epsilon_{\text{LIM}}$  durch Dosis  $\phi t$  beeinflusst / 43 /. Eine Abnahme der Hindernisdichte mit der Verformung an bestrahlten Proben sollte sich in einer Vergrößerung des Aktivierungsvolumens  $\Delta V$  mit wachsender Verformung äußern, denn es gilt bekanntlich

<sup>+)</sup>  Diese werden von der Gleitversetzung selbst erzeugt. Damit dieser Mechanismus wirksam wird, muß eine hinreichende Beweglichkeit dieser Defekte gewährleistet sein. Dieser Prozeß sollte somit im Unterschied zu den anderen im starken Maße von der Verformungstemperatur abhängen.

$$-\left(\frac{\delta \Delta G(\tau^+)}{\delta \tau^+}\right)_T = \Delta V = b d_H L_H \quad (35)$$

wo  $d_H$  den "Durchmesser" des Hindernisses bedeutet. Entsprechende Untersuchungen an Vanadin-Einkristallen / 23 / bestätigen dies (Abb. 6). Darüberhinaus kann der Abb. 6 entnommen werden, daß die kritische Dehnung  $\epsilon_{LIM}$ , bei der die Aktivierungsvolumen der bestrahlten Proben gleich werden mit denen der unbestrahlten, von der Verformungstemperatur abhängt. Dieser  $\epsilon_{LIM}$ -Wert ist im Mittel für Raumtemperaturverformung kleiner als bei niedrigerer Verformungstemperatur (z.B. bei 253 °K). Dies würde in der Tat darauf hindeuten, daß die Hindernisbeseitigung zum Teil durch Antidefektannihilierung erfolgt (siehe Ausführung unter i)).

#### 4.2. Der Einfluß der Bestrahlungsdosis auf die Fließspannung

Die Größe der kritischen Schubspannung (KSS) von bestrahlten Einkristallen hängt in starkem Maße von der Bestrahlungsdosis ab (Abb. 3). Dies gilt ebenfalls für die Streckgrenze von Vielkristallen. Die Abb. 7 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze von Vanadin-Vielkristallen, die im FR 2 bei einer Temperatur von 200 °C - 250 °C und in einem Dosisbereich von  $2 \cdot 10^{16} \text{ n/cm}^2$  -  $2,7 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) bestrahlt wurden / 44 /. Vergleichsweise ist die Temperaturabhängigkeit einer V-20Ti-Probe, die mit einer Dosis von  $2,7 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$  im FR 2 unter gleichen Verhältnissen bestrahlt wurde, ebenfalls wiedergegeben. Der Dosis-einfluß auf die Streckgrenze dieser Legierung bei Raumtemperatur ist überaus schwach. Darüberhinaus ist der Unterschied in den Streckgrenzen zwischen bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-20 Titan-Vielkristallen offensichtlich stärker abhängig von der Verformungstemperatur. Ähnlich liegen die Verhältnisse an schwachlegierten V-Ti-Einkristallen / 45 /, an denen bei tieferen Verformungstemperaturen die KSS praktisch unabhängig ist von der Bestrahlungsdosis und Legierungsgehalt (Abb. 8). Im Unterschied dazu ist die Dosisabhängigkeit der KSS von Cu-Au-Einkristallen / 46 / im wesentlichen unabhängig vom Legierungsgehalt und der Verformungstemperatur (Abb. 9) und ist vergleichbar stark wie an reinen Cu-Einkristallen. Wir werden auf das für bestrahlte k.r.z. Legierungen offensichtlich spezifische Verhalten an anderer Stelle (Abschnitt 4.6.) eingehen.

Im Fall, daß die Bestrahlungsverfestigung durch dispers verteilte Hindernisse verursacht wird, sollte die Konzentration dieser Hindernisse  $c_H$  proportional sein zur Dosis  $\phi t$ . Aufgrund der Beziehung 17a ist dann

$$\tau_a \sim (\phi t)^{1/2} \quad (36)$$

Wiederholt ist an Cu-Einkristallen ein empirischer Zusammenhang der Form  $\tau_a \sim (\phi t)^{1/3}$  festgestellt worden / 47-49 /. Dieser, wie anderweitig gezeigt werden konnte / 50 /, beschreibt die Meßergebnisse in einer  $\log \tau_a - \log \phi t$  Darstellung in einem breiten Dosisbereich. Werden die Meßergebnisse sinnvollerweise in einer  $\tau_a \sim (\phi t)^{1/3}$  Darstellung aufgetragen, ergeben sich systematische Abweichungen vom  $(\phi t)^{1/3}$  Gesetz sowohl bei kleinen als auch bei hohen Dosen. Die Theorie gibt für das  $(\phi t)^{1/3}$  Verhalten bislang keine Begründung. In der Abb. 10 sind die Fließspannungen  $\sigma^B$  von bestrahlten Vanadin-Vielkristallen (siehe Abb. 7) für die Verformungstemperaturen 20 °C und 250 °C gegenüber  $(\phi t)^{1/2}$  und  $(\phi t)^{1/3}$  aufgetragen. Für Raumtemperaturverformung werden die Meßergebnisse fast im gesamten Dosisbereich ( $10^{16} \text{ n/cm}^2 - 10^{19} \text{ n/cm}^2$ ) sehr gut durch die  $(\phi t)^{1/2}$  Darstellung beschrieben. Der  $\sigma^{UB}$  Wert der unbestrahlten Probe gliedert sich in dieser Abhängigkeit genau ein. Die Auftragung der Differenz der Fließspannungen der bestrahlten und unbestrahlten Proben  $\Delta\sigma = \sigma^B - \sigma^{UB}$  gegenüber  $(\phi t)^{1/2}$  liefert in diesem Fall somit eine Gerade, die (für Raumtemperaturverformung) durch den Ursprung geht. Für höhere Bestrahlungsdosen bestehen jedoch bereits bei Raumtemperaturverformung Anzeichen einer Abweichung von dieser Geraden, die für höhere Verformungstemperaturen ganz deutlich als Übergang zu einem Sättigungswert zum Ausdruck kommt. In der  $\sigma^B \sim (\phi t)^{1/3}$  Auftragung könnte höchstens für Dosen oberhalb von etwa  $2,5 \cdot 10^{18} \text{ n/cm}^2$  ein linearer Zusammenhang vermutet werden. Ähnliche Feststellungen gelten bei der höheren Verformungstemperatur. Das Sättigungsverhalten bei höheren Dosen ist bei dieser Temperatur bereits ausgeprägt. Die  $\sigma^B$ -Werte weichen nun in der  $(\phi t)^{1/3}$  Darstellung sowohl bei kleinen als auch bei hohen Dosen von der Geraden ab.

In der Abb. 11 sind die Ergebnisse an neutronenbestrahlten Cu-Einkristallen / 51 / wiedergegeben. Die Dosisabhängigkeit der KSS zeigt im wesentlichen dieselben Merkmale wie die  $\sigma^B$ -Spannung im Fall von Vanadin-Vielkristallen: Das  $(\phi t)^{1/2}$ -Verhalten bei niedrigeren Dosen mit Übergang zum Sättigungswert bei höheren Dosen. Im Unterschied zum Vanadin scheint zumindest bei nicht allzu tiefen Temperaturen die Verformungstemperatur auf das Sättigungsverhalten kaum einen Einfluß auszuüben, wohl aber die Bestrahlungstemperatur  $T_i$ .

Die einfachste Weise in der die für hohe Dosen charakteristische Sättigungerscheinung der Fließspannungen formal erklärt werden kann, beruht, wie gezeigt wurde / 52 /, in der Annahme, daß mit wachsender Dosis die Zahl der neugeschaffenen

Defektcluster abnimmt. Ist  $\frac{-dN_c}{d(\phi t)} \sim N_c$  und  $N_c \sim \phi t$  ( $N_c$  = die Flächendichte der Hindernisse), so wird

$$\Delta\tau = \tau^B - \tau^{UB} = A [1 - \exp(-B\phi t)]^{1/2} \quad (37)$$

$$B = \Sigma V \quad (37a)$$

$$\Sigma = n_N \bar{\sigma}_{el} \quad (37b)$$

wo A den Sättigungswert von  $\Delta\tau$ , V das Volumen der Bereiche, in denen keine neuen Defekte geildet werden können,  $\alpha$  die mittlere Zahl dieser Zahl pro primär angestoßenes Atom,  $n_N$  die Zahl der Matrixatome pro  $\text{cm}^3$  und  $\bar{\sigma}_{el}$  den elastischen Streuquerschnitt bedeuten. Für kleinere Dosen liefert Gl. 37

$$\Delta\tau = AB^{1/2} (\phi t)^{1/2} \quad (38)$$

Falls A aus Messungen bei hohen Dosen hinreichend genau abgeschätzt werden kann, so kann B aus der  $\Delta\tau \sim (\phi t)^{1/2}$ -Auftragung ermittelt werden / 44 /.

Ein Vergleich zwischen experimentellen Werten und der nach Gl. 37 berechneten Kurve zeigt Abb. 12 für Messungen an Eisen-Vielkristallen / 53 /. Zwar wird in den meisten Fällen die Dosisabhängigkeit der Fließspannungen mit Hilfe von Gl. 37 gut erfaßt, die Vorgänge, die die Sättigungserscheinungen bewirken, sind im einzelnen weithin unbekannt. Durch die mit steigender Dosis fortschreitende Umordnung der Störbereiche aufgrund ihrer Wechselwirkung kann u.U. die Defektstruktur im Vergleich zu Verhältnissen bei kleineren Dosen qualitativ verändert werden. Dies könnte sich in einer Änderung des für die Verformung maßgeblichen geschwindigkeitsbestimmenden Prozesses bei höheren Bestrahlungsdosen äußern (siehe Abschnitt 4.5.).

Von grundlegender Bedeutung ist die Frage, welcher Spannungsanteil der gemessenen Spannungsänderung  $\Delta\tau$  (der thermische oder athermische) durch die Bestrahlung beeinflusst wird. Die Verhältnisse an k.f.z. und k.r.z. Metallen unterscheiden sich dabei ganz wesentlich. Im Fall von Cu, das am eingehendsten untersucht wurde und in gewisser Hinsicht auch repräsentativ ist für andere k.f.z. Metalle / 2 /, kann die Bestrahlungsverfestigung praktisch allein auf die thermisch aktivierbare Spannungskomponente (Gl. 21) zurückgeführt werden / 3 /, (siehe z.B. Abb. 11 und weiter dazu in Abschnitt 4.5.). Anders bei den k.r.z. Metallen. Wie noch weiter ausgeführt wird (siehe Abschnitt 4.5.), ist neben anderen Erscheinungen der Bestrahlungseinfluß auf die Gesamtspannung abhängig von der Konzentration der interstiellen Fremdatome (in der Hauptsache O, N, C).

Aus Untersuchungen an Vanadin / 54 /, an dem diese Frage am eingehendsten geprüft wurde, kann folgendes entnommen werden:

- i) Bei einer Sauerstoffkonzentration von etwa 2 000 Gew-ppm ist für die Bestrahlungsverfestigung allein die athermische Spannungskomponente  $\tau_{\mu}$  verantwortlich.
- ii) Bei Sauerstoffkonzentrationen von 100 - 300 Gew-ppm bewirkt die Bestrahlung eine Erhöhung von  $\tau_{\mu}$ , gleichzeitig wird die thermische Komponente  $\tau^{+}$  (gegenüber dem unbestrahlten Zustand) erniedrigt (siehe auch / 44 /).
- iii) Für sehr geringe Sauerstoffkonzentrationen <90 Gew-ppm wird sowohl  $\tau_{\mu}$  als auch  $\tau^{+}$  durch die Bestrahlung erhöht. Die Ergebnisse sind für Viel- und Einkristalle dieselben. Sie sind offensichtlich charakteristisch für alle k.r.z. Metalle mit großer Peierls-Spannung. Der Unterschied liegt lediglich darin, daß die für diesen Sachverhalt relevanten interstitiellen Fremdatome von Metall zu Metall verschieden sein können.<sup>+)</sup>

Diese Verhältnisse sind zusätzlich durch eine Dosisabhängigkeit kompliziert. In der Abb. 13 / 44 / sind die Differenzen der inneren (athermischen)  $\sigma_{\mu}$  und der effektiven (thermischen) Spannungen  $\sigma^{+}$  von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Proben (mit 250 Gew-ppm Sauerstoff) gegenüber dem  $\log(\phi t)$  dargestellt (Raumtemperaturverformung, FR 2-Bestrahlung). Demnach verursacht die Bestrahlung bei niedrigeren Dosen in Übereinstimmung mit den oben angeführten Beobachtungen (siehe Fall ii) eine Erhöhung von  $\sigma_{\mu}$  bei gleichzeitiger Abnahme von  $\sigma^{+}$  gegenüber dem unbestrahlten Zustand. Bei höheren Dosen wächst schließlich auch der  $\sigma^{+}$ -Anteil über den Wert der unbestrahlten Probe. Dies entspräche dem oben angeführten Fall iii, für Vanadin mit geringerem Sauerstoffgehalt. Die Deutung dieses Sachverhalts wäre offensichtlich in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von ARSENAULT und PINK / 54 /, in einer "Absättigung" der Sauerstoffatome mit Strahlungsdefekten zu suchen. Dieser Vorgang käme einer effektiven Erniedrigung des im Gitter gelösten Sauerstoffs gleich.

#### 4.2.1. Zusammenhang zwischen der Fließspannung und der Dichte der Bestrahlungsdefekte

Den meist direkten Aufschluß über die Art, Größe und Verteilung von Bestrahlungs-

---

<sup>+)</sup>  Prinzipiell beruht dieser Effekt auf der bestrahlungsbeeinflussten Wechselwirkung zwischen Gleitversetzungen und dem tetragonalen Verzerrungsfeld des Fremdatoms.

defekten (soweit diese "sichtbar" sind) liefert die DEM-Methode. Dem Problem, dem man sich dabei im hier behandelten Zusammenhang konfrontiert sieht, beruht in der Frage, ob und welche der beobachteten Defektarten wesentlich ist für die Bestrahlungsverfestigung. Ist  $N_H^{(i)}$  die Flächendichte und  $D_H^{(i)}$  die Größe (Durchmesser) der  $i$ -ten Defektart, so ist deren mittlerer Abstand in der Gleitebene

$$L_H^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{N_H^{(i)} \cdot D_H^{(i)}}} \quad (39)$$

Aus Gl. 1 folgt für die Verfestigung nach Bestrahlung

$$\Delta\tau = \frac{K^{(i)}}{b} \sqrt{N_H^{(i)} \cdot D_H^{(i)}} \quad (40)$$

Aus Gl. 40 kann  $K^{(i)}$  berechnet werden, da  $\Delta\tau$  und  $L_H^{(i)}$  einer direkten Bestimmung zugänglich ist. In der Praxis liegt stets eine Größenverteilung einer gegebenen Hindernisart vor, die bei gegebener Bestrahlungstemperatur abhängig ist von der Bestrahlungsdosis. In der Abb. 14 ist eine solche Verteilung von Defektclustern für neutronenbestrahltes Niob / 33 / wiedergegeben. Deshalb muß  $L_H^{(i)}$  (Linienspektrum) durch die integrale Form ersetzt werden

$$J_H^{(i)} = \int_{\infty}^{\infty} \rho_H^{(i)} D_H^{(i)} dD_H^{(i)} \quad (41)$$

wo  $\rho_H^{(i)}$  die Defektdichte im Intervall  $D_H^{(i)}, D_H^{(i)} + dD_H^{(i)}$  und  $D_H^{(i)}$  die experimentell bestimmte Defektgröße bedeuten. Setzt man dieses Ergebnis anstatt  $L_H^{(i)}$  in Gl. 40 ein, so ist

$$(\Delta\tau)^2 = \left(\frac{K^{(i)}}{b}\right)^2 J_H^{(i)} \quad (42)$$

In der Abb. 15 ist das Ergebnis einer solchen Untersuchung an neutronenbestrahltem Niob / 33 / wiedergegeben. Für kleine und mittlere Dosen besteht der für dispers verteilte Hindernisse charakteristische quadratische Zusammenhang zwischen der Verfestigung und der Hinderniskonzentration (siehe Gl. 17a, bzw. aufgrund von  $J_H^{(i)} \sim \phi t$  ist auch  $(\Delta\tau)^2 \sim J_H^{(i)}$  (Gl. 38). Die Wechselwirkungskraft  $K^{(i)}$  ergibt sich aus der Neigung dieser Geraden und hat im gegebenen Fall den Wert (in Einheiten  $\mu b^2$ )  $\alpha^{(i)} = 0,5 - 0,8$ . Vergleicht man dieses Wertintervall mit den in Tab. III angeführten Angaben, so könnte im gegebenen Fall die beobachteten großen Leerstellencluster (Poren) als Verfestigungsursache entscheidend sein. Für höhere Bestrahlungsdosen bestehen wiederum Abweichungen vom  $(\Delta\sigma \sim (\phi t)^{1/2})$ -



Verhalten, in dem  $\Delta\sigma$  einen Sättigungswert zustrebt (siehe Ziffer 4.2.).

Ähnliche Untersuchungen wurden an neutronenbestrahlten Cu-Einkristallen vorgenommen / 55 /. Die Kristalle wurden nach der Bestrahlung einer Wärmebehandlung im Temperaturbereich von 275 °C bis 336 °C unterzogen.

Danach wurde die  $N_H^{(i)}$  ( $D_H^{(i)}$ )-Verteilung im DEM-Verfahren ermittelt und bei drei Verformungstemperaturen (4,2 °K, 77°K und 293°K), die KSS bestimmt. Bei der Auswertung der Defektdichte  $N_H^{(i)}$  wurden nur jene Defekte betrachtet, deren Durchmesser  $D_H^{(i)} \leq 50 \text{ \AA}$  betrug. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in der Abb. 16 wiedergegeben. Die übliche  $(\phi t)^{1/2}$ -Abhängigkeit der Verfestigung sowie die Erscheinung der Sättigung bestätigt sich auch in diesem Fall. Zu vermerken ist dabei, daß die Befunde abhängig sind von der Wärmebehandlung nach der Tieftemperaturbestrahlung und auch vom betrachteten Größenbereich der Defekte. Aus anderen eingehenden Untersuchungen an Cu scheint sicher zu sein, daß an bestrahlten schweren k.f.z. Metallen ein ausgeprägtes Hindernisspektrum existiert, deren Kenngrößen ( $\Delta G_H^{(i)}(o)$ ,  $D_H^{(i)}$ ,  $L_H^{(i)}$ ) empfindlich durch Wärmebehandlung beeinflussbar ist (siehe Ziffer 4.3.1.).

#### 4.3. Einfluß der Wärmebehandlung nach Tieftemperaturbestrahlung auf die Bestrahlungsverfestigung

Die charakteristischen Merkmale der Bestrahlungs-Defektstruktur, wie in Ziffer 2 erwähnt wurde, werden für ein gegebenes Material durch die Bestrahlungsbedingungen bestimmt. Eine ausschlaggebende Rolle spielt dabei die Bestrahlungstemperatur, in dem diese für die Beweglichkeit der in situ entstehenden Strahlungsdefekte entscheidend ist. In dieser Ziffer werden wir uns deshalb der Frage zuwenden, welchen Einfluß eine Wärmebehandlung auf die Bestrahlungsverfestigung bewirkt, die bei tiefen Bestrahlungstemperaturen hervorgerufen wurde. Methodisch sind solche Untersuchungen im allgemeinen gleichzusetzen mit Abschreckversuchen, denn ihr gemeinsames Prinzip beruht in der Ermittlung von Änderungen einer "eingefrorenen" Defektstruktur. Wie die Praxis gezeigt hat, sind die Auswirkungen einer Wärmebehandlung von bestrahlten Metallen hinsichtlich deren Verfestigungsverhalten für k.f.z. und k.r.z. Metalle grundlegend verschieden. Darum werden sie hier getrennt behandelt.

##### 4.3.1. Kubisch-flächenzentrierte Metalle

In der Abb. 17 / 51 / ist das Erholungsverhalten der KSS von neutronenbestrahlten Cu-Einkristallen wiedergegeben, wie es wiederholt beobachtet wurde / 47,56 /.

Die Einkristalle wurden etwa mit einer Dosis  $\phi t = 2 \times 10^{17} \text{ n/cm}^2$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) bei  $4,5 \text{ }^\circ\text{K}$  bestrahlt und gleich darauffolgend die KSS bei dieser Temperatur gemessen ( $\tau_{00}$ ). Daraufhin wurde die Probe isochronal im Bereich zwischen  $10 \text{ }^\circ\text{K}$  und  $430 \text{ }^\circ\text{K}$  angelassen und dann wurde wiederum die KSS bei  $4,5 \text{ }^\circ\text{K}$  ( $\tau_0$ ) bestimmt. Die gleiche Behandlung erfuhren Cu-Proben, an denen die entsprechenden Änderungen des spezifischen elektrischen Widerstandes, d.h.  $\Delta\rho_0$  (unmittelbar nach der Bestrahlung) und  $\Delta\rho$  (nach erfolgter Wärmebehandlung) bei derselben Temperatur ( $4,5 \text{ }^\circ\text{K}$ ) gemessen wurden. Aus der Abb. 17 kann entnommen werden, daß eine isochronale Anlaßbehandlung bis zu  $80 \text{ }^\circ\text{K}$  die KSS nur um etwa 5% reduziert. Sogar ein Anlassen bei Raumtemperatur bewirkt nur eine Erniedrigung der KSS um 25%. Eine fast komplette Erholung der KSS erfolgt erst bei Anlaßtemperaturen zwischen  $300 \text{ und } 500 \text{ }^\circ\text{C}$  / 57 / (Abb. 18). Der Temperaturbereich der kompletten Erholung liegt offensichtlich für Gold und Silber bei etwas niedrigeren Temperaturen als für Kupfer und Nickel. Für Aluminium, dessen Erholungsverhalten analog ist, liegt dieser Temperaturbereich zwischen  $-70 \text{ und } -20 \text{ }^\circ\text{C}$  / 50,58 /<sup>+)</sup>  Für höherbestrahlte ( $10^{19} \text{ n/cm}^2$ ) Kupfereinkristalle kann der zeitliche Erholungsverlauf der KSS für verschiedene Anlaßtemperaturen im Bereich von  $305 \text{ }^\circ\text{C}$  bis  $385 \text{ }^\circ\text{C}$  / 47 / der Abb. 19 entnommen werden. Die Messung der KSS erfolgte in diesem Fall bei Raumtemperatur. Aus diesen Erholungskurven wurden die Aktivierungsenergien bestimmt, die, wie aus der Abb. 19 ersichtlich, von der Anlaßtemperatur abhängen ( $0,2 \text{ eV} - 2,5 \text{ eV}$ ). Dies ist ein starker Hinweis für die Existenz eines temperaturabhängigen Hindernisspektrums (siehe Ziffer 4.2.1.).

Eine Wärmebehandlung von bestrahlten Cu-Einkristallen beeinflusst nicht allein deren Bestrahlungsverfestigung sondern auch die Temperaturabhängigkeit der KSS, wie den Abb. 20 und 21 entnommen werden kann. Die bei tiefen Temperaturen bestrahlten Einkristalle / 57 / wurden bei  $307 \text{ }^\circ\text{C}$  verschieden lang angelassen. Wie in anderem Zusammenhang erläutert wurde (Ziffer 4.2.), so folgt aus diesen Untersuchungen, daß in k.f.z. Metallen durch Bestrahlung praktisch nur die thermische Spannungskomponente  $\tau^+$  beeinflusst wird und von der Ausheilung allein die "thermisch aktivierbaren" Gleithindernisse betroffen sind (vergleiche in Abb. 20 bzw. 21  $\tau$  bzw.  $\frac{d\tau}{dT}$  bei hohen Temperaturen).

---

+) Die leichteren k.f.z. Metalle zeigen auch anderweitig systematische Abweichungen im Bestrahlungsverhalten gegenüber den schwereren (Co, Au, Ag, Ni) / 3 /.

Aufgrund des Erholungsverhaltens der KSS und des Einflusses der Wärmebehandlung auf die Temperaturabhängigkeit der KSS von Kupfer-Einkristallen, wurde die Vorstellung entwickelt, daß sog. verdünnte Zonen / 7 / die wesentlichen Bestrahlungsdefekte darstellen, die für die Bestrahlungsverfestigung von k.f.z. Metallen ausschlaggebend sind. Die Zonen können durch Diffusionsprozesse umgewandelt werden in kleine Leerstellenagglomerate, die dann als punktförmige dispers verteilte Hindernisse bei höheren Bestrahlungstemperaturen bzw. in wärmebehandelten Proben wirksam werden können. Inzwischen hat diese Vorstellung eine theoretische Verfeinerung erfahren / 13,21 / und eine überzeugende experimentelle Bestätigung gefunden / 26,59,60 /.

#### 4.3.2. Kubisch-raumzentrierte Metalle

Wie bereits an anderer Stelle (Ziffer 4.2.) erwähnt wurde, beeinflussen bereits geringe Konzentrationen von interstitiellen Fremdatomen wie Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff das Bestrahlungsverhalten von k.r.z. Metallen in entscheidender Weise. Dies ist in erster Linie dadurch bedingt, daß diese Fremdatome aufgrund der mit Ihnen verbundenen anisotropen Spannungs- und Verzerrungsfelder in starke Wechselwirkung mit Strahlungsdefekten eingeht. Für ein Zustandekommen solcher Defektkomplexe ist eine gewisse Beweglichkeit der Komplexanteile notwendig, d.h. das Ausmaß, in dem diese gebildet werden, ist temperaturabhängig. Soweit durch die Komplexbildung die Wirksamkeit beider Komponenten als Gleithindernisse in irgendeiner Weise beeinflusst wird, sei es, daß die resultierenden neuen Hindernisse stärker oder schwächer wirken als beide Komponenten für sich allein, ist eine Beeinflussung der Bestrahlungsverfestigung durch diesen Vorgang zu erwarten.

Den ersten entscheidenden Hinweis in diesem Zusammenhang erbrachten Anlaßversuche von Makin und Minter / 61 / an Niob. Die bei 20 °C bestrahlten Niob-Proben (mit etwa 1600 Gew.-ppm Sauerstoff) wurden zwischen 100 ° und 200 °C angelassen und daraufhin die Streckgrenze bei 20 °C bestimmt. Es zeigte sich, daß die wärmebehandelten Proben gegenüber den nur bestrahlten eine zusätzliche Verfestigung aufwiesen. Ähnlich verhielten sich alle darauf untersuchten k.r.z. Metalle wie Mo / 62 /, W / 63 /, Fe / 64 /, V / 66,67 /, Nb / 65,68 /.

In der Abb. 22a sind die Ergebnisse einer solchen Untersuchung an V-Vielkristallen wiedergegeben, die bei 60 °C bestrahlt wurden. Zunächst erkennt man den allgemeinen Bestrahlungseinfluß auf die Streckgrenze nach isochronalen Anlassen bei Raumtemperatur. Eine Erhöhung der Anlaßtemperatur bewirkt einen Anstieg der Streckgrenze und diese erreicht ihren Maximalwert bei einer Anlaßtemperatur von etwa 200 °C.

Diese zusätzliche Streckgrenzenerhöhung (d.h. Verfestigung) ist die kombinierte Folge von Bestrahlung und Wärmebehandlung. Für diesen Effekt hat sich im Englischen die Bezeichnung radiation anneal hardening (etwa Bestrahlung-Anlaß-Verfestigung BAV) eingebürgert. Im angeführten Fall beträgt die BAV etwa 75% der eigentlichen Bestrahlungsverfestigung (die etwa 1/3 der Streckgrenze der unbestrahlten Proben darstellt). Zum Vergleich ist in der Abb. 22b das Ergebnis einer Untersuchung dargestellt, in der der Einfluß von isochronalen Wärmebehandlungen auf den spezifischen elektrischen Widerstand von neutronenbestrahltem Vanadin studiert wurde / 69 /. Die Bestrahlungs- und Anlaß-Bedingungen, sowie die Reinheit der verwendeten Proben waren dieselben wie die bei der Untersuchung des BAV-Verhaltens. Das Maximum in der Widerstandsänderung liegt bei etwa 180 °C. Bei dieser Temperatur kann Sauerstoff in Vanadin diffundieren / 70 / und somit von anderen Defekten <sup>offensichtlich</sup> eingefangen werden und Defektkomplexe bilden, die eine Erhöhung der Streckgrenze bewirken. Ähnliche Untersuchungen haben ergeben, daß an Fe / 64 / und weichem Stahl / 71 / Stickstoffatome, an Niob sowohl Sauerstoff als auch Stickstoffatome für das BAV-Verhalten relevant sind / 68 /. Ferner konnte an Vanadin gezeigt werden, daß eine Nachbestrahlung kombiniert mit einer wiederholten Wärmebehandlung den ursprünglich eingestellten BAV-Zustand nicht beeinflußt / 67 /, woraus zu schließen ist, daß durch die Nachbestrahlung die Defektkomplexe nicht aufgelöst werden. Aus diesem Sachverhalt ist zu erkennen, welche Bedeutung der Bestrahlungstemperatur im Zusammenhang mit dem Verfestigungsverhalten von bestrahlten k.r.z. Metallen zukommt. Ist diese gleich oder größer als die Temperatur, bei der die relevanten interstitiellen Fremdatome beweglich werden, so befinden sich die Proben nach der Bestrahlung im BAV-Zustand, da die Komplexbildung bereits während der Bestrahlung erfolgt. Sind die Temperaturen, bei denen die BAV sich einstellen, einmal bekannt, so können mit Hilfe solcher Untersuchungen die wirklich erreichten Bestrahlungstemperaturen abgeschätzt werden.

Die Abb. 23 zeigt das Verhalten der Streckgrenze von V-Vielkristallen nach isochronalen Anlaßversuchen / 72 /. Die Proben wurden im FR 2 mit einer Dosis  $\approx 2,7 \times 10^{19}$  n/cm<sup>2</sup> bestrahlt. Die Bestrahlungstemperatur wurde aus der  $\gamma$ -Aufheizung auf 150° - 250 °C abgeschätzt. Wie die Ergebnisse zeigen, befanden sich diese Proben nach der Bestrahlung im BAV-Zustand, d.h. die wirkliche Bestrahlungstemperatur war, zufolge dem in Abb. 22a dargestellten Ergebnis gleich oder größer als 200 °C.

Ein Vergleich von Bestrahlungsversuchen an verschiedenen k.r.z. Metallen ist korrekterweise nur zulässig, wenn die Bestrahlungstemperaturen relativ zu den

Temperaturen der BAV berücksichtigt werden<sup>+)</sup>. Aus neueren Untersuchungen / 65 / scheint hervorzugehen, daß bei der Bildung von Defektkomplexen, die die BAV bewirken, die interstitiellen Fremdatome zu den Bestrahlungsdefekten wandern und nicht umgekehrt. Aus DEM-Untersuchungen ist bekannt, daß jene Bestrahlungsdefekte, die letztlich für die Bestrahlungsverfestigung verantwortlich sind (Defektcluster), in vielen Fällen eine große Stabilität aufweisen insofern, als diese auch bei relativ hohen Anlaßtemperaturen nicht ausheilen / 73 /. Es wird angenommen, daß diese schwer ausheilbaren Defekte wahrscheinlich durch interstitielle Fremdatome stabilisiert werden.

Auf der anderen Seite besteht sicherlich auch der andere Vorgang, bei dem Strahlungsdefekte zu interstitiellen Fremdatomen wandern, und zwar dann, wenn bei gegebener Bestrahlungstemperatur die Bestrahlungsdefekte beweglich sind. Die Bildung solcher offensichtlich sehr kleinen Defektkomplexe, die mittels der DEM-Methode nicht nachgewiesen werden können, kann für den geschwindigkeitsbestimmenden Vorgang bei der plastischen Verformung u.U. von großer Bedeutung sein (siehe Ziffer 4.5.).

#### 4.4. Der Bestrahlungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannungen

Neben der unterschiedlichen Auswirkung einer Wärmbehandlung auf die Bestrahlungsverfestigung von k.f.z. und k.r.z. Metallen (Ziffer 4.3.) unterscheiden sich die Metalle dieser Struktur auch bezüglich eines Bestrahlungseinflusses auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung. Die folgenden Ausführungen sollen deshalb getrennt erfolgen.

##### 4.4.1. Kubisch-flächenzentrierte Metalle

Als markantester Unterschied im plastischen Verhalten zwischen bestrahlten Metallen überhaupt<sup>++)</sup>, ist die im Gegensatz zu den k.r.z. Metallen drastische Beeinflussung des temperaturabhängigen Fließspannungsanteils  $\tau^+(T)$  von k.f.z. Metallen durch Bestrahlung. Die Abb. 24 zeigt das Temperaturverhalten der KSS von Cu-Einkristallen / 74 /, die bei etwa 90 °C zu verschiedenen Dosen bestrahlt wurden. Die  $\tau^+$ -Werte bei 4,2 °K von unbestrahlten und bis zu einer Dosis von  $10^{20}$  n/cm<sup>2</sup> bestrahlten Proben unterscheiden sich um einen Faktor von etwa 10. Wie in einem anderen Zusammenhang erläutert (Ziffer 4.2.), wird dabei der

---

+) Die Diffusion gleicher interstitieller Fremdatome erfolgt für verschiedene Metalle bei verschiedenen Temperaturen.

++) Soweit sie entscheidend sind für die grundlegenden physikalischen Prozesse.

athermische Spannungsanteil  $\tau_{\mu}$  praktisch nicht beeinflusst. Beeinflusst wird ebenfalls die Form der  $\tau^+(T)$ -Abhängigkeit und das unterschiedlich je nach der Bestrahlungsdosis. Der in Abb. 24 dargestellte Befund wurde wiederholt an Kupfer bestätigt / 24,47,75-77 / und ist charakteristisch für Au / 57 /, Ag / 57 /, Ni / 52 / und mit gewissen Einschränkungen (bei tiefen Temperaturen) auch für Al / 78 /. Im Prinzip dasselbe Verhalten zeigen Ein- und Vielkristalle. Diese Tatsache zeigt, daß die in den k.f.z. Metallen erzeugten Bestrahlungsdefekte

- a) qualitativ unterschiedlich sind zu jenen, die den  $\tau^+$ -Anteil an unbestrahlten Proben bestimmen und
- b) daß diese durch Bestrahlung erzeugten Gleithindernisse mit Hilfe thermischer Aktivierung überwunden werden können.

Zahlreiche Untersuchungen bemühten sich um die Identifizierung dieser Hindernisse, wobei allgemein angenommen wurde, daß es sich um punktförmige, dispers verteilte Hindernisse handele. Die Ergebnisse kondensierten schließlich die zwei gegensätzlichen Ansichten. Der einen, erarbeitet von der Stuttgarter Gruppe, lag die Seeger'sche Theorie / 7 /<sup>+)</sup> der verdünnten Zonen (VZ-Theorie) zugrunde. Aus der für diese Theorie bezeichneten  $K^{(i)}(x)$ -Beziehung für die Wechselwirkung zwischen Gleitversetzung und Hindernis, folgt die Temperaturabhängigkeit der KSS in der Form

$$(\tau^+)^{2/3} = (\tau_0^+)^{2/3} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_0^{(i)}} \right)^{2/3} \right] \quad (43)$$

wobei die kritische Temperatur  $T_0^{(i)}$  (für die  $\tau^+ = 0$ , siehe Ziffer 3.2.1.) gegeben ist durch

$$T_0^{(i)} = \frac{2}{3} \frac{\Delta G^{(i)}(0)}{k} \cdot \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \quad (44)$$

Die andere Gruppe, vertreten in der Hauptsache von Koppelaar und Arsenault deuteten die Versuchsergebnisse anhand des Modells von Fleischer / 79,80 / für die Wechselwirkung zwischen Versetzung und Hindernis mit tetragonalem Verzerrungsfeld (F-Theorie). Diese führt auf eine Temperaturabhängigkeit der KSS in

---

+ ) die später von Diehl und Mitarbeitern / 21 / in einem der wesentlichen Punkte modifiziert wurde

der Form

$$(\tau^+)^{1/2} = (\tau_0^+)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \right] \quad (45)$$

mit

$$T_0 = \frac{1}{2} \frac{\Delta G(o)}{k} \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \quad (46)$$

In der letzten Konsequenz unterscheiden sich die beiden Interpretationen grundlegend darin, daß die erstere ein Hindernisspektrum voraussetzt, die andere hingegen auf Hindernissen gleicher Stärke  $\Delta G(o)$  basiert. Der Haupteinwand der Vertreter der F-Theorie gegen die VZ-Theorie lag im Prinzip darin, daß sich die Meßergebnisse der Temperaturabhängigkeit von  $\tau^+$  anhand der Gl. 45 beschreiben ließen / 55,74,76,81,82 /, hingegen eine Anpassung der Meßwerte an Gl. 43 nur für angelassene Proben und durch geeignete Parameter (von der Theorie berechenbar) möglich war / 21,59 /. Auf der anderen Seite konnten die Verfechter der VZ-Theorie zeigen, daß anhand der Vorstellung eines Hindernisspektrums auch andere Erscheinungen (z.B. der Einfluß der Wärmebehandlung auf die Temperaturabhängigkeit der KSS, siehe Ziffer 4.3.1.) in kompatibler Weise verständlich wurden. Einzelheiten der damit zusammenhängenden umfangreichen Diskussion können einschlägigen Quellen entnommen werden / 83,84 /. Zusammenfassend wäre zu bemerken, daß die Vorstellungen der VZ-Theorie sich als tragfähig erwiesen haben / 85 / und die Existenz eines Hindernisspektrums an bestrahlten k.f.z. Metallen kaum mehr bezweifelt wird.

#### 4.4.2. Kubisch-raumzentrierte Metalle

Lange Zeit schien es fraglich, ob der thermische Anteil der Fließspannung von k.r.z. Metallen bzw. deren Temperaturabhängigkeit durch Bestrahlung überhaupt beeinflusst wird. Diesbezüglich gab es viele widersprüchliche Ergebnisse / 42, 86-94 /. Diese Tatsache beruht offensichtlich darin, daß diese Experimente an Materialien unterschiedlicher Reinheit und bei verschiedenen Bestrahlungsbedingungen durchgeführt wurden. Beide spielen in diesem Fall eine entscheidende Rolle. Falls überhaupt die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung  $\tau^+$  bestrahlungsempfindlich ist, so in einem größenordnungsmäßig schwächeren Maße als die Fließspannung von k.f.z. Metallen. Es ergeben sich in diesem Zusammenhang folgende wesentliche Gesichtspunkte:

##### i) Dosisabhängigkeit.

In der Abb. 25 ist der Temperaturverlauf der KSS von reinen Niob-Einkristallen wiedergegeben / 65 /, die zu verschiedenen Dosen bestrahlt wurden. Der Bestrahlungseinfluß auf  $\tau^+$  kommt bei tiefen Temperaturen und höheren Dosen deutlich in

Erscheinung. Er ist jedoch, verglichen mit dem an Cu-Einkristallen beobachteten Bestrahlungseinfluß (Abb. 24), wesentlich schwächer. Die Temperaturabhängigkeit  $\tau^+(T)$  ist dosisabhängig. Zum selben Ergebnis führten ähnliche Untersuchungen an Vanadin-Vielkristallen / 44 /. (In der Abb. 7 erstreckt sich sich der Ausläufer des Tieftemperaturastes der Fließspannung bis zu etwa 250°C).

ii) Die Abhängigkeit von Fremstoffgehalten.

Wie bereits in Ziffer 4.2. erläutert wurde, ist der Bestrahlungseinfluß auf den effektiven Fließspannungsanteil von k.r.z. Metallen abhängig von der Konzentration spezifischer interstitieller Fremdatome. Dies gilt in gleichem Maße für die Bestrahlungsempfindlichkeit der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung. Die Abb. 26 zeigt den Temperaturverlauf der KSS von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Einkristallen / 54 / mit sehr kleiner Sauerstoffkonzentration (15 Gew-ppm). Abgesehen von einer Erhöhung der athermischen Spannungskomponente  $\tau_\mu$ , bleibt der Temperaturverlauf durch Bestrahlung unverändert.

Anders liegen die Verhältnisse an Vanadin-Einkristallen mit einem mittleren Sauerstoffgehalt / 54 / von etwa 200 - 300 Gew-ppm (Abb. 27). Wiederum ist ein Anstieg der  $\tau_\mu$ -Komponente nach Bestrahlung erkenntlich. Der Temperaturverlauf der effektiven Spannung  $\tau^+$  ist jedoch durch die Bestrahlung abgeflacht worden. Den Unterschied in der Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung  $\tau^+$  zwischen diesen beiden Materialien veranschaulicht die Abb. 28. An Proben, die sich BAV-Zustand befinden, können mitunter kompliziertere Verhältnisse auftreten. So ist aus der Abb. 7 z.B. ersichtlich, (die Vanadinproben hatten einen mittleren Sauerstoffgehalt von etwa 250 Gew-ppm), daß bei kleineren Dosen eine Abflachung, hingegen bei höheren Dosen ein Anstieg der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung erfolgen kann / 44 /. Dieses Verhalten ist insofern bedeutsam, als für die (experimentell bestimmbare) Aktivierungswärme  $\Delta H$ , die beim Überwinden eines aktivierbaren Hindernisses verbraucht wird, gilt

$$\Delta H \sim - \left( \frac{\delta \tau^+}{\delta T} \right)_e \quad (47)$$

und somit mitbestimmend ist für die Stärke des Hindernisses.

#### 4.5. Der geschwindigkeitsbestimmende Vorgang

In dem unterschiedlichen Verhalten von k.f.z. und k.r.z. Metallen hinsichtlich der Bestrahlungsbeeinflussung der effektiven Fließspannung und der Temperaturabhängigkeit spiegeln sich grundsätzliche Verschiedenheiten in den geschwindigkeitsbestim-



menden Vorgängen wieder. Während reine unbestrahlte k.f.z. Kristalle bis hinab zu sehr tiefen Temperaturen bloß eine sehr schwache Temperaturabhängigkeit der Fließspannung aufweisen (siehe dazu z.B. die Abb. 24, den  $\tau^+(T)$ -Verlauf von sehr schwach bestrahlten Cu-Einkristallen) zeigt die KSS von k.r.z. Metallen eine sehr ausgeprägte Abhängigkeit von der Verformungstemperatur (Abb. 26). Die Änderung von  $\tau^+$  zwischen Raumtemperatur und 80 °K für unbestrahlte Vanadin-Einkristalle beträgt, um einen Vergleich anzustellen, etwa das 100fache der Änderung der kritischen Schubspannung von unbestrahlten Cu-Einkristallen. Da die relative Größe des thermischen Anteils der Fließspannung (Verglichen zum athermischen) in Beziehung steht zu der Stärke der "thermisch aktivierbaren" Hindernisse (siehe Beziehung 47), ist einzusehen, daß in k.r.z. Metallen starke, aktivierbare Gleithindernisse bereits im unbestrahlten Zustand wirksam sind. Ohne auf Einzelheiten näher einzugehen (in diesem Zusammenhang sei z.B. auf / 16 / verwiesen) zeigt ein Blick auf die Tab. 3, daß an reinen "as grown" k.f.z. Einkristallen als entscheidend in Frage kommendes "thermisch aktivierbares" Hindernis sogenannte Waldversetzungen (zu schneidende Versetzungen) für den thermischen Anteil der Fließspannung von Bedeutung sein sollten. Diese bewirken gegenüber anderen thermisch aktivierbaren Hindernissen nur eine lineare, relativ schwache ( $B_1$  ist in Tab. 3 klein) Temperaturabhängigkeit der Fließspannung. In k.f.z. Metallen lösliche Fremdatome bewirken zwar eine Verstärkung der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung, doch auch in diesem Fall ist sie kaum vergleichbar mit der der reinen k.r.z. Metalle (siehe z.B. / 95 /).

Anders liegen die Verhältnisse an k.r.z. Metallen. Zur Deutung der thermischen Komponente der Fließspannung von k.r.z. Metallen können verschiedene Ursachen herangezogen werden.

- i) Die thermisch aktivierbare Bildung von Doppelkinken / 96 / (DK-Mechanismus, Gitterreibung),
- ii) die thermisch aktivierbare Transformation von aufgespaltenen Versetzungen aus dem gleitfähigen in den nicht gleitfähigen Zustand / 97,98 /,
- iii) die thermisch aktivierbare Wechselwirkung von Gleitversetzungen mit tetragonalen Verzerrungsfeldern / 79,80 / (interstitielle Fremdatome, Fleischer-Mechanismus, F-Mechanismus).

Bei der Interpretation von Ergebnissen können im allgemeinen die einzelnen Prozesse nicht als voneinander unabhängig betrachtet werden / 99 /. Experimentelle Befunde sind in dieser Hinsicht zum Teil widersprüchlich, bedingt wohl auch dadurch, daß

eine experimentelle Trennung der verschiedenen Versetzungsprozesse Schwierigkeiten bereitet.

Arsenault / 94 / versuchte diese recht komplizierten Zusammenhänge in vereinfachter Form zu analysieren, indem er die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenthalpie  $\Delta G (\tau^+)$  verschiedener Prozesse untereinander verglich. Diese  $\Delta G (\tau^+)$ -Funktionen lassen sich anhand der entsprechenden Mechanismen berechnen. Die Abb. 29 zeigt das Ergebnis einer solchen Untersuchung. Betrachtet wurde der DK- und F-Mechanismus für Vanadin mit 3 verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen / 54 /. Demnach ist die Aktivierungsenthalpie für Vanadin mit hohem Sauerstoffgehalt im ganzen Spannungsbereich (bzw. Temperaturbereich) für den F-Mechanismus größer als für den DK-Prozess. Für mittleren Sauerstoffgehalt (200 Gew-ppm) gilt dies nur für kleinere effektive Spannungen (d.h. für mittlere und höhere Temperaturen). Schließlich für sehr geringe Sauerstoffkonzentrationen dominiert praktisch die Aktivierungsenthalpie des DK-Mechanismus im gesamten Spannungsbereich. Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannungen für Vanadinproben mit mittlerem Sauerstoffgehalt sollte den Arsenaultschen Vorstellungen zufolge durch Alternativprozesse bestimmt werden, d.h. der bei tieferen Temperaturen relevante DK-Mechanismus wird mit wachsender Temperatur vom F-Mechanismus abgelöst. Dies ist eine formale Analogie, zu den in Ziffer 4.4.2. behandelten abhängigen Prozessen<sup>+)</sup> . Die Übertragung dieser Vorstellungen auf bestrahlte absolut reine k.r.z. Metalle führt zu folgenden Gesichtspunkten:

- a) Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannungen ändert sich (gegenüber dem unbestrahlten Zustand) falls bei der Bestrahlung auch Defekte mit "niedriger Symmetrie" erzeugt werden.
- b) Der Verlauf der Temperaturabhängigkeit ist dann dosisabhängig und wie Abb. 29 entnommen werden kann, ist eine Änderung der Temperaturabhängigkeit vor allem bei höheren Bestrahlungsdosen und mittleren und höheren Verformungstemperaturen zu erwarten. Der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus wird im gegebenen Fall in Abhängigkeit von der Dosis und Temperatur (bzw. Spannung) durch Bestrahlung qualitativ geändert.

Für reale Metalle mit interstitiellen Verunreinigungen ist folgendes zu erwarten:

- a) Ist die Konzentration von interstitiellen Fremdatomen sehr groß ( $\sim 1000$  Gew-ppm),

---

<sup>+)</sup>  Die hier in Frage kommenden Gleithindernisse des DK-Mechanismus können nicht als punktförmige, dispers verteilte Hindernisse im Sinne unserer Ausführungen von Ziffer 3.4. betrachtet werden.

ist mit einer bestrahlungsbedingten Änderung der Form der Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung  $\tau^+$  kaum zu rechnen<sup>+)</sup> .

- β) Bei mittleren Konzentrationen wäre eine Beeinflussung möglich, besonders bei hohen Dosen, sowie mittleren und tieferen Temperaturen.
- γ) Die günstigsten Voraussetzungen eines Bestrahlungseinflusses auf die Temperaturabhängigkeit zu beobachten, liegen offensichtlich an hochreinen Metallen vor, und dies im Bereich mittlerer und höherer Temperaturen.
- δ) Eine Wechselwirkung zwischen interstitiellen Fremdatomen und Bestrahlungsdefekten (Defektkomplexbildung).

Neben den durch Fremdatome stabilisierten großen, mittels der DEM-Methode sichtbaren Defektclustern (Ziffer 4.3.2.) sind in dem hier behandelten Zusammenhang jene Komplexe von Bedeutung, die geschwindigkeitsbestimmend sein können für den Verformungsvorgang. Im allgemeinen sind im Fall bestrahlter k.r.z. Metalle die großen Defektcluster offensichtlich hauptverantwortlich für die Strahlungsverfestigung. Daneben aber bestimmen die Fließgeschwindigkeit, im Rahmen obiger Ausführungen, alternativ der F- bzw. der DK-Mechanismus. Die großen Defektcluster bewirken, im groben gesehen, eine Parallelverschiebung der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung (relativ zum unbestrahlten Zustand zu höheren Spannungen). Die geschwindigkeitsbestimmenden Bestrahlungsdefekte bzw. Defektkomplexe hingegen bewirken im Prinzip eine (qualitative) Änderung der Form der Temperaturabhängigkeit, in dem die Parameter des ursprünglichen "thermisch aktivierbaren" Hindernisspektrums durch die Bestrahlung beeinflusst werden. Dies kann auf verschiedene Weise geschehen, einmal dadurch (wir betrachten mittlere Konzentrationen von interstitiellen Fremdatomen), daß neue Hindernisse gebildet werden, die in ihrer Auswirkung auf dem Gleitprozeß prinzipiell vergleichbar sind mit den ursprünglichen Hindernissen (im unbestrahlten Zustand), d.h. die Stärke dieser neuen Hindernisse  $\Delta G^B(0)$  ist vergleichbar mit der der ursprünglichen  $\Delta G^{UB}(0)$ . Zum anderen, eben durch die Bildung von Komplexen, für die anzunehmen ist, daß gilt<sup>++)</sup> (Fußnote auf der nächsten Seite)

$$\Delta G^K(0) < \Delta G^{UB}(0) \quad (48)$$

+) Vorausgesetzt natürlich, daß die Bestrahlungstemperatur so niedrig liegt, daß ein Ausheilen der Bestrahlungsdefekte mit niedriger Symmetrie nicht möglich ist. Diese Einschränkung gilt sinngemäß auch für die Verformungstemperatur bei denen der  $\tau^+(T)$ -Verlauf gemessen wird.

Ist die Bindungsenergie solcher Komplexe groß, so äußert sich eine solche strahlungsinduzierte Komplexbildung durch eine effektive Abnahme der Konzentration der entsprechenden im Gitter gelösten interstitiellen Fremdatome.

Demzufolge wird nach der Bestrahlung ein dispers verteiltes Hindernisspektrum vorliegen, das sich im wesentlichen zusammensetzt aus: Den ursprünglichen geschwindigkeitsbestimmenden Hindernissen (interstitielle Fremdatome), den neuen durch Bestrahlung erzeugten Hindernissen (Matrixatome auf Zwischengitterplätzen bzw. Leerstellen) und schließlich aus Defektkomplexen. Die relative Konzentration dieser Hindernisse sollte im wesentlichen abhängig sein von der Konzentration der ursprünglichen Hindernisse  $N_H^{(UB)}$  der Bestrahlungsdosis  $\phi t$  und der Bestrahlungstemperatur<sup>+</sup>). Die thermisch aktivierte Überwindung dieses Hindernisspektrums durch Gleitversetzungen erfolgt offensichtlich durch abhängige Prozesse (siehe Ziffer 3.4.2.). Zusätzlich zu diesen thermisch aktivierten Hindernissen kommen (besonders bei höheren Bestrahlungstemperaturen) größere, elektronenmikroskopisch sichtbare Defektcluster, die offensichtlich in k.r.z. Metallen im wesentlichen allein einen Beitrag zur athermischen Spannungskomponente liefern. Bei sehr großen Strahlungsdosen und hohen Bestrahlungstemperaturen werden diese großen Defektcluster überlappen können. Dabei wird die Möglichkeit bestehen, daß die Defektcluster in andere Defekte konvertieren (z.B. können dabei Versetzungsnetze gebildet werden), die sich evtl. entscheidend auf den geschwindigkeitsbestimmenden Vorgang auswirken können.

Nun gibt es nur ein bescheidenes experimentelles Material, an dem diese Vorstellungen überprüft werden können. Die umfangreichsten Untersuchungen, die speziell auf

++) (Fußnote von Seite II-35)

Ist die Bindungsenergie des Komplexes im Sinne der üblichen Konvention negativ (exotherme Reaktion), so geht dieser Energiegewinn auf Kosten der mit beiden Defekten verbundenen Verformungsenergie des Gitters. Ist, wie im Fall des F-Mechanismus die Größe der Wechselwirkungskraft  $K^{(F)}$  zwischen Versetzung und Hindernis proportional zur Gitterverzerrung, so ist die obige Relation (48) plausibel.

+) Bei Bestrahlungstemperaturen, bei denen weder die interstitiellen Fremdatome noch die Strahlungsdefekte im Gitter beweglich sind, wird die Defektkomplexbildung kaum von Bedeutung sein. Sie setzt eine hinreichende Diffusionsfähigkeit wenigstens einer der Komplexkomponenten voraus. Im allgemeinen werden elementare Strahlungsdefekte bei niedrigeren Temperaturen beweglicher als die interstitiellen Fremdatome. Ist die Verformungstemperatur  $T$  größer als die Bestrahlungstemperatur  $T_B$ , bzw. falls die bestrahlten Proben nachträglich einer Wärmebehandlung bei einer Temperatur  $T_A > T_B$  vorgenommen (siehe Ziffer 4.3.) werden, gelten diese Betrachtungen sinngemäß auch für die Temperaturen  $T$  und  $T_A$ .

diese Fragestellung ausgerichtet waren, wurden an Vanadin angestellt. Arsenault und Pink / 54 / untersuchten an Ein- und Vielkristallen besonders den Einfluß von Sauerstoffgehalt sowohl auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung als auch auf die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenthalpie  $\Delta G(\tau^+)$  und auf das Aktivierungsvolumen  $\Delta V(\tau^+)$ .<sup>+</sup> Sie verglichen die Ergebnisse an unbestrahlten Proben mit denen an Vanadin-Proben, die mit einer Dosis von  $1,6 \times 10^{19} \text{ n/cm}^2$  (bzw.  $1,6 \times 10^{20} \text{ n/cm}^2$ ,  $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) bestrahlt waren. Daraus können folgende Feststellungen getroffen werden (Abb. 30):

- i) Im Fall sehr geringer Sauerstoffkonzentrationen (15 Gew.-ppm) wird der geschwindigkeitsbestimmende Vorgang durch den DK-Mechanismus gesteuert. Eine Bestrahlung ruft in diesem Fall eine wesentliche Änderung des Verformungsmechanismus hauptsächlich bei kleinen Spannungen hervor. Als geschwindigkeitsbestimmende Strahlungsdefekte sind wahrscheinlich Doppel-Leerstellen oder Doppel-Zwischengitteratome von Bedeutung.
- ii) In Vanadin mit mittlerem Sauerstoffgehalt (200 - 300 Gew.-ppm) tritt als geschwindigkeitsbestimmender Prozeß der F-Mechanismus in Erscheinung. Die Bestrahlung bewirkt dabei keine qualitative Änderung des Mechanismus. Beeinflußt werden in der Hauptsache die Absolutwerte der Aktivierungsenthalpie<sup>++</sup>).

Bei gegebener Spannung ist in diesem Fall  $\Delta G^B < \Delta G^{(UB)}$  in Übereinstimmung mit unseren obigen Ausführungen (siehe Beziehung 48). Als Defektkomplex scheint die Konfiguration Sauerstoffatom-Leerstelle von Bedeutung, zumal die damit verbundene Gitterverzerrung geringer ist als die durch das interstitielle Sauerstoffatom hervorgerufene. Der Komplex selbst besitzt eine hohe Wanderungsenergie. Die Bindungsenergie einer zweiten Leerstelle ist für diesen Defektkomplex positiv. Somit scheint es unwahrscheinlich, daß diese Komplexe als Keime für die großen Defektcluster in Frage kommen. Die letzteren bilden sich offensichtlich ohne die entscheidende Mitwirkung von Sauerstoffatomen. Erst bei höheren Temperaturen im Bereich, wo diese ("unabgesättigten") interstitiellen Fremdatome im Gitter beweglich werden (siehe dazu Ziffer 4.3.2.)

- + ) Die Spannungsabhängigkeit dieser Aktivierungsparameter wurden aus den entsprechenden Temperaturabhängigkeiten konstruiert. Dieses Verfahren ist nur dann gerechtfertigt, wenn  $\Delta G$  bzw.  $\Delta V$  selbst keine direkten Funktionen der Temperaturen sind. In dem Fall ist die Entropieänderung  $\Delta S(\tau^+, T)$  während des Aktivierungsvorganges weder abhängig von der Spannung noch von der Temperatur, oder  $\Delta S = 0$ . Diese speziellen Bedingungen sind wohl im allgemeinen nicht erfüllt, doch sie werden häufig als Näherungen vorausgesetzt, so auch in / 54 /.
- ++ ) Unterschiede im Verhalten von Ein- und Vielkristallen wurden nicht beobachtet.

könnten diese eventuell eine stabilisierende Wirkung auf die Defektcluster ausüben.

Boček und Mitarbeiter / 44 / untersuchten den Einfluß der Bestrahlungsdosis auf die Aktivierungskenngrößen von Vanadin-Vielkristallen (mit einem Sauerstoffgehalt von etwa 250 Gew.-ppm) im Dosisbereich von  $10^{16}$  n/cm<sup>2</sup> bis  $10^{19}$  n/cm<sup>2</sup> +). In der Abb. 31 ist als eines dieser Ergebnisse die Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens wiedergegeben. Neben den experimentellen Werten zeigen die Kurven a, b, c, d (für unterschiedlichen Sauerstoffgehalt) den gemäß des F-Mechanismus und die Kurven e, f den für den DK-Mechanismus berechneten  $\Delta V(\sigma^+)$ -Verlauf. Daraus kann entnommen werden:

- i) In Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Arsenault und Pink / 54 / und übereinstimmend mit unseren Betrachtungen in dieser Ziffer (siehe Absatz  $\beta$ ) bewirkt eine Bestrahlung bis zu einer Dosis von etwa  $1 \times 10^{18}$  n/cm<sup>2</sup> keine Änderung des geschwindigkeitsbestimmenden Vorgangs. Die  $\Delta V(\sigma^+)$ -Abhängigkeit sowohl dieser Proben (ausgenommen die Probe V(Y)8B, die mit einer Dosis von  $2 \times 10^{19}$  n/cm<sup>2</sup> bestrahlt wurde) als auch der unbestrahlten kann in dem niedrigen Spannungsbereich durch den F-Mechanismus beschrieben werden. Die experimentellen Werte entsprechen am besten der Kurve b, die für den vorliegenden Sauerstoffgehalt berechnet wurde.
- ii) <sup>Im</sup> Unterschied zu den Beobachtungen von Arsenault und Pink zeigt die höchstbestrahlte Probe (V(Y)8B) einen  $\Delta V(\sigma^+)$ -Verlauf, der durch keinen der betrachteten Mechanismen beschrieben wird (was auch eine quantitative Analyse bestätigt). Dieser Umstand ist offensichtlich darauf zurückzuführen, daß die Bestrahlung bei höheren Temperaturen (als die von Arsenault und Pink) erfolgte und somit diese Probe eine qualitativ unterschiedliche Defektstruktur gegenüber der schwächer bestrahlten aufwies<sup>++</sup>).

- 
- + ) Aufgrund der Bestrahlungsbedingungen (FR 2) befanden sich die Proben im BAV-Zustand (siehe Abb. 23). Die Aktivierungsanalyse wurde für Raumtemperaturverformung durchgeführt. Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungskenngrößen wurden aus Spannungsrelaxationsversuchen (T = konstant) gewonnen, was auf der einen Seite zwar den untersuchten Spannungsbereich beträchtlich einschränkte, auf der anderen Seite aber definierte Voraussetzungen für eine Analyse gewährleistete.
- ++ ) Zum Vergleich ist der bei 80°K gemessene  $\Delta V(\sigma^+)$ -Verlauf einer unbestrahlten Probe (mit gleichem Sauerstoffgehalt) wiedergegeben. Er ist insofern interessant, als er zeigt, daß das Aktivierungsvolumen bei gleicher Spannung für tiefere Temperaturen kleiner ist als für höhere, d.h. das Aktivierungsvolumen ist im gegebenen Fall direkt temperaturabhängig.

Darüberhinaus zeigte diese Untersuchung, daß die mittlere Hindernisstärke  $\bar{\Delta G}(0)$  mit wachsender Dosis zunächst abnimmt, dann aber für höhere Dosen über den Wert  $\Delta G^{UB}(0)$  der unbestrahlten Probe ansteigt. Dies zeigt zum einen die bereits erläuterte Rolle der Defektkomplexbildung, zum anderen kann daraus geschlossen werden, daß unter den gegebenen Versuchsbedingungen der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus bei höheren Bestrahlungsdosen weder durch den F- noch durch den DK-Mechanismus erklärbar ist. Möglicherweise kann darin ein Anzeichen der Defekt-Konversion gesehen werden.

Dieses Verhalten sollte charakteristisch sein auch für andere k.r.z. Metalle, in denen interstitielle Verunreinigungen in starke Wechselwirkungen mit Versetzungen eingehen. Im allgemeinen bestätigten Untersuchungen über die Dosisabhängigkeit der Streckgrenze für  $\alpha$ -Fe / 100 / mit unterschiedlichen Kohlenstoff- und Stickstoffgehalten die Ergebnisse an Vanadin. Darüberhinaus erbrachten diese Versuche wesentliche Erkenntnisse, die für das Bestrahlungsverhalten von thermodynamisch instabilen Systemen (Stähle) von großer Bedeutung sind.

Eine eingehende Untersuchung / 101 / zeigte, daß der im Gitter ungelöste Kohlenstoff während der Bestrahlung in Lösung geht und bei geeigneten Bestrahlungstemperaturen ( $T_B = 40^\circ\text{C}$ ) mit den Bestrahlungsdefekten Defektkomplexe bildet. Abb. 32 zeigt das Ergebnis einer Untersuchung über dieses strahlungsinduzierte Ausscheidungsverhalten in Fe-C Legierungen. Diese wurden bei  $30^\circ\text{C}$  bei einem Fluß von  $\phi t = 4 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2 \times \text{sec}$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) verschieden lang bestrahlt. Daraufhin wurden die Proben bei  $100^\circ\text{C}$  2 Stunden lang angelassen. Die Zahl der Ausscheidungen nach 2-7stündiger Bestrahlung entsprach der Zahl der primär herausgestoßenen Gitteratome. Somit ist anzunehmen, daß die durch diese Atome erzeugten Stoßkaskaden Keimbildungszentren für die Kohlenstoffausscheidungen bilden. Im Unterschied zum Bestrahlungsverhalten z.B. des V-O Systems führen die eben beschriebenen Reaktionen zur Zustandsänderung der Legierung, die drastische Änderungen der mechanischen Eigenschaften zur Folge haben können. Gerade im Hinblick auf die Anwendungsmöglichkeiten von technischen Legierungen in der Kerntechnik sind Untersuchungen über das Ausscheidungsverhalten im Zusammenhang mit der Bestrahlung von besonderem Interesse.

#### 4.6. Die Bestrahlungsverfestigung von binären Substitutionsmischkristallen

Die wenigen bislang vorliegenden Untersuchungen (im Zusammenhang mit Grundlagenproblemen) wurden in der Hauptsache an k.f.z. Legierungen durchgeführt. Hier bestehen überschaubarere Verhältnisse, als sekundäre Verunreinigungen keinen

ausschlaggebenden Einfluß auf die Bestrahlungsverfestigung ausüben. Anders die k.r.z. Legierungen, in denen die zulegierte Komponente (z.B. Titan in Vanadin) durch Wechselwirkung mit den interstitiellen Verunreinigungen (besonders mit dem Sauerstoff), zusätzliche Komplikationen hervorruft. Offensichtlich ist die ungemein schwache Dosisabhängigkeit der Streckgrenze der V-20Ti Legierung (Abb. 7) dadurch bedingt, daß Ti im Vanadin in Bezug auf Sauerstoff als inneres Getter wirksam ist. Der Entzug an gelöstem Sauerstoff könnte, da dieser wahrscheinlich eine stabilisierende Wirkung auf die größeren Defektcluster ausübt, die Bestrahlungsverfestigung wesentlich beeinträchtigen<sup>+</sup>). Untersuchungen über den Bestrahlungseinfluß auf das Verfestigungsverhalten von Legierungen sind vom Standpunkt der Grundlagenprobleme insofern von Interesse, als diese Aufschluß geben können über die Natur der Überlagerungsprozesse (siehe Ziffer 3.4.). In dieser Hinsicht sind k.f.z. Legierungen besonders geeignet, da für diese sowohl theoretisches Wissen als auch umfangreiche Ergebnisse an unbestrahlten Materialien vorliegen (siehe z.B. / 95,102 /).

Wir beschränken uns im folgenden auf die Darstellung der charakteristischen Merkmale des Bestrahlungsverhaltens der Cu-Au-Legierung, das neuerdings eingehend untersucht wurde / 46 /. Die KSS dieser unbestrahlten Legierungs-Einkristalle ist bei mittleren und höheren Temperaturen unabhängig von der Temperatur (die sog. Plateau-Spannung). Diese ist allein abhängig von der Au-Konzentration und wächst mit wachsendem Au-Gehalt. Die KSS ist in diesem Temperaturbereich durch langreichweitige Wechselwirkungen zwischen den Au-Atomen und Versetzung bestimmt (athermischer Spannungsanteil). Bei tieferen Verformungstemperaturen ist die KSS-Temperatur abhängig (thermischer Spannungsanteil<sup>++</sup>). Überlagerungsvorgänge mit Bestrahlungsdefekten werden deshalb am zweckmäßigsten bei mittleren (bzw. höheren Verformungstemperaturen untersucht, bei denen in der unbestrahlten Legierung ein dispers verteiltes Hindernisspektrum vorliegt, das allein einen  $\tau_{\mu}$ -Anteil aufweist. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung zeigt die Abb. 9a. Die Cu-Au-Einkristalle wurden bei etwa 80 °C bei verschiedenen Dosen bestrahlt und daraufhin bei Raumtemperatur die KSS bestimmt. Folgende Gesichtspunkte sind wesentlich:

---

+) Darüberhinaus wird dieses Verhalten kompliziert z.B. durch die Bildung von Metall-Oxid-Ausscheidungen.

++) Als Folge einer kurzreichweitigen Wechselwirkung zwischen Versetzungskern und Fremdatom.



- i) Gleich wie an reinen Cu-Einkristallen steigt die KSS von Cu-Au-Einkristallen bei kleinen Dosen linear mit  $(\phi t)^{1/2}$  an.
- ii) Die für  $\phi t = 0$  extrapolierten KSS-Werte stimmen mit denen der unbestrahlten Legierungen überein.
- iii) Der Übergangsbereich zur "Sättigung" liegt für höher legierte Proben bei höheren Dosen.
- iv) Die Neigungen der  $\tau \sim (\phi t)^{1/2}$ -Geraden nehmen mit zunehmender Au-Konzentration ab.
- v) Für die Verformungstemperatur  $90^\circ\text{K}$  (Abb. 9b) gelten dieselben Feststellungen.

Zwei Möglichkeiten bieten sich an, die Überlagerung der Legierungs- und Bestrahlungsverfestigung anhand der Feststellungen i) und ii) zu deuten / 2 /.

- a) Bei Raumtemperaturverformung überlagert sich ungestört ein langreichweitiges Spannungsfeld  $\tau_\mu$  (Fremdatome) mit dem kurzreichweitigen Spannungsanteil  $\tau^{+(BV)}$ , herrührend von der Wechselwirkung Bestrahlungsdefekt-Versetzung (BV), (siehe Ziffer 3.4.1., Überlagerungsmechanismus i), Gl. 21).
- B) Bei niedrigeren Verformungstemperaturen tragen zum thermischen Spannungsanteil  $\tau^+$  zwei Komponenten bei: Die auch bei höheren Temperaturen wirksame  $\tau^{+(BV)}$ -Komponente und der thermisch aktivierbare Anteil der Fremdatom-Versetzung-Wechselwirkung (FV)  $\tau^{+(FV)}$ . Hier liegt offensichtlich der Fall einer Überlagerung iii.B) der Ziffer 4.3.1. vor. Falls die erste Wechselwirkung (BV-Wechselwirkung) die stärkeren Hindernisse involviert, deren Konzentration aber wesentlich geringer ist als die der Legierungsatome, dann wäre zufolge der Beziehung 26 auch die einfache Überlagerung siehe Gl. 27 beider Verfestigungsursachen möglich.

Der Legierungseinfluß auf <sup>den</sup> "Sättigungsbereich" sowie auf die Neigung der  $\tau \sim (\phi t)^{1/2}$ -Geraden kann, wie Basu und Diehl / 103 / vermuten, darauf zurückgeführt werden, daß durch Zulegieren die "Effektivität" der verdünnten Zonen als Gleithindernisse vermindert wird.

Probleme, die in diesem Bericht behandelt wurden, sind noch weitab davon eingehend verstanden zu werden. Zwar gibt es eine Reihe von Theorien und Thesen für Verfestigungsvorgänge, die auf bestrahlte Materialien übertragen werden, doch das Verständnis über den gesamten Fragenkomplex der Defekterzeugung selbst ist unzureichend. Wir beschränken uns in diesen Ausführungen mit Absicht auf die relativ noch einfachen Zusammenhänge zwischen Bestrahlung und Fließspannung und ließen andere tech-

nisch relevantere Eigenschaften (Brucherscheinungen, Ermüdung, Hochtemperaturverhalten und weitere) unbehandelt. Eben viele dieser Probleme, über die im einzelnen in anderen Berichten behandelt wird, sind Folgeerscheinungen vieler anderer Teilprozesse, um deren Verstehen wir uns zur gegenwärtigen Zeit bemühen.

Inwieweit es überhaupt möglich sein wird, aus den Teilerscheinungen das komplexe Bild zu konstruieren, wird die Entwicklung der Theorie, der experimentellen Methoden und Einrichtungen entscheiden.

Literaturverzeichnis

1. J. MOTEFF, Radiation Effects, Gordon and Beach, New York-London-Paris 1967, S. 727
2. J. DIEHL und G.P. SEIDEL; Radiation Damage in Reactor Materials, IAEA, Vienna 1969, Vol I. S. 187
3. J. DIEHL, Vacancies and Interstitials in Metals, North-Holland, Amsterdam 1969, S. 739
4. T.J. KOPPENAAL und R.J. ARSENAULT, to be published in Metallurgical Reviews
5. A.L. BEMENT jr.; Proc. Sec. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys, Pacific Grove 1970, Vol II. S. 693
6. D. KALETTA, KFK-Bericht, im Druck
7. A. SEEGER, Proc. 2nd UN Intern. Conf. PUAE 6, 250 (1958)
8. M. RÜHLE, Radiation Damage in Reactor Materials, IAEA, Vienna 1969, Vol I. S. 113
9. A.C. DAMASK und G.J. DIENES; Point Defects in Metals, Gordon and Beach, New York-London 1963
10. R.E. PEIERLS, Proc. Phys. Soc. 52, 34 (1940)
11. F.R.N. NABARRO, Proc. Phys. Soc. 59, 236 (1949)
12. G.B. GIBBS, Mat. Sci. Eng. 4, 313 (1969)
13. W. FRANK, phys. stat. sol. 26, 197 (1968)
14. W. FRANK, M. RÜHLE, M. SAXLOVÁ, phys. stat. sol. 26, 671 (1968)
15. N.J. PETCH, J. Iron Steel Inst. 174, 25 (1953)
16. H. KRONMÜLLER, Moderne Probleme der Metallphysik, Springer, Berlin-Heidelberg-New York 1965, S. 126
17. F. GUIU, Phil. Mag. 20, 51 (1969)
18. M. BOČEK, H. SCHNEIDER und P. ŠINDELÁŘ, Mat. Sci. Eng. 8, 16 (1971)
19. T.J. KOPPENAAL und D. KUHLMANN-WILSDORF, Appl. Phys. Lett. 4, 59 (1964)
20. U.F. KOKS, Physics and Strength and Plasticity, Ed. A.S. ARGON, MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London, England 1969, S. 143

21. J. DIEHL, G.P. SEIDEL und L. NIEMANN, *phys. stat. sol.* 12, 405 (1965)
22. J. DIEHL und F. HINZER, *phys. stat. sol.* 7, 121 (1964)
23. E. PINK, *Metallurg. Trans.* 1, 540 (1970)
24. Ch. SCHWINK und G. GRIESHAMER, *phys. stat. sol.* 6, 665 (1964)
25. Ch. SCHWINK, H. NEUHÄUSER, *phys. stat. sol.* 6, 679 (1964)
26. Ch. SCHWINK, *phys. stat. sol.* 7, 481 (1964)
27. Ch. SCHWINK, *phys. stat. sol.* 18, 557 (1966)
28. H. NEUHÄUSER, *phys. stat. sol.* 25, 593 (1968)
29. H. NEUHÄUSER, *phys. stat. sol.* 27, 281 (1968)
30. Ch. SCHWINK und H. TRAUB, *phys. stat. sol.* 30, 387 (1968)
31. H. NEUHÄUSER, N. HIMSTEDT und Ch. SCHWINK, *phys. stat. sol.* 3, 585 (1970)
32. H. NEUHÄUSER und N. HIMSTEDT, *phys. stat. sol.* 3, 929 (1970)
33. R.P. TUCKER, S.M. OHR und M.S. WECHSLER, *Radiation Damage in Reactor Materials*, IAEA, Vienna 1969, S. 215
34. I.G. GREENFIELD und H.G.F. WILSDORF, *J. Appl. Phys.* 32, 827 (1961)
35. U. ESSMANN und A. SEEGER, *phys. stat. sol.* 4, 177 (1964)
36. M.J. MAKIN und J.V. SHARP, *phys. stat. sol.* 9, 109 (1965)
37. J.V. SHARP, *Phil. Mag.* 16, 77 (1967)
38. B.L. EYRE und A.F. BARTLETT, *Phil. Mag.* 12, 261 (1965)
39. B. MASTEL, H.E. KISSINGER, J.J. LAIDLER und T.K. BIERLEIN, *J. Appl. Phys.*, 34, 3637 (1963)
40. J.J. BRIMHALL, *Trans AIME* 233, 1737 (1965)
41. R.P. TUCKER, M.S. WECHSLER und S.M. OHR, *J. Appl. Phys.* 40, 400 (1969)
42. M.S. WECHSLER, R.P. TUCKER und R. BODE, *Acta Met.* 17, 541 (1969)
43. S.M. OHR, *Mat. Res. Bull.* 2, 213 (1968)
44. M. BOČEK, H. BÖHM und W. SCHNEIDER, *J. Nucl. Mat.* 40, 249 (1971)
45. R.J. ARSENAULT und E. PINK, *Proc. Sec. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys*, Pacific Grove 1970, Vol II. S. 731

46. P. BASU, Thesis (Dr. rer. nat.) Universität Stuttgart 1969
47. T.M. BLEWITT, R.R. COLTMAN, R.E. JAMISON und J.K. REDMAN, J. Nucl Mat. 2, 277 (1960)
48. D.O. THOMPSON und V.K. PARE, ORNL-3840, May 1963
49. T.M. BLEWITT, C.A. ARENBERG, Trans. JIM Suppl. 9, 226 (1968)
50. J. DIEHL und W. SCHILLING, Proc. 3rd UN Inter. Conf. PUAE 9, 72 (1965)
51. J. DIEHL, Ch. LEITZ und W. SCHILLING, Physics Lett. 4, 236 (1963)
52. M.J. MAKIN und F.J. MINTER, Acta Met. 8, 691 (1960)
53. S.B. McRICKARD, Phil. Mag. 18, 915 (1968)
54. R.J. ARSENAULT und E. PINK, Mat. Sci. Eng. 8, 141 (1971)
55. M.J. MAKIN, F.J. MINTER und S.A. MANTHORPE, Phil. Mag. 13, 729 (1966)
56. A.W. McREYNOLDS, W. AUGUSTINIAK, M. McKEWON und D.B. ROSENBLATT, Phys. Rev. 98, 418 (1955)
57. T.J. KOPPENAAL, Proc. Int. Conf. Strength of Metals and Alloys, Tokio 1968, S. 205
58. G. BURGER, H. MEISSNER und W. SCHILLING, Phys. stat. sol. 4, 267 (1964)
59. J. DIEHL, G.P. SEIDEL, L. NIEMANN, phys. stat. sol. 11, 339 (1965)
60. O.T. INAL, J.M. GALLIGAN, Acta Met., 18, 557 (1970)
61. M.J. MAKIN und F.G. MINTER, Acta Met. 7, 361 (1959)
62. A.S. WRONSKI und A.A. JOHNSON, Phil. Mag. 8, 1067 (1963)
63. J. MOTEFF und R.C. RAU, Interactions Between Dislocations and Point Defects, AERE Harwell, Berkshire 1968, Vol III, S. 762
64. N.E. HINKLE und M.S. WECHSLER, zitiert nach / 65 /
65. S.M. OHR, M.S. WECHSLER, C.W. CHEN und N.E. HINKLE, Proc. Sec. Inter. Conf. Strength of Metals and Alloys, Pacific Grove 1970, Vol II, S. 742
66. J. VENETCH, A.A. JOHNSON und K. MUKHERJEE, J. Nucl. Mat. 34, 343 (1970)
67. G.R. SMOLIK und C.W. CHEN, J. Nucl Mat. 35, 94 (1970)
68. S.M. OHR, R.P. TUCKER und M.S. WECHSLER, phys. stat. sol (a) 2, 559 (1970)
69. J.H. PEREPEZKO, R.F. MURPHY und A.A. JOHNSON, Phil Mag. 19, 1 (1969)

70. R.W. POWERS und M.V. DOYLE, J. Appl. Phys. 30, 514 (1959)
71. E.A. LITTLE und D.R. HARRIES, zitiert nach / 65 /
72. M. BOCEK, unveröffentlicht
73. R.C. RAU und R.L. LADD, J. Nucl. Mat. 30, 297 (1969)
74. T.J. KOPPENAAL, Phil. Mag. 11, 1257 (1965)
75. J. FISCHER, Z. Naturforsch. 17a, 603 (1962)
76. M.J. MAKIN, Phil. Mag. 9, 81 (1964)
77. A. RUKWIED und J. DIEHL, Z. Metallk. 55, 266 (1964)
78. Ch. LEITZ, W. DECKER, J. DIEHL und W. MENSCH, zitiert nach / 3 /
79. R.L. FLEISCHER, Acta Met. 10, 835 (1962)
80. R.L. FLEISCHER, J. Appl. Phys. 33, 3564 (1962)
81. T.J. KOPPENAAL und R.J. ARSENAULT, Phil. Mag. 12, 951 (1965)
82. T.J. KOPPENAAL, Acta Met. 16, 89 (1968)
83. J. DIEHL und G.P. SEIDEL, phys. stat. sol. 17, 43 (1966)
84. T.J. KOPPENAAL und R.J. ARSENAULT, phys. stat. sol. 17, 27 (1966)
85. M.J. MAKIN, Phil. Mag. 18, 1245 (1968)
86. P. SOO, Trans AIME 245, 985 (1969)
87. J. DIEHL, G.P. SEIDEL und M. WELLER, Trans JIM 9, 219 (1968)
88. K. KITAJIMA, Trans JIM 9, 182 (1968)
89. P. SOO und J.M. GALLIGAN, Scripta Met. 3, 153 (1969)
90. S.B. McRICKARDS, Acta Met. 16, 969 (1968)
91. B. EDMONDSON, Proc. Roy. Soc. (London) A 264, 176 (1961)
92. F.A. SMIDT, jr., J. Appl. Phys. 36, 2317 (1965)
93. F.A. SMIDT jr. und A.L. BEMENT, Dislocation Dynamics, McGraw-Hill, 1968, S. 409
94. R.J. ARSENAULT, Acta Met. 15, 1853 (1967)
95. P. HAASEN, Physical Metallurgy, (Ed. R.W. Cahn) North-Holland Publ. Co. Amsterdam 1965, S. 821

96. J.E. DORN und S. RAJNAK, Trans AIME 230, 1052 (1964)
97. F. KROUPA und V. VÍTEK, Canad. J. Phys. 45, 945 (1967)
98. M.S. DUESBERRY, Phil. Mag. 19, 501 (1969)
99. K. ONO und A.W. SOMMER, Metallurg. Trans. 1, 877 (1970)
100. G.P. SEIDEL, phys. stat. sol. 25, 175 (1968)
101. A.C. DAMASK, J.G.Y. CHOW, J.J. KELSCH und H. WAGENBLAST, Phil. Mag. 22, 549 (1970)
102. P. HAASEN und Z. KOSTORZ, Z. Metallk. 60, 26 (1969)
103. P. BASU und J. DIEHL, zitiert nach / 2 /
104. A. SEEGER, Kristallplastizität, Handbuch der Physik, VII/2, Springer 1958
105. A. SEEGER, S. MADER und H. KRONMÜLLER, Electronmicroscopy and Strength of Crystals (Ed. J. WASHBURN and G. THOMAS) Interscience Publishers, New York 1963, S. 665
106. A.J.E. FOREMAN, Phil. Mag. 17, 353 (1968)
107. H. KIMURA und R. MADDIN, Lattice Defects in Quenched Metals, Academic Press, New York 1969, S. 319
108. G. SAADA und J. WASHBURN, J. Phys. Soc. Japan 18, 43 (1963)
109. R. LABUSCH, phys. stat. sol. 41, 659 (1970)
110. W. FRANK, phys. stat. sol. 19, 239 (1967)
111. F. KROUPA und P.B. HIRSCH, Disc. Faraday Soc. 38, 49 (1964)
112. R.W. WEEKS, S.R. PATI, M.F. ASHBY und P. BARRAUD, Acta Met. 17, 1403 (1969)
113. P. COULOMB, Acta Met. 7, 556 (1959)
114. E. OROWAN, Internal Stresses in Metals and Alloys, Inst. of Metals, London 1948, S. 451

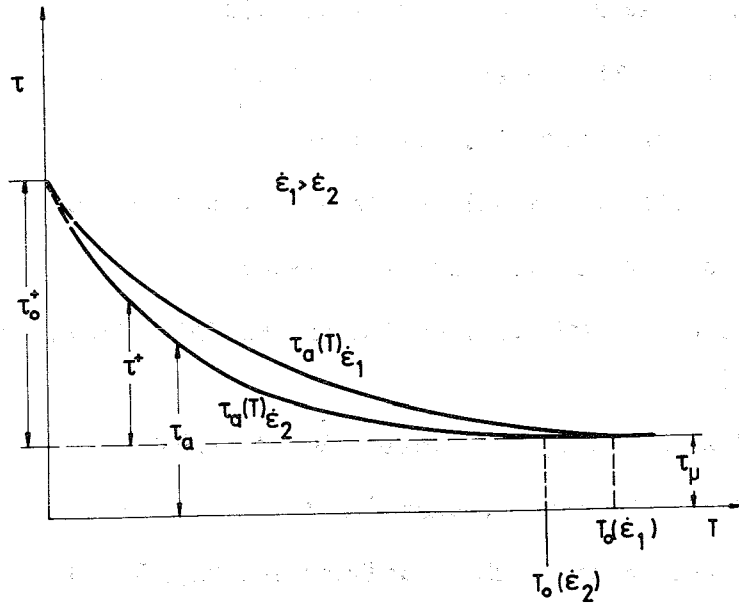


Fig. 1: Zur Temperaturabhängigkeit der Fließspannungen

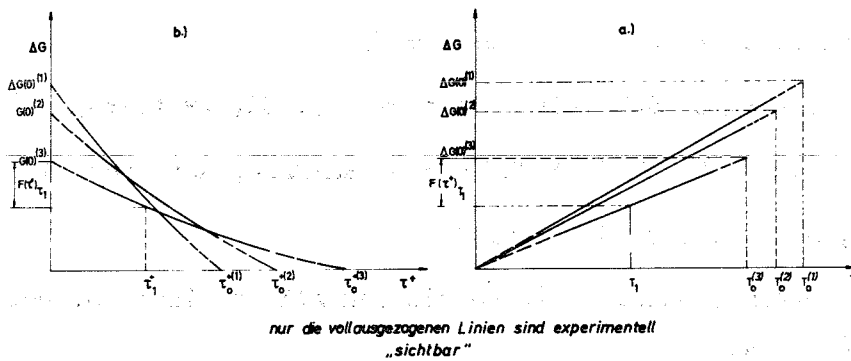


Fig. 2: Schematische Darstellung der Spannungs- bzw. Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenthalpie beim Vorliegen eines thermisch aktivierbaren Hindernisspektrums



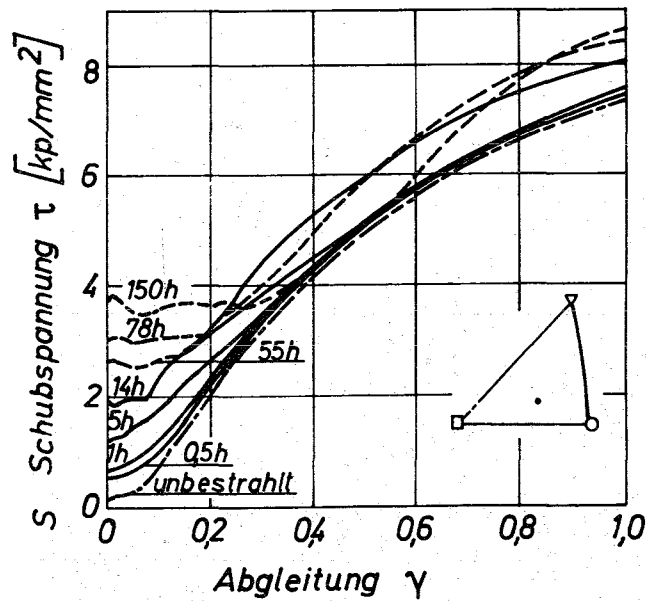


Fig. 3: Verfestigungskurven von bestrahlten Kupfer-Einkristallen  
 (Raumtemperaturverformung;  $\phi = 2 \cdot 10^{13} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$  ;  
 $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) [ 22 ]

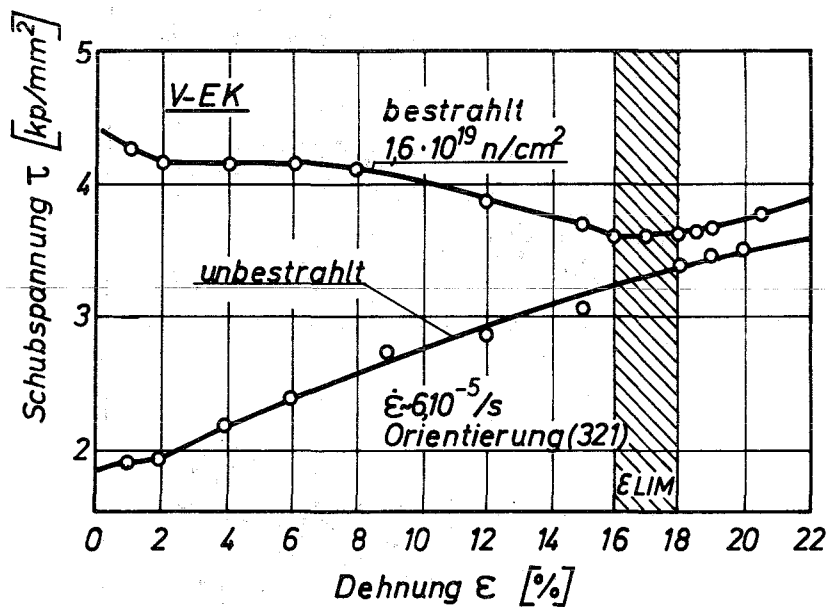


Fig. 4: Verfestigungskurven von bestrahlten und unbestrahlten  
 Vanadin-Einkristallen (Raumtemperaturverformung) [ 23 ]

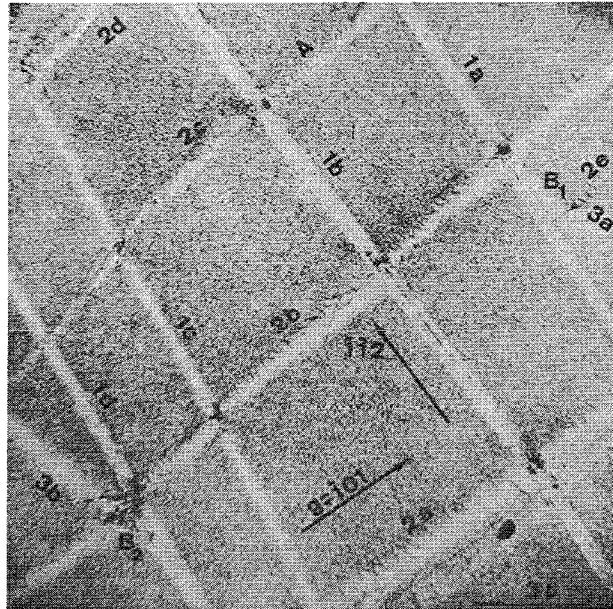


Fig. 5: Dislocation channeling in bestrahltem Nb  
 ( $\phi t = 4,4 \cdot 10^{18} \text{ n/cm}^2$ ;  $E > 1 \text{ MeV}$ ;  $T_B = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ ;  
 6,6% verformt bei RT) [ 33 ]

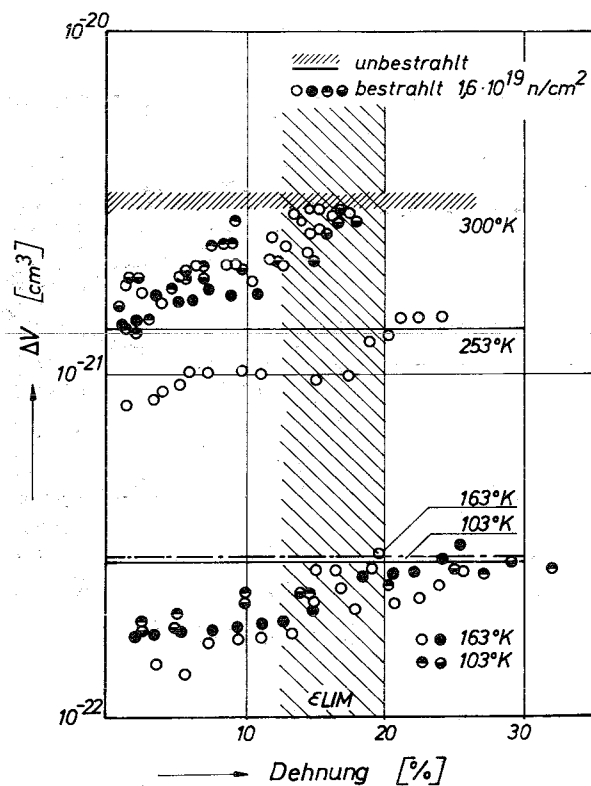


Fig. 6: Die Verformungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens  $\Delta V$   
 von bestrahlten Vanadin-Einkristallen, für verschiedene  
 Verformungstemperaturen [ 23 ]

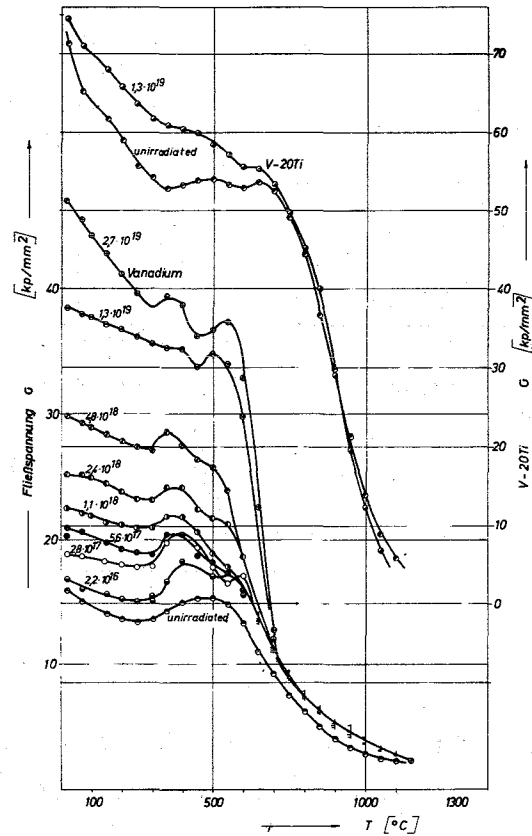


Fig. 7: Die Temperaturabhängigkeit der Streckgrenzen von Vanadin- und Vanadin-20%Titan-Vielkristallen (FR 2 Bestrahlung,  $T_B > 200^\circ\text{C}$ , Dosisangaben in  $\text{n/cm}^2$ ,  $E > 0,1 \text{ MeV}$ )

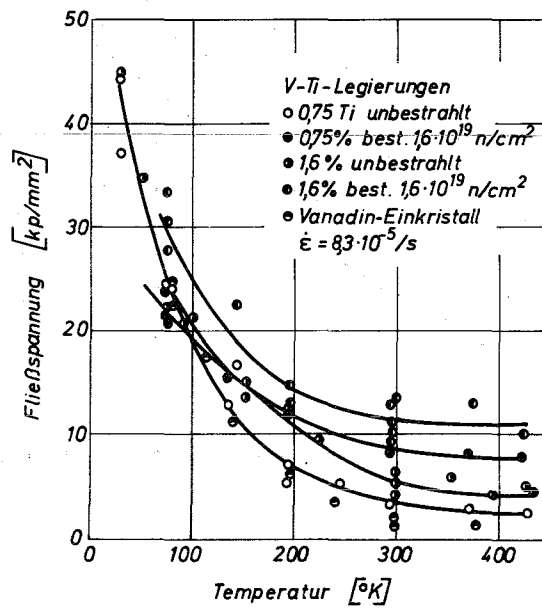


Fig. 8: Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung von bestrahlten Vanadin- bzw. Vanadin-Titan-Proben [45]

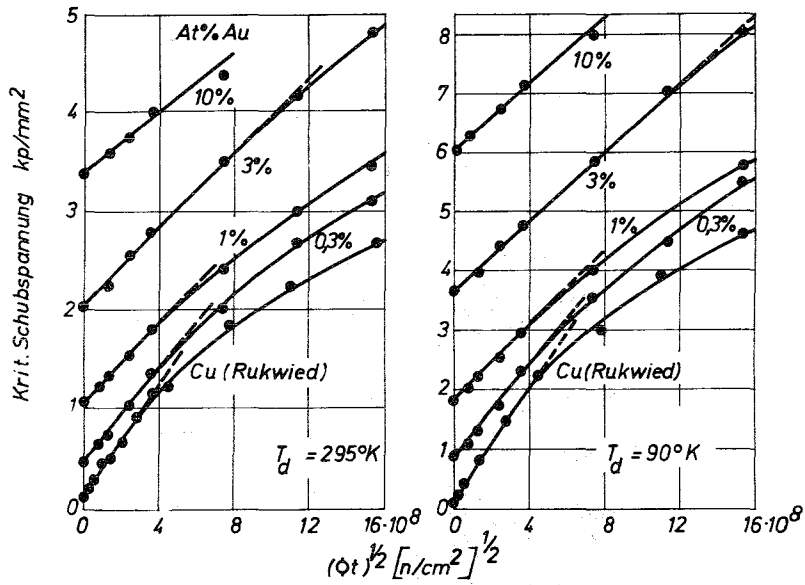


Fig. 9: Die Dosisabhängigkeit der KSS von Cu-Au-Einkristallen  
 (a) RT-Verformung; b) verformt bei 90 °K [ 2 ]

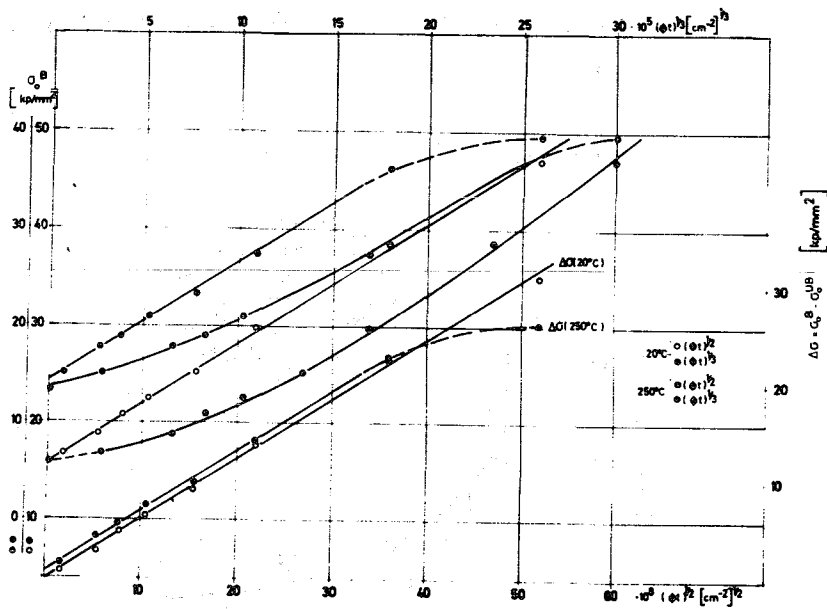


Fig. 10: Die Dosisabhängigkeit der Streckgrenze  $\sigma_0^B$  bzw. der  
 Bestrahlungsverfestigung  $\Delta\sigma$  von Vanadinvielkristallen  
 für 2 Verformungstemperaturen in verschiedenen Auf-  
 tragungen [ 44 ]

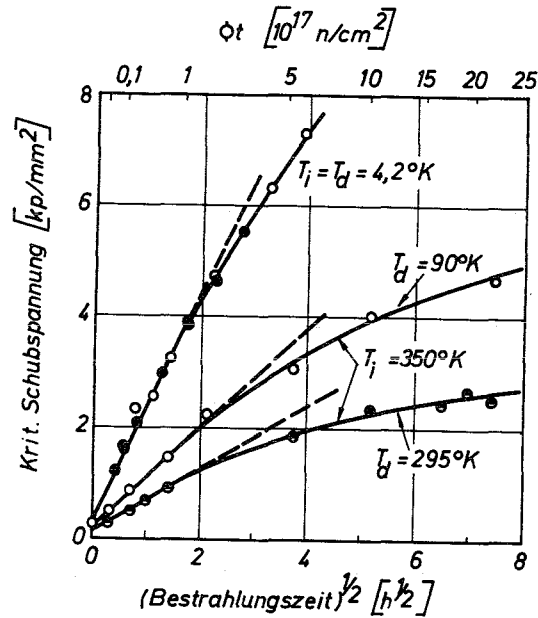


Fig. 11: Die Dosisabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Kupfer-Einkristallen ( $T_i$  = Bestrahlungstemperatur,  $T_d$  = Verformungstemperatur) [ 51 ]

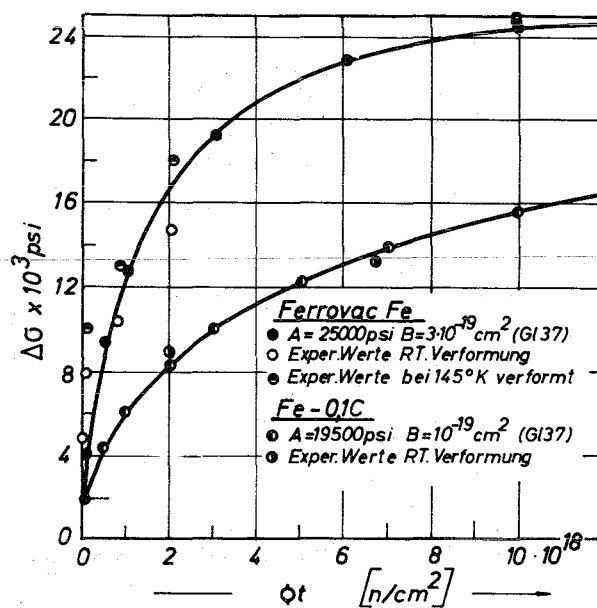


Fig. 12: Die Bestrahlungsverfestigung  $\Delta\sigma$  von Fe-Vielkristallen als Funktion der Dosis  $\phi t$  ( $T_B = 40 \div 80$  °C; Kurven berechnet anhand von Gl. (37) [ 53 ]

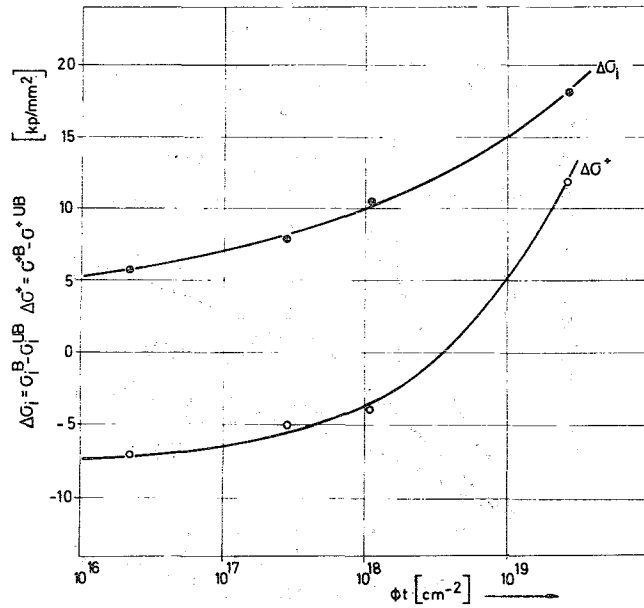


Fig. 13: Die Dosisabhängigkeit des thermischen und athermischen Spannungsanteils der Bestrahlungsverfestigung von Vanadin-Vielkristallen (FR 2-Bestrahlung,  $T_B > 200^\circ\text{C}$ , RT-Verformung) [44]

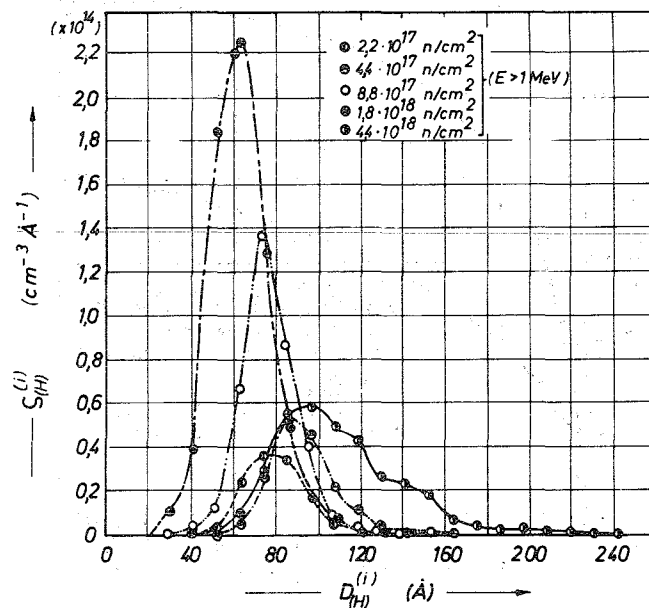


Fig. 14: Die Größenverteilung von Defektclustern in Nb für verschiedene Bestrahlungsdosen ( $T_B = 50^\circ\text{C}$ ) [33]

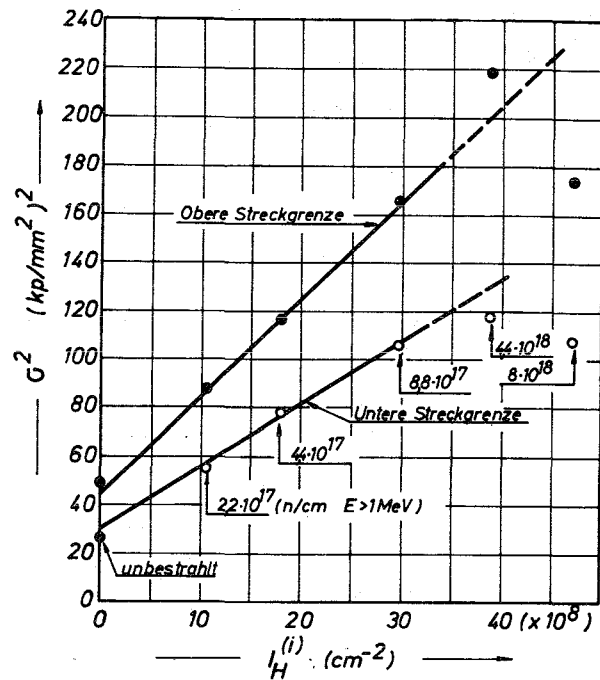


Fig. 15: Die Auftragung der Streckgrenzen  $(\sigma)^2$  von bestrahlten Nb-Vielkristallen gegenüber  $I_H^{(i)}$  (Raumtemperaturverfestigung) [ 33 ]

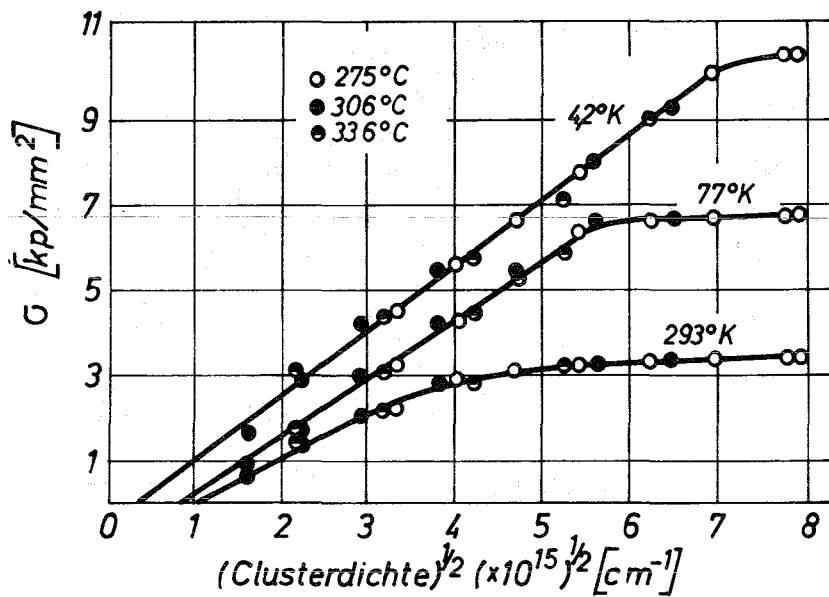


Fig. 16: Die kritische Schubspannung von Cu-Einkristallen als Funktion der Dichte der Defektcluster (Durchmesser kleiner als 50 Å) für verschiedene Verformungs- und Anlaßtemperaturen [ 55 ]

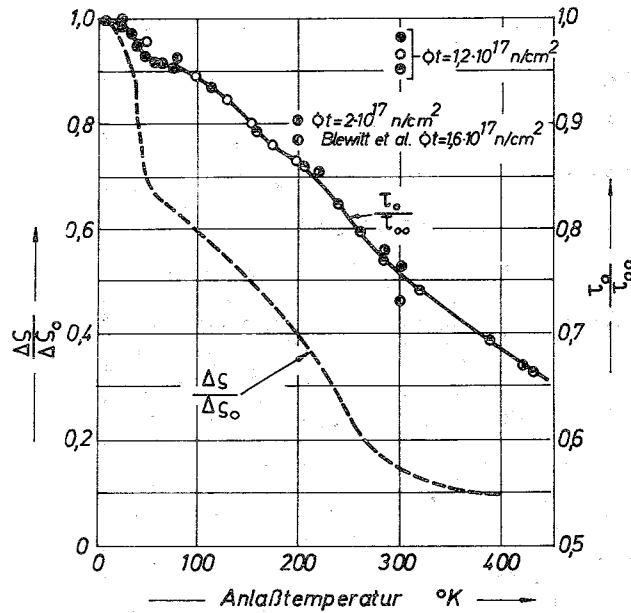


Fig. 17: Das Erholungsverhalten der kritischen Schubspannung und des spezifischen elektrischen Widerstandes von neutronenbestrahltem Kupfer unterhalb 300 °C [ 3 ]

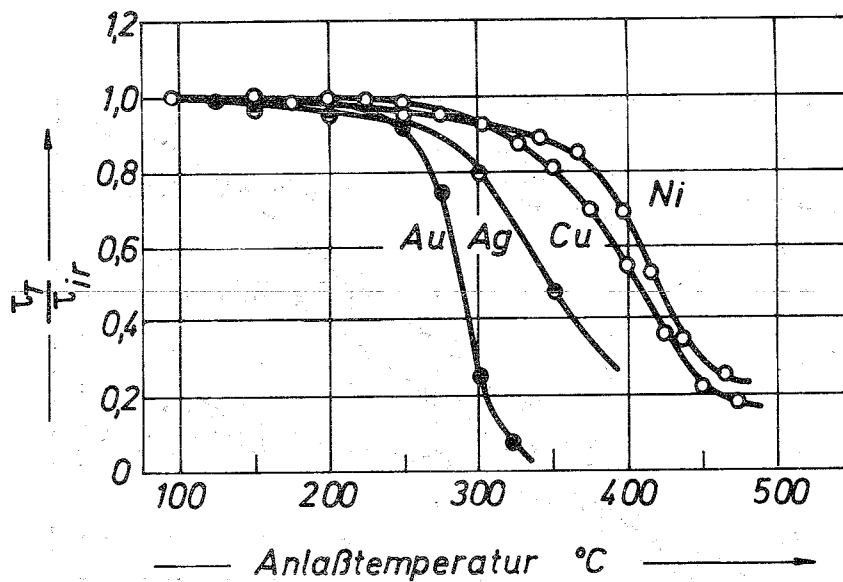


Fig. 18: Das Erholungsverhalten von bestrahlten Au-, Ag-, Cu- und Ni-Einkristallen im Temperaturbereich von 100-500 °C ( $\tau_i$  kritische Schubspannung nach Bestrahlung = Verformungstemperatur;  $\tau_T$  kritische Schubspannung nach isochronaler Wärmebehandlung;  $T$  = Anlaßtemperatur) [ 57 ]



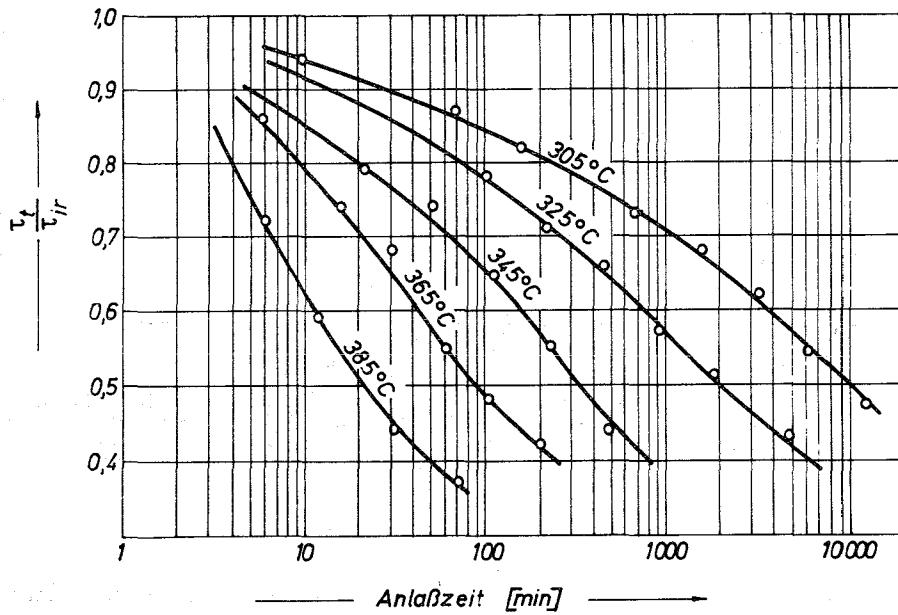


Fig. 19: Das isothermische Erholungsverhalten der kritischen Schubspannung von bestrahlten und bei verschiedenen Temperaturen (nach der Bestrahlung) wärmebehandelten Kupfer-Einkristallen ( $\tau_T$  und  $\tau_i$  haben dieselbe Bedeutung wie in Fig. 18) [ 47 ]

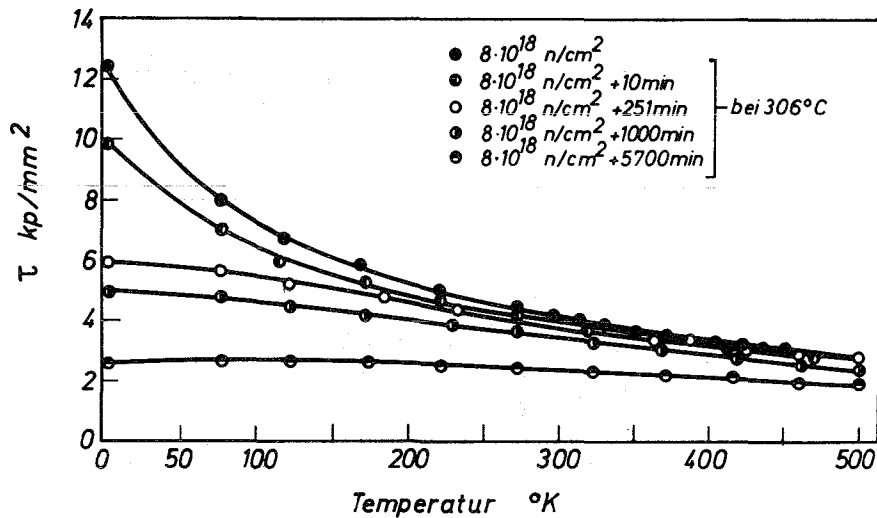


Fig. 20: Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Kupfer-Einkristallen, die nach einer Bestrahlungsdosis von  $\phi t = 8 \cdot 10^{18}$  n/cm<sup>2</sup> verschiedenen Wärmebehandlungen unterzogen wurden [ 57 ]

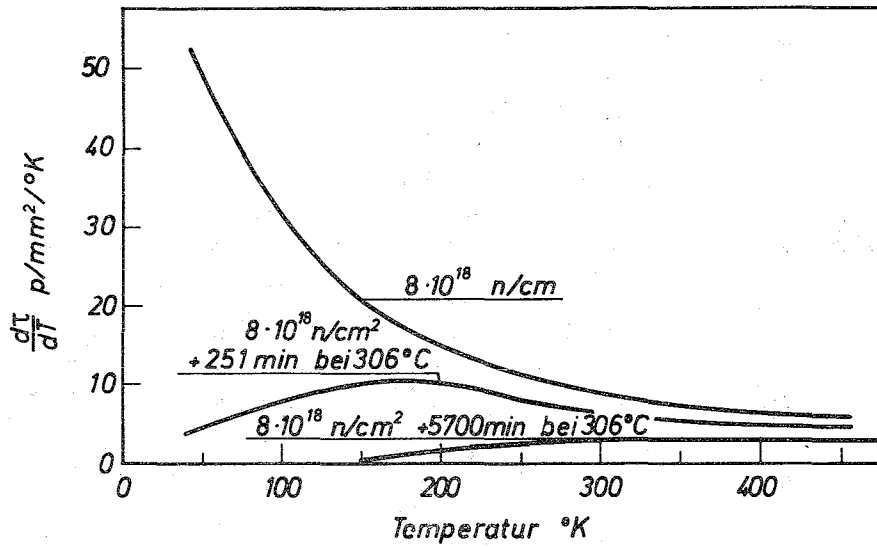


Fig. 21: Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannungsänderungen aus Fig. 20 [ 57 ]

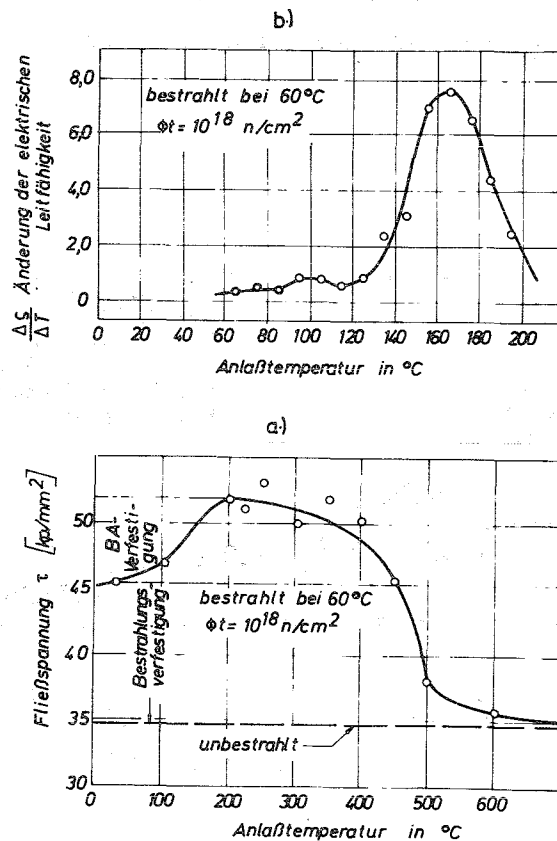


Fig. 22: Die Änderung Fließspannung bzw. der Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes von bestrahltem Vanadin in Abhängigkeit von der Anlaßtemperatur a) [ 66 ]; b) [ 69 ]

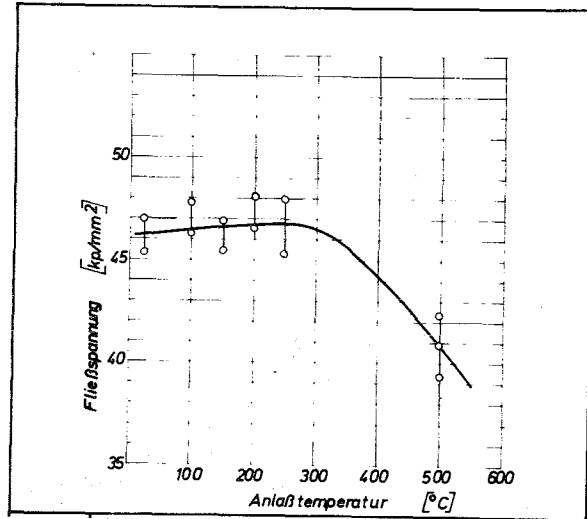


Fig. 23: Der Einfluß der Wärmebehandlung auf bestrahlte Vanadinproben (FR 2-Bestrahlung,  $\phi t = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$ ,  $E > 1 \text{ MeV}$ , Anlaßzeit 2 h) [ M. Boček, unveröffentlicht ]

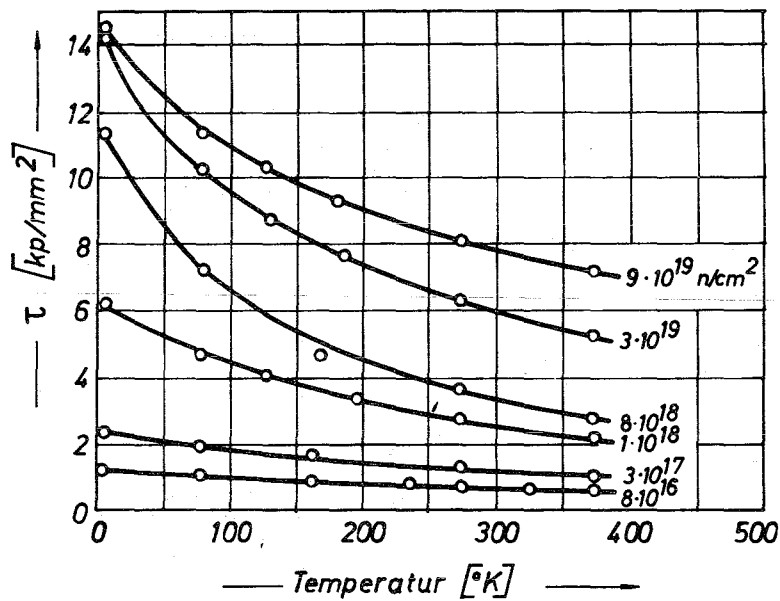


Fig. 24: Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannungen von Kupfer-Einkristallen, die zu verschiedenen Dosen bestrahlt wurden ( $T_B = 60 \pm 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ) [ 74 ]

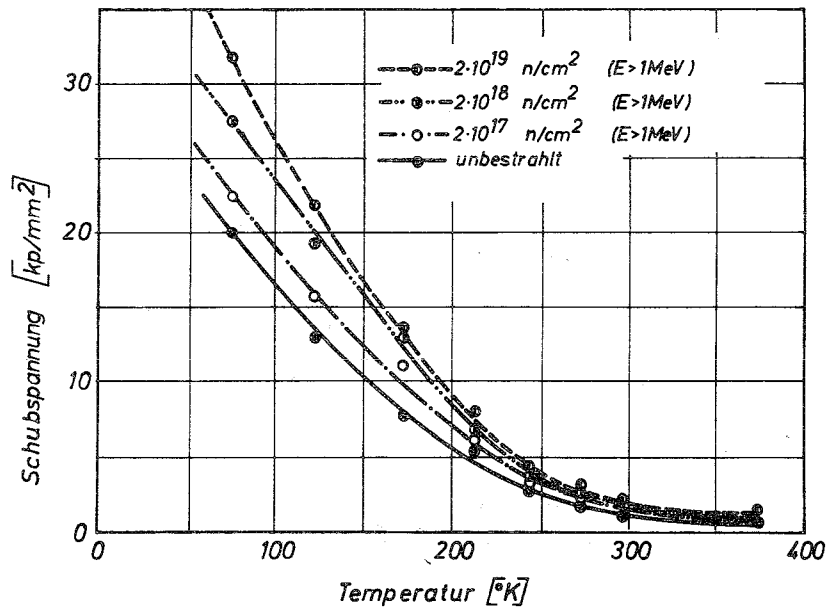


Fig. 25: Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Nb-Einkristallen, die zu verschiedenen Dosen bestrahlt wurden ( $T_B < 50^{\circ}\text{C}$ ) [65]

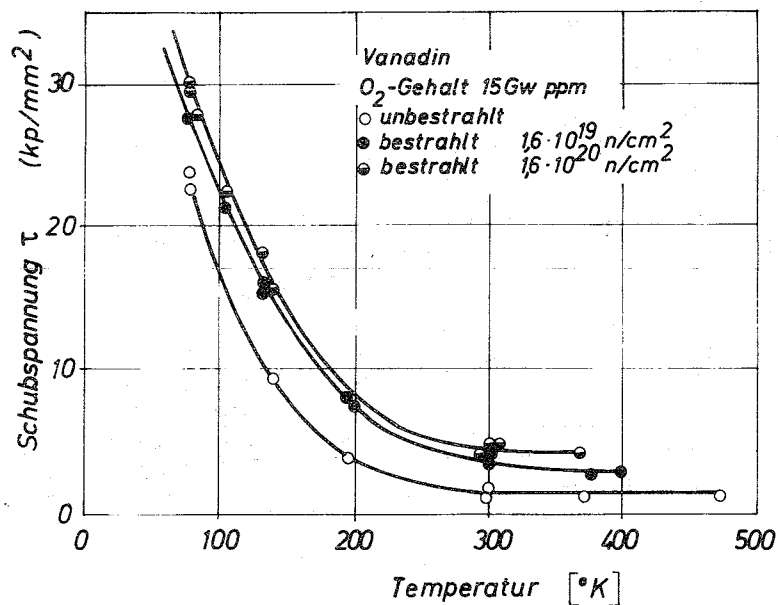


Fig. 26: Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Einkristallen (sehr kleiner Sauerstoffgehalt;  $T_B = 60 \div 100^{\circ}\text{C}$ ) [54]

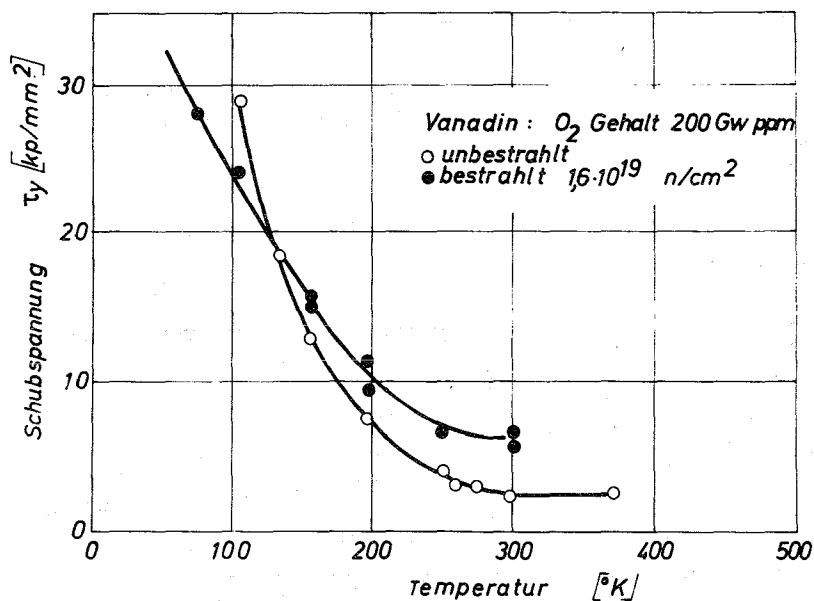


Fig. 27: Die Temperaturabhängigkeit von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Einkristallen (mittlerer Sauerstoffgehalt;  $T_B = 60 \div 100 \text{ } ^\circ\text{C}$ ) [ 54 ]

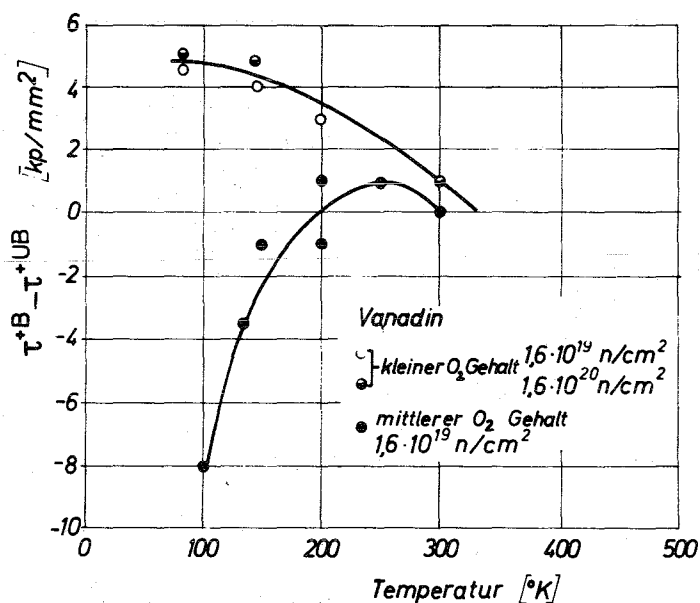


Fig. 28: Die Temperaturabhängigkeit der bestrahlungsinduzierten Änderung des thermischen Spannungsanteils der kritischen Schubspannung von Vanadin-Einkristallen mit unterschiedlichem Sauerstoffgehalt [ 54 ]

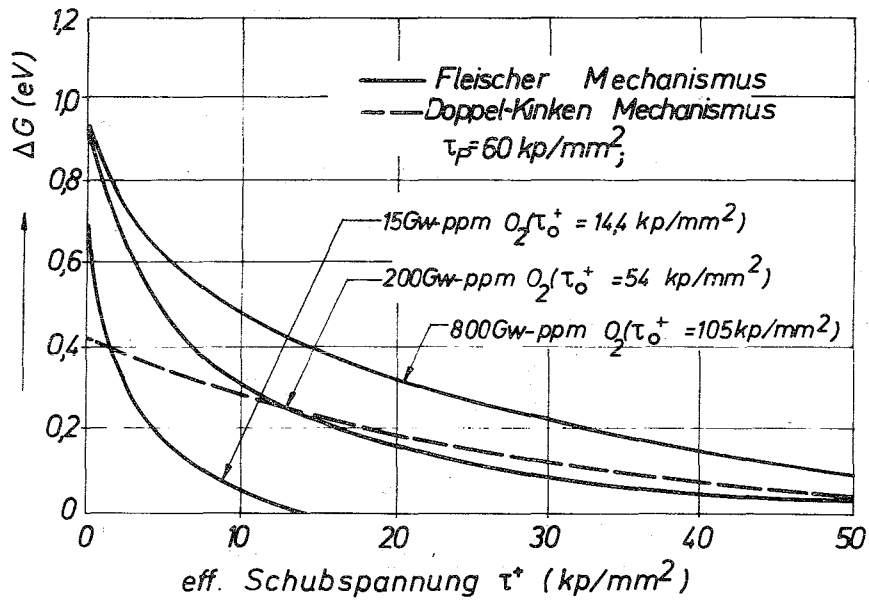


Fig. 29: Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenthalpie für verschiedene Versetzungsmechanismen (s. Text) [ 54 ]

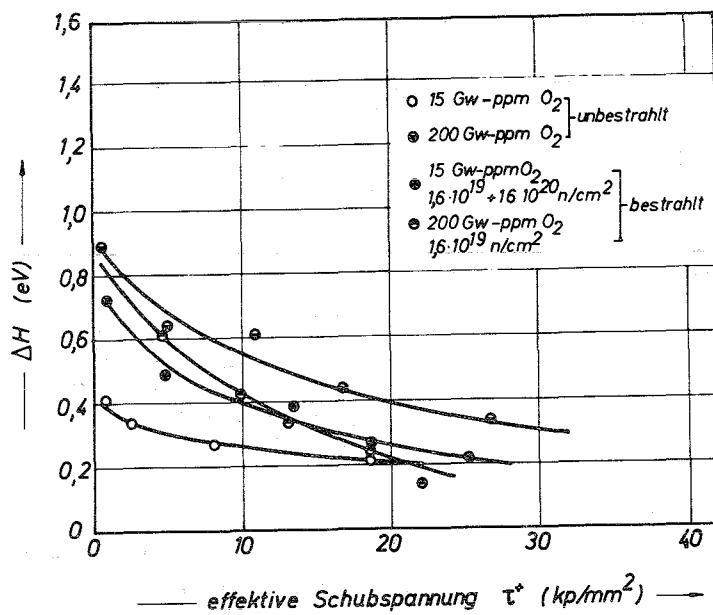


Fig. 30: Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Einkristallen mit verschiedenem Sauerstoffgehalt [ 54 ]

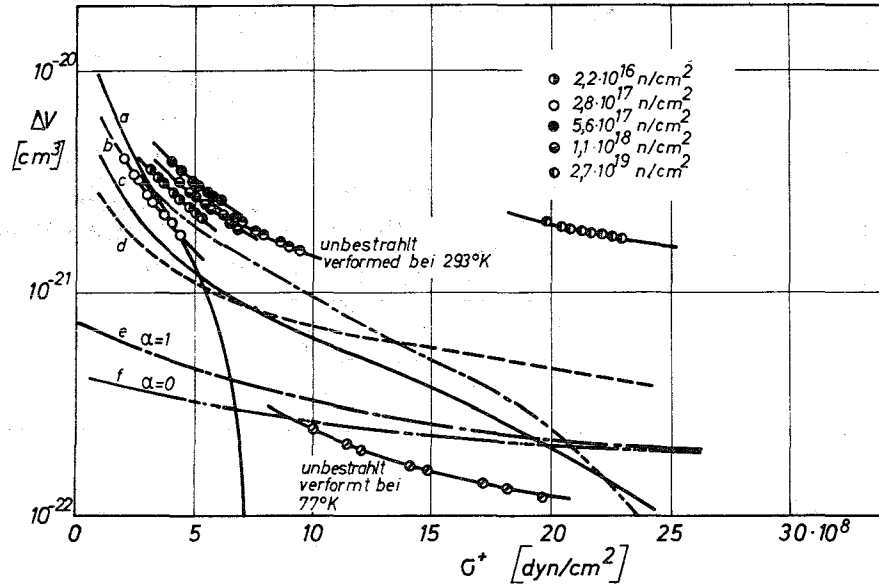


Fig. 31: Die Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens von bestrahlten und unbestrahlten Vanadin-Vielkristallen (s. Text) [ 44 ]

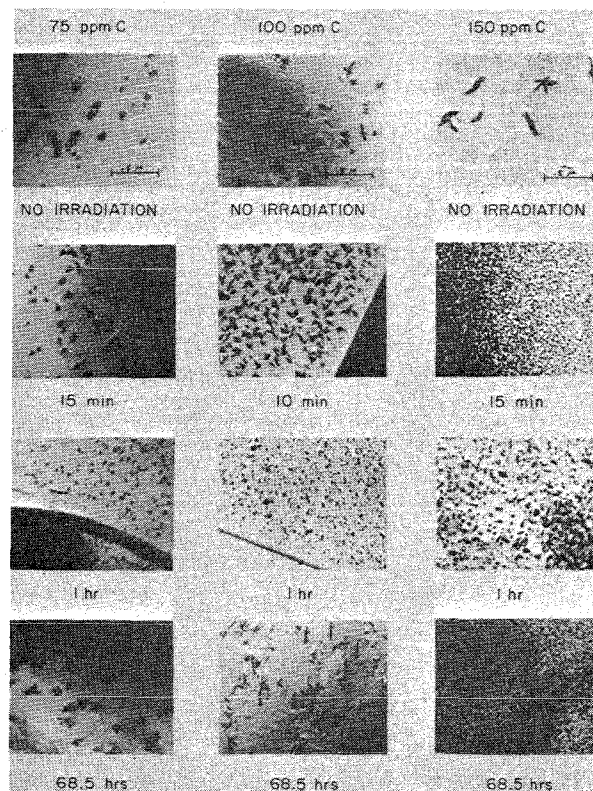
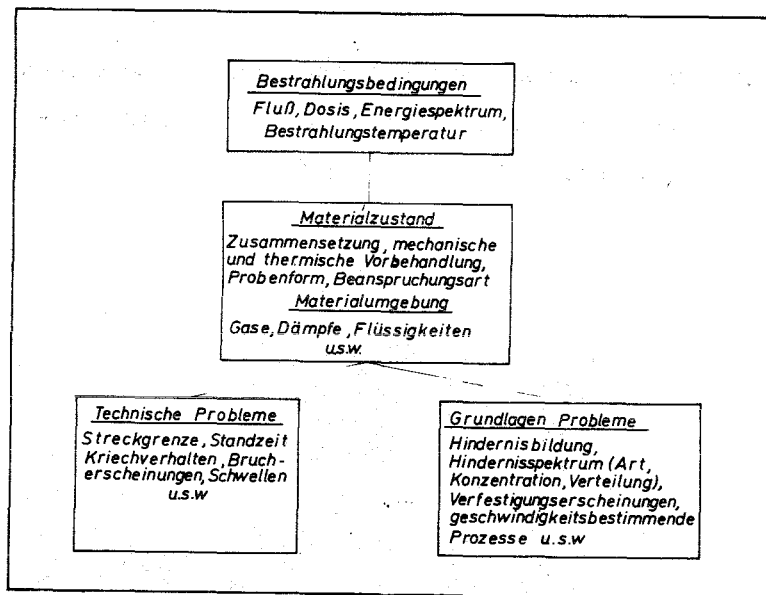


Fig. 32: Ausscheidung von Kohlenstoff in bestrahltem Fe  
 ( $T_B = 30^\circ \text{C}$ ; Anlaßtemperatur  $100^\circ \text{C}$ , Anlaßzeit 2 h)  
 [ 101 ]

Bestrahlungstemperatur $T_B$		
$T_B < 0,1 T_M$	$0,1 < T_B \leq 0,3 T_M$	$T_B \leq 0,4 T_M$
Frenkel-Defekte, verdünnte Zonen	Versetzungsringe, Fehlstellenagglomerate, Bildg. von Komplexen aus elementaren Strahlungsdefekten und interstitiellen Fremdatomen (bedeutungsvoll für KRZ Metalle)	Bildung von Bestrahlungsversetzungsstrukturen, Form- und Volumenänderungen, Poren ( $>50\text{\AA}$ )

Tab. I



Tab. II

Wechselwirkung von Gleitversetzungen mit		bedeutsam als Strahlungsdefekt	thermisch aktivierbar	$K_f = a_i \mu b^2$	Temperaturabhängigkeit der Fließspannung
Versetzungen	nicht zu schneidende	gering	nein	0,2	
	zu schneidende	gering	ja	0,3	$\tau = A_1 - B_1 T$
	Ringe	ja	je nach Orientierung und Größe	0,1-0,5	
1-dimensionale Fehlstellen	Frenkel Defekt	ja, in dichtest gepackten Strukturen	ja	0,1-0,2	$\tau^2 = A_2 - B_2 T^m$ $n \neq 1, m < 1$
	dispers verteilte Fremdatome	Verzerrungsfeld isotrop Verzerrungsfeld anisotrop	ja im krz Gitter	ja	0,1-0,3
mehrdimensionale Fehlstellen	verdünnte Zonen (Leerstellen Cluster)	ja	ja	0,1-0,2	$\tau^2 = A_4 - B_4 T^2$
	Poren	ja	kaum	0,6-0,85	
	Ausscheidungen	unter besonderen Umständen	unter besonderen Umständen	0,83-1,0	

Tab. III