

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

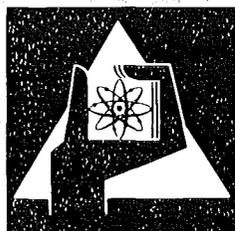
Februar 1975

KFK 2113

Institut für Material- und Festkörperforschung

**Thermische Aktivierungsanalyse von Vanadium Ein- und
Vielkristallen unterhalb von Raumtemperatur und
im Hochtemperaturbereich von $0,434 \leq T/T_s \leq 0,528$**

D. Preininger



**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

Institut für Material- und Festkörperforschung

KFK Nr. 2113

Thermische Aktivierungsanalyse von Vanadium Ein- und Vielkristallen

unterhalb von Raumtemperatur und im Hochtemperaturbereich von

$$\underline{0,434 \leq T/T_S \leq 0,528^{+)}}$$

von

Dieter Preininger

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

⁺) Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe genehmigte
Dissertation

Zusammenfassung

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand in der Prüfung der Anwendung der thermischen Aktivierung zur Beschreibung der Versetzungsbewegung. Dies erforderte zum einen die Klärung der Frage nach der Existenz einer mechanischen Zustandsgleichung, zum anderen die Klärung methodischer Probleme von Experimenten. Als für diesen Zweck geeignet erwiesen sich Spannungsrelaxationsexperimente. Neben diesen wurden ferner Geschwindigkeitswechselfersuche durchgeführt. Aufgrund des unterschiedlichen Verformungsverhaltens bei hohen und tiefen Temperaturen (relativ zur Schmelztemperatur T_s) wurde die Prüfung der Existenz einer mechanischen Zustandsgleichung (Gl. (2a)) sowohl auf den Tief ($T < 0,14 T_s$)- als auch auf den Hochtemperaturbereich ausgedehnt. Die Untersuchungen im Hochtemperaturbereich waren insofern von Interesse, um festzustellen, inwieweit die thermische Aktivierungsanalyse angewandt werden kann, wenn gleichzeitig erhebliche Strukturänderungen (siehe Ziffer 1. und 5.4) erfolgen. Durchgeführt wurden diese Untersuchungen an Vanadin Ein- und Vielkristallen unterschiedlichen Reinheitsgrades in Abhängigkeit von der Verformung. Die wesentlichen Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

Für Temperaturen, bei denen keine Erholungsprozesse ablaufen ($T < 0,12 T_s$) kann die plastische Verformung von Vanadin Ein- und Vielkristall innerhalb eines Streubandes von $\pm 10\%$ durch eine mechanische Zustandsgleichung beschrieben werden.

Für Temperaturen ($T > 0,4 T_s$), bei denen Erholungsprozesse ablaufen, lassen die experimentellen Ergebnisse darauf schließen, daß entweder die Zustandsgleichung erfüllt ist, wobei dann die Größe τ_i , $\dot{\alpha}_0$ und/oder die Struktur S während des Verformungsvorganges nicht konstant bleiben, oder daß die Zustandsgleichung nicht erfüllt ist.

Thermally activated deformation analysis of vanadium single - and polycrystals below from room temperature and in high-temperature range of $0,434 \leq T/T_g \leq 0,528$.

Abstract

The aim of that work existed in testing the application of thermally activation analysis for the description of dislocation motion. That demands at one hand the requirary of existance of a mechanical equation of state, at the other hand the requirary of methodical problems of experiments. To that purpose the stress-relaxation experiments proved qualified. Beside this furthermore strain-rate-change experiments were made. Based on the different deformation behaviour at high and low temperatures (relative to the melting temperature T_g) the test of existance of a mechanical equation of state was extended both to the range of high temperatures ($T \leq 0,14 T_g$) and low temperatures. The analysis in the high-temperature range was interesting so far as to find out how far the thermally activation analysis can be applied, if at the same time considerable changes in structure occurs (s. number 1. and 5.4). This investigation were carried through at vanadium single - and polycrystals with different purities in dependence of strain. The mainly results of this investigation can be succeeded as follows:

At temperatures ($T \leq 0,12 T_g$) where no recovery processes occurs, the deformation behaviour of vanadium single - as well polycrystals can be described with a mechanical equation of state, within a scatter of ± 10 %.

At temperatures, where recovery processes occurs, from the experiments can be drawn, that either it exist a mechanical equation of state at with than during the deformation action the quantities τ_i , \dot{a}_0 and/or the structure S are not constant, or the mechanical equation of state is not satisfied.

Inhalt

1. Einleitung
2. Theoretischer Teil
 2. 1. Aktivierungsenergie und Versetzungsgeschwindigkeit.
Definition der Abgleitung
 2. 2. Mittlere Abgleitgeschwindigkeit und mittlere Spannung
 2. 3. Aktivierungsfläche
 2. 4. Aktivierungsenthalpie
 2. 5. Entropie
 2. 6. Konsistenzbedingung
3. Versuchsführung und Versuchsauswertung
 3. 1. Der Spannungsrelaxationsversuch
 3. 2. Geschwindigkeitswechselversuche
 3. 3. Bestimmung der Konsistenzbedingung
4. -5. Experimenteller Teil
 4. 1. 1. Versuchsmaterial
 4. 1. 2. Verformungsapparatur
 4. 2. Die Fließspannung
 4. 2. 1. Die Umrechnungsbeziehungen
 4. 2. 2. Die Verfestigungskurven
 4. 2. 3. Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung
 4. 2. 4. Der Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung
5. Thermische Aktivierungsanalyse
 5. 1. Die Aktivierungsfläche
 5. 1. 1. Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche
 5. 1. 2. Die Verformungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche

- 5.1.2.1. Einfluß der Verformung auf die Temperatur- bzw. Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche
- 5.1.2.2. Die Verformungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche bei $T = \text{konst.}$
- 5.2. Die Aktivierungsenthalpie
 - 5.2.1. Fremdstoffeinfluß auf die Enthalpie
- 5.3. Die Entropie
 - 5.3.1. Die Spannungsabhängigkeit der Entropie bei $T = \text{konst.}$
 - 5.3.2. Die Temperaturabhängigkeit der Entropie bei $\tau_e = \text{konst.}$
 - 5.3.3. Die Entropie konstanter Ableitgeschwindigkeit
- 5.4. Die Konsistenzbedingung

- 6. Diskussion
 - 6.1. Einfluß der Verformung auf den geschwindigkeitsbestimmenden Prozess
 - 6.2. Der geschwindigkeitsbestimmende Prozess

- 7. Zusammenfassung

- 8. Literaturverzeichnis

Anlagen:

Abbildungen

Tabellen

1. Einleitung

Die plastischen Eigenschaften werden im allgemeinen durch die Beweglichkeit der Versetzungen bestimmt. Deren Behinderung wird durch Hindernisse verursacht. Darunter sind alle jene Ursachen zu verstehen, die zu einer Erschwerung des Verformungsvorganges führen. Es ist physikalisch sinnvoll, Hindernisse zu unterscheiden, bei deren Überwindung thermische Gitterschwingungen wirksam werden können und solche, bei denen dies nicht möglich ist. Für die Beurteilung dieser Fälle ist die geometrische Ausdehnung des Hindernisses gemessen an der Schwingungsauslenkung der Gitterbausteine maßgebend. Das Überwinden von Hindernissen, mit denen ein Störbereich der Ausdehnung von wenigen Gitterabständen verbunden ist, ist somit "thermisch aktivierbar". Im Falle, daß der thermisch aktivierte Vorgang als ein Sattelpunktproblem behandelt werden kann, ist es nahelegend, den zeitlichen Ablauf des Vorganges mittels der Arrheniusgleichung zu beschreiben. Für den thermisch aufzubringenden Energieanteil ΔG gilt dann:

$$\Delta G = k T \ln \frac{V_0}{V} \quad (1)$$

$k T$... mittlere thermische Energie

V_0 ... Grundfrequenz

V ... Sprungfrequenz

Den verbleibenden Energieanteil bildet die während des Aktivierungsvorganges geleistete mechanische Arbeit A . Die Summe dieser Anteile ergibt die "Stärke" des Hindernisses:

$$\Delta G_{(0)} = \Delta G + A$$

Alle während der Versetzungsbewegung ablaufenden Vorgänge geschehen in dem vom gesamten Kristall abgegrenzten Raum.

Bei der thermodynamischen Behandlung der Versetzungsbewegung repräsentiert der gesamte Kristall ein thermodynamisches System /7/. Dieses setzt sich zusammen aus Gleitversetzungen, den thermisch aktivierbaren Hindernissen und den Eigenspannungsquellen, die für die langreichweitigen Spannungen τ_i verantwortlich sind. Der Zustand dieses Systems (im thermodynamischen Sinn) wird sowohl durch die zahlenmäßigen Anteile der einzelnen Systemelemente als auch durch die angelegte Spannung τ_a , die Temperatur T und die Abgleitgeschwindigkeit \dot{a} bestimmt. Wie Experimente zeigen, sind die letztgenannten Größen als Zustandsgrößen aufzufassen, d.h. es gilt:

$$F(\tau_a, T, \dot{a})_s = 0 \quad (2)$$

wobei s die Systemelemente beschreibt. Das gesamte thermodynamische System kann aus Sub-Systemen aufgebaut werden. Diese enthalten nur mehr zwei Elemente, nämlich das repräsentative thermisch aktivierbare Hindernis und die dazugehörige Gleitversetzung. Die Ausdehnung der Sub-Systeme ist durch den die unmittelbaren Systemelemente umgebenden Bereich abgegrenzt. Die Zustandsgröße τ_a ist in diesem Fall zu ersetzen durch die an der Gleitversetzung effektive wirksame Spannung τ_e . Diese wird bestimmt einerseits durch τ_a und zum anderen durch den Strukturfaktor s des Gesamtsystems, d.h.:

$$\tau_e = f(\tau_a, s)$$

Die Zustandsgleichung lautet nun:

$$F(\tau_e, T, \dot{a})_S = 0 \quad (2a)$$

Die Strukturgröße S beinhaltet unter anderem die örtlich veränderlichen inneren Spannungen $\pm \tau_{i(x)}$. Bei der thermisch aktivierten Hin-

dernisüberwindung bewirken die im Gegenspannungsbereich $-\tau_i(x)$ zu τ_a befindlichen Hindernisse eine stärkere Behinderung des Verformungsfortgangs als die im Bereich $+\tau_i(x)$ liegenden Hindernisse. Die mittlere an der Versetzung angreifende effektive Spannung $\bar{\tau}_e$ ist demnach durch die Differenz der angelegten und einer mittleren Gegenspannung $\bar{\tau}_i = f(\tau_i(x)) \tau_a$ festgelegt; d.h. es gilt:

$$\bar{\tau}_e = \tau_a - \bar{\tau}_i(\tau_i(x)) \tau_a \quad (2b)$$

Ist $\tau_i(x)$ eine periodische Funktion mit der Amplitude τ_{i0} , so ist im Fall gleichförmig verteilter Hindernisse $\bar{\tau}_i \approx \tau_{i0} / 1$. Dieser Betrachtung zufolge beschreibt die Größe S in Gl. (2a) alle jene verbleibenden "Struktureinflüsse", die nicht durch $\bar{\tau}_i$ erfaßt werden.

Für die Praxis ergeben sich besonders einfache Verhältnisse der Nutzung von Ergebnissen thermodynamischer Überlegungen, wenn eine mechanische Zustandsgleichung existiert, deren Größen auch einfach experimentell erfaßbar sind. Die Aufgabe dieser Arbeit bestand im folgenden:

- i) Die Überprüfung der Existenz einer Zustandsgleichung.
- ii) Die Klärung methodischer Probleme von Experimenten, die zu solchen Untersuchungen geeignet sind.

Alle bisherigen Arbeiten zu diesem Problem /2; 3; 4/ bezogen sich auf die Zustandsgleichung des Gesamtsystems. Mögliche "Strukturänderungen" mit Einflußnahme auf die Größe \dot{s} blieben diesen Untersuchungen verschlossen. Dies mag ein wesentlicher Grund dafür sein, daß diese Untersuchungen weder zu eindeutigen Ergebnissen führten, noch untereinander vergleichbar waren. Die Überprüfung dieser Sachverhalte mit Hilfe einer methodisch verbesserten Versuchsführung schien daher gerechtfertigt. Die Versuchsführung anhand von Spannungsrelaxationsexperimenten erschien sinnvoll schon deswegen, weil alle thermischen

Aktivierungskenngößen mit Hilfe einer einzigen Probe ermittelt werden konnten. Zum anderen ermöglicht diese Versuchsführung einen Versuchsablauf, bei dem $\bar{\tau}_i$ kaum verändert wird /5/, was eine wesentliche Voraussetzung darstellt für die Überprüfung der Existenz einer Zustandsgleichung. Diese Versuchsführung erlaubt ebenfalls eine einfache Ermittlung der Änderung von $\bar{\tau}_i$ mit Hilfe der stufenweisen Entlastung /6/.

Bekanntlich ist das Verformungsverhalten bei hohen und tiefen Temperaturen unterschiedlich. Im Unterschied zu tiefen Temperaturen (relativ zum Schmelzpunkt) erfolgen bei hohen Temperaturen Strukturänderungen, die zu erheblichen Änderungen der inneren Spannung $\bar{\tau}_i$ führen können. Insofern war es von Interesse, festzustellen, inwieweit die thermische Aktivierungsanalyse in solchen Fällen angewandt werden kann. Für die Wahl eines kubisch raumzentrierten (k. r. z.) Metalles sprach die bei diesen Metallen vorliegende starke Temperaturabhängigkeit der Fließspannung, die für die Überprüfung von Gl. (2a), wie aus dem weiteren ersichtlich, von Vorteil ist.

2. Theoretischer Teil

2.1 Aktivierungsenergie und Versetzungsgeschwindigkeit

Zur Beschreibung der bei der thermisch aktivierten Versetzungsbe-
 wegung ablaufenden Elementarvorgänge betrachten wir zunächst ein
 einfaches System, welches zwei Versetzungen und ein aktivierbares
 Hindernis enthält. Die mit A und B bezeichneten Versetzungen nehmen
 zunächst die Positionen α bzw. β ein. Die gleitfähige Versetzung A
 nähert sich dem Hindernis um dR_A . Während dieses Vorganges be-
 hält die Versetzung B ihre Position. Sie ist die Quelle der inneren
 Spannungen $\tau_i(R_A, R_B)$. Eine dem Körper aufgeprägte äußere Kraft
 P_a erzeugt im betrachteten System eine Spannung τ_a . Durch die Ver-
 schiebung einer Teillänge l der Versetzungslinie A als ganzes um
 dR_A wird dem System die Arbeit $-dW$ zugeführt. Diese kann berechnet
 werden unter folgenden Annahmen: Das gesamte Verzerrungsfeld der
 Versetzung A bewegt sich über die Distanz dR_A . Dies bedeutet, daß
 während der Verschiebung dR_A die Eigenenergieänderung der Verset-
 zungslinie A infolge ihrer Gestaltsänderung vernachlässigbar gering ist.
 Im weiteren soll keine durch die Verschiebung bedingte Änderung der
 Wechselwirkung der Versetzung A mit der Systemoberfläche eintreten.
 Auf diesen Annahmen basierend erhält man für $-dW$ /7/:

$$\begin{aligned}
 -dW = & -\tau_a(R_A) \cdot b \cdot l \cdot dR_A + \tau_i(R_A, R_B) \cdot b \cdot l \cdot dR_A \\
 & + f_A(R_A) \cdot dR_A - p \cdot dV + P_a \cdot dx
 \end{aligned}$$

Die ersten beiden Terme in dieser Gleichung bedeuten die dem System
 von der auf die Versetzungslinie A in Richtung $d\vec{R}_A$ wirkenden Spannun-
 gen τ_a und $-\tau_i$ zugeführte bzw. verbrauchte Arbeit. Der dritte Term
 ist die mit der Versetzungsverschiebung verbundene Gitterverzerrungs-
 energie. Der vierte Term bedeutet die Arbeit des äußeren Druckes p

in dem Fall, daß mit der Versetzungsverschiebung eine Volumenänderung dV des Systems verbunden ist. Der letzte Term ist die Arbeit der äußeren Kraft P_a während der Verschiebung ihres Angriffspunktes um dx . Erfolgt nun die Verschiebung dR_A der Versetzung A isothermisch und reversibel, so findet man gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik für die Änderung der inneren Energie:

$$dU = \tau_i(R_A, R_B) b l dR_A + f_A(R_A) dR_A - p dV + T ds \quad (3)$$

Die Größe ds ist die mit der Versetzungsbewegung verbundene Entropieänderung des Systems. Auf diese Größe wird in Abschnitt (2.5) näher eingegangen. Die Gibbs'sche Enthalpie ist durch

$$G = U + pV - P_a x - Ts$$

gegeben. Wird in diese Gleichung für dU Gl. (3) eingesetzt, so folgt für die Enthalpieänderung des Systems:

$$dG = f_A(R_A) dR_A - \tau_a(R_A) l b dR_A + \tau_i(R_A, R_B) l b dR_A$$

Dabei ist berücksichtigt, daß die Arbeit $P_a x$ der äußeren Kraft identisch ist mit der Arbeit $\tau_a b l dR_A$, die von P_a im Systeminneren bewirkt wird.

Die Gleichgewichtslage $R_{A(o)}$ der Versetzung A vor dem Hindernis ergibt sich aus:

$$\left(\frac{\delta G}{\delta R_A} \right)_{P_a, p, T, R_A} = 0 \quad \text{für} \quad R_A = R_{A(o)}$$

Die Bestimmung von $R_{A(o)}$ geht von der Annahme aus, daß die Eigenenergie E_A der Versetzung A am Ort $R_{A(o)}$ selbst im Minimum ist und

sich mit der Verschiebung dR_A nicht ändert. Die Größe $R_{A(0)}$ hängt außer von den Hinderniseigenschaften auch von der Spannungsdifferenz $(\tau_a(R_A) - \tau_i(R_A, R_B))$ ab. Soll die Versetzung A sich aus ihrer Gleichgewichtslage $R_{A(0)}$ weiter fortbewegen, muß die Versetzung beim Durchlaufen des Hindernisses einen Energiesattelpunkt am Ort $R_{A(1)}$ überwinden. Dieser wird unter Vernachlässigung der Gestaltsänderung der Versetzungslinie bei der Verschiebung um die Distanz $\Delta R_A = R_{A(1)} - R_{A(0)}$ aus der Erfüllung der Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\delta G}{\delta R_A} \right)_{P_a, p, T, R_A} &= 0 \\ \left(\frac{\delta^2 G}{\delta^2 R_A} \right)_{P_a, p, T, R_A} &< 0 \end{aligned} \right\} \text{für } R_A = R_{A(1)}$$

bestimmt. Erfolgt die Bewegung der Versetzung A von $R_{A(0)}$ zum Sattelpunkt $R_{A(1)}$ isothermisch, so ist damit eine Enthalpiedifferenz

$$\Delta G = \int_{R_{A(0)}}^{R_{A(1)}} (f_A(R_A) - \tau_a(R_A) l_b + \tau_i(R_A, R_B) l_b) dR_A \quad (4)$$

verbunden. Ihre Größe wird neben der Distanz ΔR_A von der örtlichen Spannungsdifferenzfunktion $(\tau_a(R_A) - \tau_i(R_A, R_B)) = f_D(dR_A)$ beeinflusst. ΔR_A ist dabei selbst von $f_D(dR_A)$ abhängig.

Die Energie ΔG nach Gl. (4) muß für die Verschiebung von $R_{A(0)}$ zu $R_{A(1)}$ aufgebracht werden. Sie wird durch die Gitterschwingungen geliefert. Soweit diese Vorgänge durch einen in atomaren Dimensionen ablaufenden Elementarprozeß zustandekommt, kann die Versetzungsgeschwindigkeit V_A entlang der Strecke ΔR_A der Arrheniusgleichung

$$t_w = \frac{\Delta R_A}{V_A} = \frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} e^{\frac{\Delta G}{k T}} \quad (5)$$

beschrieben werden. t_w bedeutet die Wartezeit der Gleitversetzung vor dem Hindernis. Diesem Ansatz liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Verschiebung zwischen ΔR_A sprunghaft erfolgt, wenn die Gitterschwingungen die erforderliche "Aktivierungsenthalpie" ΔG aufbringen.

2.2 Definition der Abgleitung bzw. Abgleitgeschwindigkeit und der mittleren Spannung

Nach der vollzogenen Hindernisüberwindung begegnet die Gleitversetzung A der nächsten Aktivierungsstelle am Ort Q_A . Bezeichnet u die Gesamtlänge der Versetzungslinien im Kristall, \vec{b}_A den Burgervektor der Versetzung A, und V das Kristallvolumen, so ist die Abgleitung a gegeben durch:

$$a = \frac{1}{V} \int_u (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_{A(o)} - R_{A(o)}) \quad (6)$$

Gl. (6) enthält ebenfalls die während der Aktivierung überstrichene Fläche $\Delta A = l_A \Delta R_A$. Ausgehend von Gl. (6) wird die Abgleitgeschwindigkeit \dot{a} als die von den Gleitversetzungen in der Zeiteinheit überstrichene Gleitfläche $\frac{dF}{dt}$ definiert. Im allgemeinen ist \dot{a} entlang des Laufweges $\Lambda_A = Q_{A(o)} - R_{A(o)}$ unterschiedlich. Es ist darum zweckmäßig, eine über Λ_A mittlere Abgleitgeschwindigkeit \bar{a} zu definieren, nämlich:

$$\bar{a} = \frac{F}{tg} = \frac{\frac{1}{V} \left(\int_{R_{A(o)}}^{R_{A(1)}} \frac{dF}{dt} dR_A + \int_{R_{A(1)}}^{Q_{A(o)}} \frac{dF}{dt} dR_A \right)}{Q_{A(o)} - R_{A(o)}} = \frac{\int_u (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_{A(o)} - R_{A(o)}) du}{V \cdot (t_w + \bar{t}_L)} \quad (7)$$

\bar{t}_L ... mittlere Laufzeit zwischen zwei Aktivierungsstellen

tg ... Gesamtlaufzeit bis zur nächsten Aktivierungsstelle.

Der erste Term im Zähler von Gl. (7) enthält die mittlere Abgleitgeschwindigkeit $\bar{a}_H = b l_A \Delta R_A / V t_w$ "am" Hindernis. Der zweite Term ist ein Maß für die mittlere Abgleitgeschwindigkeit \bar{a}_L zwischen den Hindernissen. Im wesentlichen wird die Abgleitgeschwindigkeit \bar{a}_L neben den Bindungskräften des Kristalles (Reibungsspannung) auch von den im System wirkenden Spannungen $\tau_a(R_A)$, $\tau_i(R_A, R_B)$ bestimmt.

Die Reibungsspannung kann im k. r. z. - und Diamantgitter hohe Werte annehmen. In diesen gilt offensichtlich $\bar{t}_L \approx t_w$. Beinhaltet nun das System M gleitfähige Versetzungen und trifft die j-te Gleiversetzung auf n^j unabhängige Hindernisse verschiedener Stärke $\Delta G_{(o)}^i$, so folgt für \dot{a} :

$$\dot{a} = \frac{1}{V} \sum_{j=1}^M \frac{\int_{u^j} (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_A^j(o) - R_A^j(o)) du^j}{\sum_{i=1}^{n^j} (t_w^{ji} + \bar{t}_L^{ji})} \quad (8)$$

Ist \bar{u} die über M Versetzungen gemittelte Versetzungslinienlänge, so gilt die Beziehung:

$$M = \frac{\rho_B V}{\bar{u}}$$

wobei ρ_B die Dichte der Gleitversetzung bedeutet. Für Hindernisse gleicher Stärke $\Delta G_{(o)}$ und für den Fall, daß über ΔR_A dieselbe mittlere Spannungsdifferenz

$$\bar{\tau}_e = \frac{\int_{R_A(o)}^{R_A(1)} (\tau_a(R_A) - \tau_i(R_A, R_B)) dR_A}{\Delta R_A}$$

wirkt, folgt

$$\dot{a} = \frac{\sum_{j=1}^M \int_{u^j} (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_A^j(o) - R_A^j(o)) du^j}{V M n (t_w + \bar{t}_L)}$$

wobei $n = \sum_{j=1}^M n^j$ die Gesamtzahl der Hindernisse bedeutet. Dieser Ausdruck ist wiederum mit Gl. (7) identisch. Im allgemeinen wird die Spannung $\bar{\tau}_e$ nicht an allen Hindernissen mit einheitlicher Stärke wirken. Die jeweilige am Hindernis i wirkende Spannung $\bar{\tau}_e^{ji}$ wird in erster Linie von den unmittelbar benachbarten Versetzungsvorgängen

abhängen. Die durch die (j, i)-te Aktivierung bewirkte Abgleitgeschwindigkeit (im folgenden Einzelereignis genannt) ist mit den übrigen Einzelereignissen durch die Beziehung:

$$\int_{u^j} \frac{(\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_{A(o)}^j - R_{A(o)}^j) du^j}{t_w^{ji} + \bar{t}_L^{ji}} = \frac{\rho_B V}{\bar{u}}^{-1} \sum_{j \neq j'}^1 f_w^{ji} (R_A^j, t) \cdot \dot{a}_{nj}^i \quad (9)$$

$$\dot{a}_{nj}^i = \int_{u^j} \frac{(\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_{A(o)}^j - R_{A(o)}^j) du^j}{t_w^{ji} + \bar{t}_L^{ji}}$$

miteinander verknüpft. Die Größe $f_w^{ji} (R_A^j, t)$ ist ein mittels der Theorie zu bestimmender Wirksamkeitsfaktor der Beteiligung des j-ten Ereignisses bei der Aktivierung i am Ort R_{aj} und zur Zeit t. Dieser ist von zahlreichen Geometriefaktoren abhängig. Diese sind selbst aufgrund der Komplexität von Gleitvorgängen kaum bestimmbar. Deshalb kann eine exakte allgemeine Lösung von Gl. (9) nicht angegeben werden.

Unter Annahme von $\bar{t}_L \ll t_w$ erhält man für \dot{a} die Beziehung:

$$\dot{a} = \frac{1}{V} \left[\sum_{j=1}^n \frac{\rho_B V}{\bar{u}}^{-1} \int_{u^j} (\vec{b}_A \cdot \vec{R}_A) (Q_{A(o)}^j - R_{A(o)}^j) du^j \right] v_o e^{-\frac{\Delta G}{k T} (\bar{t}_e)} \quad (10)$$

Ein Vergleich mit Gl. (1) ergibt für \dot{a}_o :

$$\dot{a}_o = v_o \sum_{j=1}^n \frac{\rho_B V}{\bar{u}}^{-1} \int_{u^j} (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_{A(o)}^j - R_{A(o)}^j) du^j \quad (10a)$$

Befinden sich in M Gleitebenen n Hindernisse, so gilt für \dot{a}_o weiter:

$$\dot{a}_o = v_o \Delta \bar{f} b \frac{n}{V} \quad (11)$$

Die Größe $\overline{\Delta f}$ bedeutet die mittlere pro Aktivierungsakt von einem Versetzungsstück überstrichene Fläche. Aus n ergibt sich die Volumenkonzentration C_H der Hindernisse zu:

$$C_H = \frac{n}{V}$$

Bei statistisch verteilten Hindernissen gilt für C_H weiter:

$$C_H = \left(\frac{1}{L}\right)^3 \approx N_F$$

wobei L der mittlere räumliche Hindernisabstand bedeutet. Entspricht C_H angenähert der Flächendichte der Hindernisse in den Gleitebenen N_F , so gilt:

$$L \approx L_H$$

Darin ist L_H der mittlere Hindernisabstand in den Gleitebenen. Ist nun N die Zahl der Berührungspunkte mit Hindernissen pro bewegttem Versetzungsstück l_b , so gilt:

$$N = \frac{1}{l_b}$$

Hier ist N mit der Dichte der Gleitversetzungen ρ_B durch die Beziehung:

$$N = \frac{C_H}{\rho_B}$$

verknüpft. Für $\overline{\Delta f}$ gilt nun weiter:

$$\overline{\Delta f} = \frac{L_H}{N}$$

Somit folgt aus Gl. (11) für \dot{a}_0 :

$$\dot{a}_0 = \rho_B b v_0 L_H \quad (11a)$$

Ein Vergleich dieser Beziehung mit Gl. (10a) zeigt, daß gilt:

$$\frac{1}{V} \frac{\rho_B V}{\bar{u}} - 1 \sum_{j=1} \int_{u^j} (\vec{b}_A \cdot d\vec{R}_A) (Q_A^j(o) - R_A^j(o)) du^j \approx \rho_B b L_H$$

Gl. (11) gilt strenggenommen nur für regelmäßige Hindernisanordnung. Ist diese Anordnung statistisch, so ist zusätzlich noch folgender Aspekt zu berücksichtigen:

Die Versetzungselemente, die zwischen den Berührungsstellen mit Hindernissen liegen, werden sich unter Wirkung von $\bar{\tau}_e$ auswölben. Durch diese Auswölbung wird die Wahrscheinlichkeit, mit weiteren Hindernissen in Kontakt zu kommen, erhöht. Als Folge davon kommt es zu einer Verkürzung von L_H . Für den nun wirksamen mittleren Abstand \bar{L}_w zwischen den Hindernissen entlang der Versetzungslinie gilt annähernd nach /8/:

$$\bar{L}_w \approx \frac{3}{2} \left(\frac{\mu b}{\bar{\tau}_e} L_H^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

Ersetzt man in Gl. (11a) L_H durch \bar{L}_w gemäß Gl. (12), so erhält man nun für \dot{a}_o :

$$\dot{a}_o = \rho_B b v_o \frac{3}{2} \left(\frac{\mu b}{\bar{\tau}_e} L_H^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (12a)$$

Ein Vergleich mit Gl. (11a) zeigt, daß nicht mehr $\dot{a}_o = \text{konst.}$ gilt, sondern daß \dot{a}_o nun explizit von $\bar{\tau}_e$ abhängt.

2.3 Aktivierungsfläche

Wie schon in Abschnitt 2.2 erörtert wurde, ist die Aktivierungsfläche durch:

$$\Delta A = \bar{L}_w \Delta R_A$$

definiert. Sie ist demnach eine Größe, die den Hindernisabstand \bar{L}_w mit der Hindernisausdehnung ΔR_A verknüpft. Andererseits gilt aufgrund thermodynamischer Beziehungen:

$$\Delta A = -\frac{1}{b} \left(\frac{\delta \Delta G}{\delta \tau_e} \right)_T \quad (13)$$

Differenziert man Gl. (10) nach τ_e und setzt $\left(\frac{\delta \Delta G}{\delta \tau_e} \right)_T$ in Gl. (13) ein, so ist

$$\Delta A = \frac{1}{b} k T \left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_o}{\delta \tau_e} \right)_T \quad (13a)$$

Experimentell ist nur $\left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a} \right)_T$ bzw. $\left(\Delta \ln \dot{a} / \Delta \tau_a \right)_T$ bestimmbar. Ersetzt man nun $\left(\delta \ln \dot{a} / \delta \tau_e \right)_T$ durch $\left(\delta \ln \dot{a} / \delta \tau_a \right)_T$, so erhält man die experimentelle Aktivierungsfläche ΔA_{ex} (sogenannte scheinbare Aktivierungsfläche):

$$\Delta A_{ex} = k T \left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a} \right)_T \quad (14)$$

Die Identität von ΔA_{ex} mit ΔA aus Gl. (13a) ist an folgende Voraussetzungen gebunden:

- i) Der Geschwindigkeitswechsel bewirkt nur eine Veränderung des thermischen Spannungsanteils, d. h. es ist

$$\delta \tau_a = \delta \tau_e$$

Daraus und aus Gl. (2b) folgt für die mittlere Spannung während der sprunghaften Änderung von \dot{a} :

$$\left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right)_T = 0 \quad \text{bzw.} \quad \tau_i = \text{konst.} \neq f(\tau_a)$$

- ii) Bei einer kleinen Änderung von $\delta \tau_a$ bleibt $\delta \ln \dot{a}_0 = \text{konst.}$, bzw. bei Berücksichtigung der Auswölbung gilt:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T = - \frac{1}{3\tau_e}$$

Sofern die zuletzt unter i) - ii) angeführten Voraussetzungen erfüllt sind, kann $\Delta A(\tau_e)$ aus Gl. (14) gewonnen werden. Dazu eignen sich einige experimentelle Methoden:

- a) Der statische Zugversuch (Kriechversuch). Hierbei wird bei einer sprunghaften Änderung $\Delta \tau_a = \tau_2 - \tau_1$ die Änderung von $\Delta \ln \dot{a}$ gemessen.
- b) Der Spannungsrelaxationsversuch, für den gilt

$$\frac{d\tau_a}{dt} \sim \dot{a}$$

und somit die Bestimmung der Aktivierungsfläche mittels der Tangenten K der Relaxationskurve $\sigma_a(t)$ ermöglicht (s. Abb. 2c), nämlich

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a} \right)_T = C_R \left(\frac{\delta K}{\delta \tau_a} \right)_T$$

worin C_R eine Konstante ist (siehe Gl. (28) in Abschnitt 3.1).

- c) Aus dem dynamischen Zugversuch. Bei einer sprunghaften Änderung der Verformungsgeschwindigkeit wird die damit bedingte Spannungsänderung $\Delta \tau_a$ gemessen.

2.4 Aktivierungsenthalpie

Von den thermodynamischen Beziehungen ausgehend, ist die Enthalpie

ΔH_{τ_e} bei $\tau_e = \text{konst.}$ durch

$$\Delta H_{\tau_e} = \left[\frac{\delta \left(\frac{\Delta G}{T} \right)}{\delta \left(\frac{1}{T} \right)} \right]_{\tau_e} = \Delta G - T \Delta S \quad (15)$$

gegeben. Setzt man Gl. (10) in Gl. (15) ein, so folgt

$$\Delta H_{\tau_e} = k T^2 \left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta T} \right)_{\tau_e} \quad (15a)$$

Gilt die Zustandsgleichung $F(\tau_e, T, \dot{a})_S = 0$, so folgt bei Umformung des Differentialquotienten in Gl. (15a)

$$\Delta H_{\dot{a}} = k T^2 \left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta T} \right)_{\dot{a}/\dot{a}_0} \quad (16)$$

bzw. zusammen mit Gl. (13a):

$$\Delta H_{\dot{a}} = k T \Delta A \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta T} \right)_{\dot{a}/\dot{a}_0} \quad (16a)$$

Gemäß Gl. (15a) ist ΔH_{τ_e} durch einen Temperaturwechselfersuch bei konstanter Spannung τ_e bestimmbar. Wird die Temperaturänderung jedoch bei konstantem τ_a durchgeführt, so gilt aufgrund von Gl. (2b):

$$\frac{\delta}{\delta \tau_e} + \frac{\delta}{\delta \tau_i} = \frac{\delta}{\delta \tau_a} = 0$$

Daraus und aus der Differentiation von Gl. (2b) und Gl. (10) nach der Temperatur folgt für ΔH_{τ_a} :

$$\Delta H_{\tau_a} = k T^2 \left[\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta T} \right)_{\tau_a} + \frac{b \Delta A}{k T} \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \right] \quad (17)$$

Ist die mittlere innere Spannung nicht explizit von T abhängig, so gilt, da $\tau_i \sim \mu$, für $(\delta\tau_i / \delta T)_\dot{a}$:

$$\left(\frac{\delta\tau_i}{\delta T}\right)_\dot{a} = \frac{d\tau_i}{dT} = \frac{\tau_i}{\mu} \frac{d\mu}{dT}$$

Ersetzt man den Differentialquotienten $(\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_o / \delta T)_{\tau_e}$ in Gl. (15a) durch die im Experiment bestimmbare Größe $(\Delta \ln \dot{a} / \Delta T)_{\tau_a}$, so ist $\Delta H_{\tau_a} = \Delta H_{\tau_e}$ nur dann, wenn gilt:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta T}\right)_{\tau_a} = \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta \tau_e}\right)_T = 0$$

Die Enthalpie ΔH_{τ_a} ist gemäß Gl. (17) experimentell im Kriechversuch unter konstanter Last bestimmbar. Die Enthalpie ΔH_{τ_e} kann dagegen, wie in Abschnitt 3.2 erörtert, aus dem Kriechversuch unter konstantem τ_e bestimmt werden. Im Gegensatz dazu erfordert die Bestimmung von ΔH_a gemäß Gl. (16a) die Messung der Aktivierungsfläche und von $(\delta\tau_e / \delta T)_\dot{a}$. Anhand von Gl. (2b) gilt für $(\delta\tau_e / \delta T)_\dot{a}$:

$$\left(\frac{\delta\tau_e}{\delta T}\right)_\dot{a} = \left(\frac{\delta\tau_a}{\delta T}\right)_\dot{a} - \left(\frac{\delta\tau_i}{\delta T}\right)_\dot{a}$$

Der Quotient $(\Delta\tau_a / \Delta T)_\dot{a}$ wird im dynamischen Zugversuch ermittelt. Im Falle, daß $(\delta\tau_i / \delta T)_\dot{a} = 0$, kann also $(\delta\tau_e / \delta T)_\dot{a}$ durch $(\Delta\tau_a / \Delta T)_\dot{a}$ ersetzt werden.

Für die Enthalpie $\Delta H_{(o)}$ bei $\tau_e = 0$ folgt aus Gl. (15):

$$\Delta H_{(o)} = \Delta H + \int_0^{\tau_e} \left[b \Delta A(\tau_e)_T - T \left(\frac{\delta \Delta s(\tau_e)}{\delta \tau_e} \right)_T \right] d\tau_e \quad (18)$$

Näherungsweise gilt

$$\Delta H_{(o)} \approx \Delta H - T(\Delta s - \Delta s_{(o)}) + b \int_0^{\tau_e} \Delta A(\tau_e)_T d\tau_e \quad (18a)$$

wobei $\Delta s_{(0)}$ die Entropie bei $\tau_e = 0$ bedeutet. Falls ΔA nicht explizit von T abhängt, d. h.

$$\Delta A (\tau_e)_T = \Delta A (\tau_e (T))$$

und wenn ferner $T (\Delta s - \Delta s_{(0)})$ gegenüber den anderen Größen in Gl. (18a) vernachlässigt werden kann, ergibt sich:

$$\Delta H_{(0)} \approx \Delta H + b \int_0^{\tau_e} \Delta A (\tau_e) d\tau_e \quad (19)$$

Gemäß Gl. (19) kann die Enthalpie $\Delta H_{(0)}$ ermittelt werden einmal durch die Extrapolation des $\Delta H (\tau_e)$ -Verlaufes auf $\tau_e \rightarrow 0$, zum anderen, soweit die Spannungsabhängigkeit von ΔA im Intervall $0 \leq \tau_e \leq \tau_e^1$ bekannt ist, anhand der Messung von ΔH bei einer einzigen Spannung τ_e^1 .

2.5 Entropie

Erzeugt die Versetzung während ihrer Verschiebung um ΔR_a bleibende Veränderungen in unmittelbarer Umgebung, so ist dieser Prozeß irreversibel. In diesem Fall ist die Rückführung der Versetzung vom Endzustand 1 in ihren Ausgangszustand nur bei entsprechenden Änderungen der äußeren Bedingungen möglich. Die Irreversibilität kann verursacht werden durch:

die Erzeugung von neuen Fehlstellen
 Änderungen im Versetzungskern
 Änderungen der Gitterschwingungen in unmittelbarer Umgebung des Aktivierungsortes.

Zur Kennzeichnung solcher Zustandsänderungen, von jenen einer idealen reversiblen, dient eine weitere Zustandsgröße, nämlich die Entropie s . Die Änderung $\Delta s = \Delta s_{(1)} - \Delta s_{(0)}$ während der Verschiebung der Versetzung von $R_{a(0)}$ nach $R_{a(1)}$ ist allein aus der Kenntnis des Anfangs- und Endzustandes bestimmbar. Bei quasi-statischer Zustandsänderung ergibt sich aufgrund des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik für Δs die Beziehung /10/:

$$\Delta s = - \left(\frac{\delta \Delta G}{\delta T} \right)_{\tau_e} \quad (20)$$

Daraus und aus Gl. (15) erhält man

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T} \right)_{\tau_e} = T \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta T} \right)_{\tau_e} \quad (21)$$

und

$$b \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T} \right)_{\tau_e} = \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e} \right)_T \quad (21a)$$

Ist Δs sowohl von T als auch von τ_e abhängig, so gilt für

$$\Delta s = \Delta s(\tau_e) + \Delta s(T)$$

$$\Delta s (\tau_e, T) = \int_0^T \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta T} \right)_{\tau_e} dT + \int_0^{\tau_e} b \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T} \right)_{\tau_e} d\tau_e \quad (22)$$

Durch partielle Integration von Gl. (21) und Gl. (21a) mit anschließender Substitution in Gl. (22) erhält man Δs in der experimentell meßbaren Form:

$$\Delta s = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T} \right)_{\tau_e} dT + b \int_0^{\tau_e} \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T} \right)_{\tau_e} d\tau_e \quad (22a)$$

2.6 Die Konsistenzbedingung

Soll die Zustandsgleichung $\dot{a} = \dot{a}(\tau_e, T)_S$ gelten, dann muß sein :

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta T}\right)_{\tau_e} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_e}\right)_{\dot{a}/\dot{a}_0} \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}\right)_T = -1 \equiv K'_Z \quad (23a)$$

Diese Beziehung ist die sogenannte Konsistenzbedingung der thermischen Aktivierungsanalyse. Als eine Konsequenz von Gl. (23a) ergibt sich die notwendige Bedingung:

$$\Delta H_{\dot{a}} = \Delta H_{\tau_e} \quad (23b)$$

die eine Verknüpfung von Gl. (16a) mit Gl. (17) darstellt. Wird in Gl. (23b) ΔH_{τ_e} durch ΔH_{τ_a} ersetzt, so folgt aus Gl. (23a) unter Anwendung der Ansätze Gl. (1)

$$\tau_i = f(T, \tau_a)$$

und

$$\frac{\delta}{\delta \tau_e} = \frac{\delta}{\delta \tau_a} - \frac{\delta}{\delta \tau_i}$$

die Beziehung

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a}\right)_T \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T}\right)_{\dot{a}} \left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}}\right)_{\tau_a} = -K'_Z = \frac{L}{P_Z} \left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}}\right)_{\tau_a} \left[\left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta T}\right)_{\tau_a} + \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a}\right)_T \cdot X \right] + \frac{L}{P_Z} \left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}}\right)_{\tau_a} \cdot q = K_Z \quad (24) \end{aligned}$$

wobei $L=1$ für $\dot{a}_0 \neq \dot{a}$ und

$$P_Z = \frac{1 - \left[\left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a}\right)_T + \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T}\right)_{\tau_a} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_a}\right)_{\dot{a}} \right]}{1 - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a}\right)_T}$$

und

$$q = P_Z \bar{L}^{-1} \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \cdot \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta \tau_a} \right)_T - \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta T} \right)_{\tau_a} - \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta \tau_a} \right)_T \cdot X$$

$$X = \frac{\left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\tau_a}}{1 - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right)_T} \bar{L}^{-1} = 1 - \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_a} \right)_{\dot{a}} \left[\left(\frac{\delta \tau_a}{\delta \ln \dot{a}_o} \right)_{oT} \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta T} \right)_{\dot{a}, \tau_a} + \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta \tau_i} \right)_{\dot{a}, T} \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}, \dot{a}_o} \right]$$

Die linke Seite von Gl. (24) wird einzig von den äußeren Variablen τ_a , T , \dot{a} festgelegt. Sie kann als die Konsistenzbedingung der äußeren Variablen betrachtet werden. Auf der rechten Seite von Gl. (24) treten zusätzlich zu den äußeren noch die inneren Parameter τ_i , \dot{a}_o hinzu.

Der erste Term der rechten Seite von Gl. (24) wird im wesentlichen von den Funktionen

$$\tau_i = f(T)_{\dot{a}}$$

und

(25)

$$\tau_i = f(\tau_a)_T$$

bestimmt. Diese sind im Experiment meßbar. Für den Fall, daß $\tau_i \neq f(T)$, $\tau_i \neq f(\tau_a)$ ist $P_Z = 1$ und der erste Term der rechten Seite von Gl. (24) nimmt den Wert 1 an. In diesem Fall wird die rechte Seite der Gl. (24) einzig von dem verbleibenden Faktor

$$q = \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta \tau_a} \right)_T^{-1} - \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_o}{\delta T} \right)_{\tau_a}$$

bestimmt. Dieser enthält die Funktionen:

$$\dot{a}_o = f(T)_{\tau_a}$$

und

$$\dot{a}_o = f(\tau_a)_T$$

(25a)

Im allgemeinen sind diese Funktionen und somit auch q experimentell nicht bestimmbar; d.h. eine experimentelle Bestätigung der Gl. (23a) kann nur erbracht werden, wenn $q = 0$. Dies trifft zu, wenn

\dot{a}_0 weder von der Temperatur noch von τ_a abhängt oder \dot{a}_0 von beiden Variablen τ_a , T abhängt, wobei gilt

$$\frac{\left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta \tau_a}\right)_T}{\left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta T}\right)_{\tau_a}} \left[P_Z \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T}\right)_a^{-1} - X \right] = 1 \quad (26)$$

Für die in dieser Beziehung enthaltenen partiellen Differentialquotienten der äußeren Variablen τ_a , T gilt erfahrungsgemäß

$$\left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T}\right)_a < 0$$

und

$$a \text{ b s } \left\{ P_Z^{-1} \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T}\right)_a \right\} \gg X$$

Dann ist die linke Seite von Gl. (26) positiv, wenn gilt:

$$\left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}_0}\right)_{\tau_a} > 0 < \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta \tau_a}\right)_T$$

In diesem Fall ist die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit von \dot{a}_0 gegenläufig.

Ist jedoch \dot{a}_0 nur von einer der Variablen T , τ_a abhängig, so gilt aufgrund von Gl. (24)

$$|K_Z| < 1$$

$$K_Z \neq f(T)$$

unter den nachstehenden Bedingungen:

$$\text{a) } \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta T} \right)_{\tau_a} = \text{konst} > 0, \dot{a}_0 \neq f(\tau_a)$$

oder alternativ

$$\text{b) } \left(\frac{\delta \ln \dot{a}_0}{\delta \tau_a} \right)_T = \text{konst} > 0, \dot{a}_0 \neq f(T)$$

wobei in beiden Fällen die zusätzlichen Bedingungen

$$\left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \neq f(T) \text{ und } \left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta T} \right)_{\tau_a} \neq f(T)$$

zu erfüllen sind. Im allgemeinen Fall $\dot{a}_0 = f(T, \tau_a)$ ist demzufolge

$$K_Z = f(T)$$

Eine Experimentelle Überprüfung über die Erfüllung der Konsistenzbedingung erlaubt somit die Klärung wichtiger Fragen wie

Ist eine Zustandsgleichung existent?

Welche Parameter sind erforderlich zur eindeutigen Beschreibung des plastischen Verhaltens?

Ist die additive Überlagerung von τ_e mit τ_i zulässig?

Ist \dot{a}_0 eine echte Modellkonstante?

3. Versuchsführung und Versuchsauswertung

3.1 Der Spannungsrelaxationsversuch (SRV)

Dieser Versuch wird durchgeführt, indem die bei konstanter Temperatur befindliche Probe zunächst in der Regel einer Verformung unterworfen wird. Wird im dynamischen Zugversuch dann bei einem bestimmten Spannungswert σ_0 die Querhauptbewegung angehalten, so erhält man ab diesem Zeitpunkt ($t = 0$) ein zeitliches Abklingen der Spannung $\sigma(t)$ σ_0, ϵ_0 , das als Spannungsrelaxation bezeichnet wird (s. Abb. 2c)¹⁺. Die Probe ist dabei einer plastischen Verformung Δl_P^S unterworfen. Diese ist bedingt durch einen Abbau der in der Maschine und Probe gespeicherten elastischen Verformung Δl_e^M bzw. Δl_e^S . Eine plastische Verformung der Maschine findet nicht statt. Für ihre elastische Dehnungsänderung $d l_e^M$ gilt²⁺:

$$d l_e^M = h \cdot dP \quad (27)$$

Darin bedeutet h die Steifheit der Verformungsapparatur und dP die Belastungsänderung. Im allgemeinen treten beim Spannungsrelaxationsversuch nur geringe Belastungsänderungen $\Delta P = P_0 - P(t)$ auf. Somit kann davon ausgegangen werden, daß annähernd gilt

$$h \neq f(\Delta P)$$

Andererseits gilt nun für die elastische Probenlängenänderung:

1+ Tatsächlich bleibt annähernd die Probenlänge konstant. Die plastische Verformung der Probe entspricht der elastischen Rückdehnung der Probe und des Zuggestänges.

2+ Für h ergab die experimentelle Bestimmung den Wert

$$h = 1,8 \cdot 10^4 \text{ mm/kp}$$

$$d l_e^S = \frac{l^S}{EF} \left(1 + \frac{\theta}{E}\right) dP \quad (27a)$$

$l^S \dots$ Probenlänge

$\theta = \left(\frac{d\sigma}{d a}\right)_a \dots$ Verfestigungskoeffizient des Probenwerkstoffes

Hierbei ist E der Elastizitätsmodul des Probenwerkstoffes und F der Querschnitt der Probe. In Gl. (27a) ist ferner, durch den Klammerausdruck, die Verfestigung des Probenwerkstoffes infolge ihrer plastischen Verformung um $d l_P^S$ mit berücksichtigt; und es ist

$$d\sigma_o = \frac{d P_o}{F} = \frac{\theta}{l^S} d l_P^S$$

Dies entspricht einer Probenlängenänderung von

$$\Delta l_v^S = \frac{l^S}{E} d\sigma_o = \frac{\theta}{E} d l_P^S$$

die ein Teil der elastischen Verformung der Probe kompensiert. Gemäß diesen Erörterungen setzt sich die Querhauptverschiebung aus den Anteilen /9/:

$$dy = d l_P^S + (d l_e^M + d l_e^S) \quad (27b)$$

zusammen.

Für den Fall der Spannungsrelaxation gilt nun $dy = 0^{1+}$. Berücksichtigt man dies und substituiert man Gl. (27) und Gl. (27a) in Gl. (27b), so erhält man bei anschließender Differentiation nach dt für die plastische Ableitgeschwindigkeit der einkristallinen Probe die Beziehung:

1+ Die Gesamtlänge von Probe und Zugestänge bleibt während der Spannungsrelaxation konstant.

$$\dot{a} = K_R \left(\frac{\delta \sigma_a}{\delta t} \right)_T$$

$$K_R = \left(\frac{1}{E} + \frac{F}{h l^2 S} \right) (\cos X \cos \lambda)^{-2} \cdot K_V \quad (28)$$

$$K_V = 1 + \frac{\Theta}{E} \quad \text{und für } \Theta \ll E \rightarrow K_V = 1$$

Dabei gilt für das zeitliche Abklingen der Spannung σ :

$$\sigma(t) = \sigma_0 - K'_R \int_0^t \dot{a}(\sigma) dt$$

σ ... Normalspannung der Probe

$\cos X \cos \lambda$... Schmidtfaktor

F_d ... mittlere von den Versetzungen auf den aktiven Gleitebenen überstrichene Fläche /11/

n_a ... Zahl der zu einem bestimmten Zeitpunkt betätigten Gleitebenen

d ... senkrechter Abstand der Gleitebenen

l_a ... aktive Gleitlänge des Kristalls /11/, $l_a = \frac{n_a F_d d}{F}$

Daraus ergibt sich für \dot{a} die aus der Maschinenaufzeichnung auswertbaren Form:

$$\dot{a} = \frac{\zeta V'_R}{F_0} \left(1 + \beta \frac{X}{l_0} \right) \left(\frac{1}{E} + \frac{F_0}{h l_0^2 (1 + \beta x/l_0)^2} \right) \cdot R' \quad (28a)$$

$$R' = \frac{1 + \frac{\Theta}{E}}{(\cos(X) \cdot \cos(\lambda))^2} \frac{1}{l_a} \frac{dy}{dx'}$$

x' ... Abszissenwert im Kraft-Verlängerungsdiagramm /mm/

V'_R ... Papiervorschub bei SRV /mm/

- ζ ... $\frac{\text{Kraftme\ssbereich}}{\text{Schreiberbreite}}$
 β ... $\frac{\text{Verformungsgeschwindigkeit}}{\text{Papiervorschub bei der plastischen Verformung}}$
 y ... Ordinatenwert im P-l-Diagramm /mm/
 x' ... Abszissenwert in der P-t-Aufzeichnung /mm/

Gl. (28) ist die Grundgleichung der Relaxation. Sie verdeutlicht, da\ss die Spannungsabhängigkeit der Verformungsrate sich aus der Messung des zeitlichen Abfalls der Spannung im Intervall zwischen σ_0 und dem Endwert σ_i in einem Versuch erfassen läst. Und zwar wegen der sehr kleinen Gesamtdehnung während der Messung, da $(\Delta\sigma(t)/E)$ und $(\Delta\sigma(t)/h) \ll 1$ ist, und bei Beschränkung auf kurze Me\sszeiten bei praktisch gleichbleibender Struktur des Materials, d. h. bei Abwesenheit von Erholungsvorgangen gilt somit während der Spannungsrelaxation $(\delta\tau_i / \delta t)_T = 0$, $\tau_i \neq f(t)_{\sigma_0, \epsilon_0}$ und $S = \text{konst.}$ In diesem Falle ist dann gema\ss Gl. (2b) $(\delta\sigma_a / \delta t)_{\sigma_0}$ durch $(\delta\sigma_e / \delta t)_{\sigma_0}$ zu ersetzen. Unter dieser Bedingung ist dann $\dot{a}(\tau_e)$ bei Kenntnis der inneren Spannungen aber auch der Funktion $l_a = f(a)$ aus $\dot{a}(\tau_a)$ (d. h. $\sigma_a(t)_{\sigma_0}$) berechenbar.

Im Hochtemperaturbereich, wo sich durch das Wechselspiel zwischen Verfestigungs- und Erholungsvorgangen ein dynamisches Gleichgewicht einstellt, ist $(\delta\tau_a / \delta t)_T = (\delta\tau_e / \delta t)_T$ in Gl. (28) durch

$$\left(\frac{\delta\tau_a}{\delta t}\right)_T = \left(\frac{\delta\tau_e}{\delta t}\right)_T + \left(\frac{\delta\tau_i}{\delta t}\right)_T$$

zu ersetzen. Dabei ist die Gro\ss e $(\delta\tau_i / \delta t)_T = f(t)$ sowohl von der Theorie als auch vom Experiment her schwer zu erfassen. Überschlägige Berechnungen von /13/ zeigen jedoch, da\ss mit zunehmender Relaxationszeit das dynamische Gleichgewicht einem stationären Zustand zustrebt. Für $1/t \rightarrow 0$ geht somit ebenfalls $(\delta\tau_i / \delta t)_T$ sehr schnell gegen null.

Wie schon zuvor erörtert wurde, setzt die Berechnung von $\dot{a}(\tau_e)$ gema\ss Gl. (28) auch die Kenntnis der Verformungsabhängigkeit der akti-

ven Gleitlänge des Kristalls /11/ voraus. Falls jedoch für $l_a = f(a)$ gilt

$$l_a \neq f(a)$$

so kann $\dot{\epsilon}$ (τ_e) gemäß Gl. (28) bis auf einen konstanten Faktor berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde $l/l_a = 1$ gesetzt. Mit systematischen Fehlern bei der Auswertung mit Gl. (28) muß bei geringen Relaxationszeiten gerechnet werden. Und zwar deshalb, weil kurz nach Abstellen des Antriebes der Maschine ein Nachlaufen bzw. Pendeln des Querhauptes auftreten kann. In diesem Fall ist also die Voraussetzung $dy/dt = 0$ für Gl. (28) nicht oder nur näherungsweise erfüllt. Eine Untersuchung dieses Umsteuerungseffektes an einer ähnlichen wie der hier verwendeten Verformungsapparatur /12/ ergab, daß mit dem Auftreten dieser Umsteuerungseffekte für $t \ll 3$ s zu rechnen ist.

3.2 Geschwindigkeitswechselfersuch (GWV)

Neben den SRV wurden zusätzlich auch sprunghafte Verformungsgeschwindigkeitsänderungen im dynamischen Zugversuch durchgeführt. Wie schon in Abschnitt 2.3 erörtert, wird bei dieser Versuchsführung bei einer augenblicklichen Änderung von \dot{a} die Spannungsänderung $\Delta\tau_a$ verfolgt. Der GWV liefert somit den Differentialquotienten

$$\left(\frac{\Delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\Delta \tau_a} \right)_T$$

Im allgemeinen Fall ist nun anzunehmen, daß τ_a abhängig ist von T , τ_e , τ_i . Somit erhält man für $d\tau_a$ bei $T = \text{konst.}$:

$$d\tau_a = \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta \tau_e} \right)_{\tau_i} d\tau_e + \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta \tau_i} \right)_{\tau_e} d\tau_i$$

Die Substitution dieser Beziehung in $\left(\frac{\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T$ ergibt:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T = \left(\frac{\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\delta \tau_a} \right)_T \frac{1}{\left(\frac{\delta \tau_e}{\delta \tau_a} \right)_{\tau_i} + \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta \tau_i} \right)_{\tau_a} \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right)_{\tau_e}} \quad (29)$$

Soweit nun

$$\tau_i \neq f(\tau_a)_T$$

$$\tau_i \neq f(\tau_e)_T$$

zutrifft, wird $\left(\frac{\delta \tau_e}{\delta \tau_i} \right)_{\tau_a} = \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right)_{\tau_e} = 0$ und aus Gl. (29) folgt:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T = \left(\frac{\delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\delta \tau_a} \right)_T$$

bzw.

$$\left(\frac{\Delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\Delta \tau_e} \right)_T = \left(\frac{\Delta \ln \dot{a} / \dot{a}_0}{\Delta \tau_a} \right)_T$$

Setzt man nun den Quotienten $(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_o}{\delta \tau_e})_T$ dem entsprechenden Differentialquotienten gleich, so begeht man einen Fehler der Größe $(1 - W)$:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_o}{\delta \tau_e}\right)_T = W(\tau_e) \left(\frac{\Delta \ln \dot{a}/\dot{a}_o}{\Delta \tau_e}\right)_T$$

Dieser soll nun abgeschätzt werden:

Da gemäß Gl. (10) die Größe \dot{a}/\dot{a}_o von der Funktion $\Delta G(\tau_e)$ abhängt, gilt somit gleichfalls:

$$W = f(\Delta G(\tau_e))$$

Im Falle von $\Delta G \sim \ln \tau_e$, das häufig experimentell gefunden wird, erhält man für $W(\tau_e)$:

$$W = \frac{\Delta \tau_e}{\tau_e} \left(\ln \frac{2 + \frac{\Delta \tau_e}{\tau_e}}{2 - \frac{\Delta \tau_e}{\tau_e}} \right)^{-1} \quad (29a)$$

Ist $\Delta G \sim \tau_e^{-n}$, so wird:

$$W = -\frac{n \Delta \tau_e}{\tau_e} \left[\left(1 - \frac{\Delta \tau_e}{2 \tau_e}\right)^{-n} - \left(1 + \frac{\Delta \tau_e}{2 \tau_e}\right)^{-n} \right] \quad (29b)$$

Ist nun ferner m_e der auf τ_e bezogene Spannungsexponent:

$$m_e = \left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_o}{\delta \ln \tau_e}\right)_T \quad (29c)$$

so gilt für die relativen Spannungsänderungen $\Delta \tau_e / \tau_e$:

$$\frac{\Delta \tau_e}{\tau_e} = \frac{\ln \frac{\dot{a}_2}{\dot{a}_1} \frac{\dot{a}_{o1}}{\dot{a}_{o2}}}{m_e} \quad (29d)$$

Experimentell ergab sich, wie in Abschnitt 4.3 angeführt wird, annähernd $m_e \approx 5$ für $T = 300$ K. Setzt man diesen Wert in Gl. (29d) ein, so

folgt aus Gl. (29a) für W ein Wert von etwa:

$$W \approx 0,98$$

Dieser Wert verdeutlicht somit, daß im Falle der Gleichsetzung von

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T = \left(\frac{\Delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\Delta \tau_e} \right)_T$$

die Größe $(\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0 / \delta \tau_e)_T$ um rund 2 % zu groß bestimmt wird. Da mit fallender Temperatur m_e in der Regel ansteigt, wird gemäß Gl.

(29c) $\Delta \tau_e / \tau_e \rightarrow 0$. Aufgrund von Gl. (29a) gilt somit für den Tieftemperaturbereich:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta \tau_e} \right)_T \approx \left(\frac{\Delta \ln \ddot{a}/\ddot{a}_0}{\Delta \tau_a} \right)_T$$

3.3 Bestimmung der Konsistenzbedingung (KB)

Nach dem im vorangegangenen Teil 2.5 Erörterten, sind gemäß Gl. (24) nicht alle Faktoren, die zur Prüfung der KB erforderlich sind, meßbar. Experimentell ermittelbar davon ist nur die linke Seite in Gl. (24), bezeichnet mit K_Z und der erste Term der rechten Seite, im folgenden mit D bezeichnet. Zur Bestimmung von K_Z eignen sich nun folgende Methoden (Tab. 1):

- i) Kombination des SRV mit dem Kriechversuch. Nach Bestimmung der Kenngrößen $(\delta T / \delta \tau_a)_{\dot{a}}$ und $(\delta \tau_a / \delta \ln \dot{a})$ bei den Temperaturen T_j im SRV erfolgt die Bestimmung von $(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta T})_{\tau_a}$ im Kriechversuch.
- ii) Nach der Messung von $(\delta \tau_a / \delta T)_{T_j}$ im dynamischen Zugversuch wird $(\delta \tau_a / \delta \ln \dot{a})_{T_j}$ im SRV oder im Kriechversuch ermittelt. Die Größe $(\delta \ln \dot{a} / \delta T)_{\tau_{aj}}$ wird wiederum im Kriechversuch bestimmt.
- iii) Bestimmung aller Kenngrößen aus dem SRV:

Um verformungsbedingte Strukturänderungen zu vermeiden, wird eine Probe bei verschiedenen Temperaturen T_j nur bis zur Streckgrenze belastet und die Relaxationsfunktion $\sigma_a(t)$ bestimmt. Aus diesen wird dann zunächst mittels graphischer Differentiation der Differentialquotient $(\delta \ln \dot{a} / \delta \tau_a)_{T_j}$ bei T_j und τ_{aj} ermittelt. Bei der durch T_j und τ_{aj} festgelegten Verformungsgeschwindigkeit \dot{a}_j wird ferner die Spannung $\tau_{a(j+1)}$ bei der Funktion $\tau_a(t)_{T(j+1)}$ bestimmt. Daraus berechnet sich $(\Delta \tau_a / \Delta T)_{\dot{a}_j}$ zu:

$$\left(\frac{\Delta \tau_a}{\Delta T} \right)_{\dot{a}_j} = \left(\frac{\tau_{a(j+1)} - \tau_{a(j)}}{T_{(j+1)} - T_{(j)}} \right)_{\dot{a}_j}$$

Aus der gleichen Funktion $\tau_a(t)_{T(j+1)}$ wird nun bei τ_{aj} die Verformungsgeschwindigkeit $\dot{a}_{(j+1)}$ bestimmt. Für den restlich zu bestimmenden Differentialquotienten $(\Delta \ln \dot{a} / \Delta T)_{\tau_{aj}}$ gilt dann:

$$\left(\frac{\Delta \ln \dot{a}}{\Delta T} \right)_{\tau_{aj}} = \left(\frac{(\ln \dot{a})_{j+1} - (\ln \dot{a})_j}{T_{(j+1)} - T_j} \right)$$

Die Methoden i) - ii) zur Bestimmung der KB erfordern folgende Voraussetzungen:

Ermittlung sämtlicher Differentialquotienten an mehreren Prüflingen bei einer Verformung.

Ermittlung sämtlicher Differentialquotienten an einem Prüfling als Funktion der Verformung.

In beiden Fällen ist keine Gewähr für die aufgrund von Gl. (2a) zu fordernde Strukturkonstanz ($S = \text{konst.}$) gegeben (vgl. Ziffer 1. und 5.4). Diese ist jedoch eine wesentliche Voraussetzung für die Prüfung von Gl. (24). Die unter iii) angeführte Methode erlaubt jedoch die Ermittlung aller Differentialquotienten unter den Bedingungen:

- i) Einer Versuchsführung und einer Probe. Damit werden unkontrollierbare äußere Einflüsse ausgeschaltet.
- ii) An einem Verformungswert und somit bei weitgehend einheitlicher Struktur. Die Verformung nimmt bekanntlich Einfluß auf Struktur-faktoren wie Versetzungsstruktur (Dichte, Verteilung), Fremdstoffverteilung usw., die gemäß den Erörterungen in Ziffer 5.4 S zum Teil beinhaltet.
- iii) Möglichkeit der exakten Bestimmung des Differentialquotienten $(\delta \ln \dot{a} / \delta \tau_a)_T$.

Aussagen über die Existenz einer Zustandsgleichung hängen von der Möglichkeit der Bestimmung von K_Z und D ab. In K_Z treten die partiellen Differentialquotienten der äußeren Variablen τ_a , T , \dot{a} auf. Im allgemeinen sind jedoch nur deren Differenzenquotienten bestimmbar. Bei Gleichsetzung der Differenzen- mit den Differentialquotienten begeht man einen Fehler der Größe $(1 - W_{KB})$:

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta T}\right)_{\tau_a} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_a}\right) \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta \ln \dot{a}}\right)_T = W_{KB} \left(\frac{\Delta \ln \dot{a}}{\Delta T}\right)_{\tau_a} \left(\frac{\Delta T}{\Delta \tau_a}\right) \left(\frac{\Delta \tau_a}{\Delta \ln \dot{a}}\right)_T \quad (30)$$

Aufgrund von Gl. (10) ist W_{KB} abhängig von $\Delta G(\tau_e)$. Für den Fall einer logarithmischen Spannungsabhängigkeit von ΔG , die häufig experimentell beobachtet wird, erhält man für W_{KB} :

$$W_{KB} = \left[1 + \frac{\Delta T}{T} \left(\frac{\ln \dot{a}/\dot{a}_0}{2 m_a} - \frac{\Delta T}{4 T} \right) + \frac{1}{18} \left(\frac{\Delta \tau_a}{\tau_a} \right)^2 \right]^{-1} \quad (30a)$$

Andererseits wird für den Fall von $\Delta G \sim \tau_e^{-n}$:

$$W_{KB} = \left(1 + \frac{\Delta T}{T} \frac{\Delta \tau_a}{\tau_a} \right) \frac{\left[1 - \left(\frac{\Delta T}{2 T} \right)^2 \right]^{1 - \frac{1}{n}} \cdot \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{2 T} \right)^{\frac{1}{n}} - \left(1 - \frac{\Delta T}{2 T} \right)^{\frac{1}{n}} \right]}{\left(1 - \frac{\Delta \tau_a}{2 \tau_a} \right)^{-n} - \left(1 - \frac{\Delta \tau_a}{2 \tau_a} \right)^{-n}}$$

Aus Gl. (30a) ist zu entnehmen, daß Genauigkeit, mit der K_Z bestimmt werden, neben m_a von den relativen Änderungen $\Delta T/T$ bzw. $\frac{\Delta \tau_a}{\tau_a}$ abhängt. Da in der Regel gilt:

$$\frac{\ln \dot{a}/\dot{a}_0}{2 m_a} \gg \frac{\Delta T}{T} > 0$$

folgt aus Gl. (30a):

$$W_{KB} > 0$$

Dies verdeutlicht, daß für $\Delta \tau_a = \delta \tau_a$, $\Delta T = \delta T$, $\Delta \dot{a} = \delta \dot{a}$ die KB stets kleinere Werte liefert als $|1|$. Eine Abschätzung von W_{KB} ergibt für die hier zutreffenden Bedingungen $\Delta T \approx 10$ K, $\dot{a}_2/\dot{a}_1 \approx 10$, $T = 300$ K, $m_a \approx 5$

$$W_{KB} \approx 1.14$$

Somit wird gemäß Gl. (30a) die Größe K_Z gegenüber jenem Wert, der sich bei Existenz von Gl. (2) ergibt, um rund 14 % verringert. Da $\Delta T/T$

und im allgemeinen auch m_a mit T abfällt, ist zu erwarten, daß sich W_{KB} zu tieferen Temperaturen hin verkleinert. Für $T = 200 \text{ K}$ ist $m_a \approx 10$ und bei sonst gleichen Bedingungen ($\Delta T, \ddot{a}_2/\ddot{a}_1$) wird

$$W_{KB} \approx 1.11$$

Eine weitere Fehlerquelle bei der Prüfung der Konsistenzbedingung entsteht bei der Ermittlung des Faktors D . Gemäß den Erörterungen in Ziffer 3.3 ist in D die Abhängigkeit $\Delta\tau_i = f(\Delta\tau_a, \Delta T)$ infolge plötzlicher Änderung von τ_a bzw. T enthalten. Diese Funktion $\Delta\tau_i = f(\Delta\tau_a, \Delta T)$ ist in der Regel experimentell schwer zu erfassen. Bezeichnet t die Zeit nach erfolgter Änderung von $\Delta\tau_a$ bzw. ΔT , so wird für $t \gg 0$ die Funktion $\Delta\tau_i(t)$ in einen stationären Wert einmünden. Experimentell ist in der Regel nur dieser bestimmbar, also $\Delta\tau_i(t \gg 0)$. Im Falle einer Zeitabhängigkeit von $\Delta\tau_i$ kann also $\Delta\tau_i$ nur dann sicher erfaßt werden, wenn $\Delta\tau_i(t)$ sehr schnell einem Sättigungswert zustrebt.

4. Experimenteller Teil

4.1.1 Versuchsmaterial

a) Vielkristallines Material

Als Ausgangsmaterial zur Herstellung von vielkristallinen Vanadinproben dienten zylindrische Vanadinstäbe ($d = 10 \text{ mm } \emptyset$) der Reinheit

200 Gew. ppm O_2

340 Gew. ppm N_2

530 Gew. ppm C

3000 Gew. ppm Y

Mittels Rundhämmern wurde der Durchmesser dieser Rundstabrohlinge auf etwa 6 mm verringert. Daraus wurden schließlich Zugproben nach der in Abb. 1a dargestellten Form hergestellt. Durch darauffolgende Rekristallisationsglühung bei $1000^\circ\text{C}/1 \text{ h}$ im Vakuum von 10^{-6} Torr stellte sich ein mittlerer Korndurchmesser von annähernd $50 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ ein. Die Konzentration an Fremdelementen in Vanadin blieb während dieses Herstellungsganges der Zugproben annähernd unverändert. Dies verdeutlicht Tab. 2, in der das Ergebnis der chemischen Analyse von den Elementen N_2 , O_2 , C, H_2 , Y der Prüflinge angeführt ist.

b) Einkristalle

Zur Herstellung von Einkristallen "geringer Reinheit" wurde das gleiche Ausgangsmaterial wie bei der Herstellung vielkristalliner Prüflinge verwendet. Ohne weiterer Reinigungsdurchführung wurden daraus die entsprechenden vielkristallinen Einsätze, wie im folgenden erläutert wird, für die Einkristallzüchtung hergestellt. Für die Erzeugung "hochreiner Einkristalle" ergab sich als Notwendigkeit, von einem bereits reinen Ausgangsmaterial auszugehen. Dazu schien das sogenannte "März - Grade - Vanadin" (Material Research Corporation) als geeignet. Dieses war

elektrolytisch gereinigt und hatte folgenden Gehalt an interstitiellen Fremdelementen:

250 Gew. ppm O₂
 1 Gew. ppm N₂
 4,5 Gew. ppm H₂
 23 Gew. ppm C

Mittels Rundhämmern wurde der Durchmesser der reinen Vanadinstabrohlinge auf zunächst 6 mm ϕ verringert. In dieser Form wurden diese Stabrohlinge einem weiteren Reinigungsprozeß mittels Zonenschmelzen unterworfen. Das Zonenschmelzen erfolgte dabei durch Elektronenstrahlschmelzen im Hochvakuum bis zu 10^{-9} Torr, bei einer Zonenwanderungsgeschwindigkeit von etwa 5 mm/min. Eine ausführliche Beschreibung des Zonenschmelzens findet man in /64/. Durch unterschiedliche Anzahl von Zonenreinigungsdurchgängen erreichte man einen unterschiedlichen Reinheitsgrad der Vanadinstabrohlinge. Und zwar dadurch, da mit der Anzahl der Zonenreinigungsdurchgänge das dabei erreichte Vakuum von anfänglich 10^{-6} auf minimal 10^{-9} (entspricht etwa 12 Durchgängen) abfiel. Zur Erreichung einer möglichst homogenen Verteilung von substitutionellen Verunreinigungen entlang der Stabachse erfolgte die Bewegungsrichtung der Schmelzzone jeweils entgegengesetzt zu jener der vorangegangenen.

Aus diesen zylindrischen Vanadinstabrohlingen (gereinigt (6mm ϕ) als auch nicht gereinigt (10 mm ϕ)) wurden durch Rundhämmern auf einen Durchmesser von 2 mm ϕ die entsprechenden Einsätze (Länge \approx 240 mm) für die Züchtung von Einkristallen hergestellt. Diese erfolgte gleichfalls in der Zonenschmelzapparatur unter Verwendung eines Keimeinkristalles bekannter Orientierung. Dazu wurde zunächst Keimeinkristall und Einsatzmaterial aneinandergeschweißt, wobei anschließend die Zonenschmelzung (Einkristallzüchtung) im Keimeinkristall gestartet wurde.

Die Züchtung des Einkristalles erfolgte dann in einem einzigen Zonen-
durchgang in Aufwärtsbewegung der Schmelzzone bei einer Zonenwan-
derungsgeschwindigkeit von etwa 5 mm/min. Unter diesen Bedingungen
war die Stabilität der Schmelzzone gesichert. Dadurch und durch Ver-
wendung maßgenauer Einsatzstäbe war die erreichte Durchmesserände-
rung des Kristalls innerhalb einer Länge von ca. 30 mm kleiner als
 ± 0.03 mm. Zur Beseitigung von Verunreinigungen an der Oberfläche
(Erreichung einer guten Oberflächengüte) wurde der Kristall abschlie-
ßend chemisch poliert. Dabei erreichte man eine gleichmäßige Abtra-
gung, so daß die Durchmesseränderungen ± 0.03 mm des Kristalls wei-
ter verringert werden konnte (± 0.02 auf einer Meßlänge von 30 mm).

Aus den Einkristallstäben (Länge ≈ 240 mm) wurden dann durch Schmel-
zung Zugproben der Länge ≈ 30.0 mm abgetrennt. Deren Enden wurden
im weiteren durch Schmelzung kugelförmig ausgebildet (Abb. 1b). Die
so entstandenen Zugproben konnten mit speziell dazu entworfener Kugel-
fassungen in einer Zugmaschine verformt werden.

Bei der abschließend durchgeführten chemischen Analyse der einzelnen
Kristalle wurden einzig die Elemente O_2 , N_2 , H_2 , C, quantitativ be-
stimmt. Das Ergebnis dieser Analyse ist aus Tab. 2 ersichtlich.

Die Orientierungsbestimmung der Kristalle erfolgte nach dem Laue-
Rückstrahlverfahren. Die Kristallorientierungen sind durch die Winkel
 χ_1 und λ_1 bzw. χ_2 und λ_2 festgelegt (Abb. 2a). Dabei bedeuten λ_1
und λ_2 die Winkel zwischen der Probenachse und der $/111/$ bzw. $\sqrt{111}/$
Gleitrichtung. Die Winkel χ_1 und χ_2 geben die Winkelabweichung der
Ebene mit maximaler Schubspannung von der (101) bzw. $(\bar{1}01)$ Ebene
an (Abb. 2a). Die Winkel ψ_1 und ψ_2 bestimmen die Abweichung der
Gleitebene von der $(\bar{1}01)$ bzw. (101) Ebene. Wie aus Tab. 3 zu entneh-
men ist, besitzen alle Kristalle mittlere Orientierung. Die Abweichun-
gen der Kristalle in den Winkeln λ_1 und χ_1 sind kleiner als $\pm 3^\circ$ bzw.
 $\pm 2,5^\circ$. Somit konnte infolge nahezu einheitlicher Orientierung ein
orientierungsbedingter Einfluß auf die plastischen Eigenschaften ver-
mieden werden.

4.1.2 Verformungsapparatur

Die Verformungsexperimente wurden an einer Verformungsapparatur der Firma Instron ausgeführt. Die Einstellung der Verformungstemperatur unterhalb von Raumtemperatur erfolgte mittels eines Kryostaten. Dessen Aufbau ist chematisch in Abb. 2d dargestellt:

Danach wurde die Probe mit dem Zugsystem in ein mit der Kühlflüssigkeit Ultratherm MC gefülltes Glas-Dewargefäß getaucht. Die Temperatur dieses Kühlbades, dessen Gefrierpunkt bei etwa 150 K lag, konnte mit einer ins Bad eintauchender Kühlspirale, in deren Zentrum die Probe plazierte war, auf einen festgesetzten Wert eingestellt werden. Diese Kühlspirale war ferner mit einem Metrathernostaten (gleichfalls gefüllt mit der Kühlflüssigkeit Ultratherm MC) verbunden, dessen Badtemperatur auf einen festgesetzten Wert eingeregelt wurde. Zur Kühlung des Thernostatbades wurde bis zur Temperatur von 213 K Trockeneis verwendet. Für darunterliegende Temperaturen (bis etwa 163 K) wurde das Thernostatbad mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Zu diesem Zwecke wurde am Boden des Thernostatgefäßes eine Kühlspirale angebracht, welche mit einem Stickstoff-Vorratsbehälter verbunden war. Die Kühlleistung bzw. Durchflußmenge des Stickstoffs wurde dabei über Druckänderungen im Stickstoff-Vorratsbehälter geregelt. Der erforderliche Druck in diesem Vorratsbehälter wurde mittels einer in Stickstoff eintauchender Heizspirale aufgebaut und über eine Druckablaßventilsteuerung geregelt. Zur Vermeidung größerer Temperaturgefälle im Kühl- und Thernostatbad wurden beide einer Zirkulation unterworfen.

Für Verformungstemperaturen oberhalb von Raumtemperatur wurde ein Strahlungsvakuumofen verwendet. Das Vakuum lag bei etwa 10^{-6} Torr. Der Ofen war mit dem oberen Zuggestänge über eine Abdichtung fest verbunden. Mit dem unteren Zuggestänge wurde der Ofen zum Zwecke eines belastungsfreien Längenausgleichs mittels eines Federbalgs ge-

ringer Federkonstante abgedichtet. Die Temperatur wurde mittels eines Pt-Pt-Rh-Thermoelements direkt an der Probe abgegriffen und mittels eines Eurotherm-Reglers (Phasenanschnitt) geregelt.

Die Verwendung der Spannungsrelaxation unter $l_{\text{Probe}} + l_{\text{Maschin.}} = l_{\text{Zugsyst.}} = \text{konst.}$ als Versuchsführung stellte besondere Forderungen an die Temperaturkonstanz. Infolge der Konstanthaltung der Gesamtlänge des Zugsystems (von Kraftmeßdose bis zum unteren beweglichen Querhaupt der Zugmaschine) verursacht jegliche Temperaturänderung $(\Delta T / \Delta t)_{\text{Zugsyst.}}$ im Zugsystem eine Belastungsänderung $(\Delta P / \Delta t)_{\text{therm}}$. Diese durch Temperaturänderungen bedingte Belastungsänderung überlagert sich additiv mit jener, die infolge plastischer Verformung der Probe hervorgerufen wird. Gemäß $\dot{\epsilon} \sim \dot{P}_{\text{plastisch}} + \dot{P}_{\text{therm.}}$ (Gl. (28)) erfordert somit eine Ermittlungsgenauigkeit der plastischen Verformungsgeschwindigkeit von $\pm 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ bei $l_0/l_Z \approx 10^{-1}$, $\bar{\alpha}_Z \approx 10^{-5}$ eine Temperaturstabilität von etwa

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} \approx \dot{\epsilon}_{\text{therm}} \frac{l_0}{l_Z} \frac{1}{\bar{\alpha}_Z} = 10^{-7} \cdot 10^{-1} \cdot \frac{1}{10^{-5}}$$

$$\dot{\epsilon}_{\text{therm}} \sim \dot{P}_{\text{therm}}$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} \approx 6 \cdot 10^{-2} [\text{K min}^{-1}]$$

$\bar{\alpha}_Z$... ungünstiger thermischer
Ausdehnungskoeffizient

l_0 ... Probenlänge

l_Z ... Länge des Zugsystems

Über eine Zeitspanne von ca. 20 min. Dieser Wert konnte mit der verwendeten Kryo- und Ofeneinrichtung erreicht werden. Die Prüfung der Temperaturkonstanz erfolgte, indem die Abweichung einer aufgebrauchten geringen Belastung ($\tau \approx 0.3 \tau_a$) innerhalb einer Zeitspanne von 15 min verfolgt wurde. War diese geringer als $1 \cdot 10^7$ dyn, so wurde mit dem Experiment begonnen.

4.2 Die Fließspannung

4.2.1 Umrechnungsbeziehungen

Die Abhängigkeit der aktiven Gleitebenen von der Kristallorientierung verdeutlichen die $\psi(\chi)$ -Kurven (vgl. Ziffer 4.1.1 und /14/). Diese Abhängigkeit ist für Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt¹⁺⁾ in Abb. 2b gezeigt. Darin bedeutet die unterbrochene Gerade die Lage der Ebene mit maximaler Schubspannung. Die Abb. 2b verdeutlicht, daß die Gleitung in Vanadin bei Raumtemperatur annähernd auf den Ebenen mit maximaler Schubspannung mit Abweichungen in Richtung der (110) Ebene und (112) Ebene für $0 \leq \chi \leq 30$ bzw. $0 \leq \chi \leq -30$ erfolgt. Gemäß den in Tab. 3 angegebenen Orientierungen wurde aufgrund von Abb. 2b die äußere am Kristall angelegte Spannung σ_a und seine Verlängerung Δl auf das kristallographisch definierte Gleitsystem (110) /111/ in wahre Schubspannung τ bzw. Abgleitung a umgerechnet. Und zwar erfolgte dies unter Verwendung der Beziehungen nach Bowen et al. /32/. Danach gilt für Einfachgleitung:

$$a = \frac{\left[\left(\frac{1}{l_0} \right)^2 - \sin^2 \lambda_0 \right]^{\frac{1}{2}} - \cos \lambda_0}{\cos \chi_0}$$

und

$$\tau = \frac{P}{F_0} (\cos \chi_0) \left\{ \left[1 - \frac{l_0}{l} \right]^2 \sin^2 \lambda_0 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Erreicht die Kristallachse nach Verformung in Einfachgleitung die /001/ - /011/-Symmetrieebene (s. Abb. 2a), so wird das zu (110) /111/ konjugierte Gleitsystem mit dem primären spannungsmäßig gleichberechtigt. Erfolgt dann die weitere Gleitung an beiden Gleitsystemen zu gleichen Anteilen (Doppelgleitung), so bewegt sich die Kri-

¹⁺ Die Fremdstoffzusammensetzung entspricht derjenigen der Kristalle der Serie 28. /15/.

stallachse gemäß der Beziehung

$$\sin \beta = \frac{l_d}{l} \sin \beta_0 \quad (31a)$$

in Richtung /011/. In Gl. (31a) bedeutet β der Winkel zwischen Kristallachse und /011/, l die Probenlänge, wobei β_0 und l_d die entsprechenden Werte von β und l bei Einsetzen von Doppelgleitung bedeuten. Für die wahre Schubspannung bzw. Abgleitung im Falle von Doppelgleitung erhält man dann /32/

$$\tau = \frac{P}{F_0} \frac{1}{l_0} \frac{1}{\sqrt{3}} (\cos \beta) \cos (45 - \beta) \quad (31b)$$

bzw.

$$a = a_E + \sqrt{6} \ln \left(\frac{1 + \operatorname{ctg} \beta}{1 + \operatorname{ctg} \beta} \right) \quad (31c)$$

In Gl. (30c) bedeutet a_E den durch Einfachgleitung erreichten Abgleitungswert. Unter Berücksichtigung von Gl. (31a) - Gl. (31c) wurden nach dem theoretisch zu erwartenden Einsetzen von Doppelgleitung die gemessenen σ_a (Δl)-Abhängigkeit in τ_a (a) umgerechnet.

4.2.2 Die Verfestigungskurven

Das Ergebnis der gemessenen Verformungsabhängigkeit der Spannungs-komponenten τ_a , τ_c bei $T = \text{konst.}$ sind in Abb. 3a - 4b dargestellt. Dabei kennzeichnet τ_c jene sogenannte kritische (innere) Spannung, bei der nach stufenweisen Entlastung im SRV keine weitere Gleitung mehr erfolgt (es gilt $\dot{a} = 0$ bei $\tau_c = \tau_a / 6$). Bei Abwesenheit von entlastungsbedingten anelastischen Erscheinungen /30/ wird dann aufgrund von Gl. 10 $\tau_e = 0$, und man erhält ferner gemäß Gl. (2b) $\tau_i = \tau_c = \tau_a(\dot{a}=0)$. Bei weiteren Entlasten unter der Bedingung $\tau_a < \tau_c$ erfolgt sodann

eine Umkehr der Gleitrichtung, wobei $\dot{\epsilon} < 0$ gilt. Diese $\tau_{a,c}(a)$ -Abhängigkeiten sind einmal bei Raumtemperatur (Abb. 3a, b) und zum anderen bei $T = 193 \text{ K}$ (Abb. 4a) gemessen worden. Ferner wurde an einem einzelnen Kristall (23/3/4) die Verformung bei unterschiedlichen Temperaturen T_j durchgeführt (Abb. 4b). Und zwar erfolgte dies bei den Temperaturen T_j in Intervallen von $a_j \approx 0.1 - 0.2$, ausgehend von Raumtemperaturen zu tiefen Temperaturen hin. Alle in diesem Zusammenhang verformten Kristalle weisen annähernd gleiche chemische Zusammensetzung auf. Aus den $\tau_a(a)_T$ -Messungen ergeben sich folgende Feststellungen:

In Übereinstimmung mit /16/ erfolgt im Temperaturbereich von $T \geq 190 \text{ K}$ die Verfestigung in drei deutlich voneinander abgrenzbaren Bereichen. Im Tieftemperaturbereich $T < 190 \text{ K}$ fehlt, ähnlich dem Ergebnis der Verfestigungskurven an Ta /17/ und Nb /18/ der Bereich I¹⁺ der Verfestigungskurve. Bei $T = 300 \text{ K}$ erstreckt sich dagegen der Bereich I bis zu einer Verformung von $a_{II} = 0.45$. Die Ausdehnung des Bereiches I (a_{II}) wächst somit mit der Temperatur an. Diese ist im Gegensatz zu den Beobachtungen an kfz. Metallen und Legierungen /22/, wo a_{II} mit der Temperatur stark abfällt. Ein merklicher Verfestigungsanstieg im Bereich I ist nur bei höheren T zu verzeichnen ($\mu / \Theta_I \approx 8 \cdot 10^3$).

Die Ausdehnung des Bereiches II (a_{III} ²⁺) nimmt mit der Temperatur geringfügig zu. Dabei erreicht a_{III} bei $T = 300 \text{ K}$ einen Wert von etwa $a_{III} \approx 0.7$. Bei Raumtemperatur ist im Bereich II ein maximaler Verfestigungsanstieg μ / Θ_{\max} von etwa 790 - 855 zu beobachten. Die Temperaturabhängigkeit des maximalen Verfestigungsanstiegsfaktors μ / Θ_{\max} zeigt Abb. 4c für mittelorientiertes Vanadin. Sowohl chemische Zusammensetzung als auch die Orientierung dieser Kristalle unter-

¹⁺ Dieser Bereich kennzeichnet den anfänglichen verhältnismäßig flachen Teil der Verfestigungskurve.

²⁺ Bezeichnet den am Bereich I anschließenden steileren, aber ebenfalls linearen Mittelteil der Verfestigungskurve (VK).

scheiden sich gemäß Tab. 4 nur geringfügig. In Abb. 4c sind ferner neben $(\mu / \Theta_{\max})_Z$, welche aus der Zugverformung gewonnen wurden, die maximalen Verfestigungsanstiegsfaktoren bei Druckverformung angeführt. Aus Abb. 4c ergibt sich folgende Schlußfolgerung:

Die Größe (μ / Θ_{\max}) nimmt mit der Temperatur bis zu etwa $T = 300$ K kontinuierlich ab. Im darauf anschließenden Bereich $300 \text{ K} \leq T \leq 400 \text{ K}$ ist μ / Θ_{\max} annähernd unabhängig von T . Im Bereich von $T \geq 400 \text{ K}$ zeichnet sich dann ein leichter Anstieg von μ / Θ_{\max} mit T ab.¹⁺ Der Faktor μ / Θ_{\max} ist bei Zugverformung größer als bei Druckverformung. Dies entspricht den Beobachtungen an Nb- und Nb-Mo-Kristallen /65/, die gleichfalls zeigten, daß gilt

$$\Theta_{\text{II Zug}} < \Theta_{\text{II Druck}}$$

Die Ausdehnung des Bereiches III²⁺ wächst mit zunehmender Temperatur auf Kosten des Bereiches II. Dabei bleibt $\tau_{a \text{ III}}$ der den Beginn dieses Bereiches kennzeichnet, annähernd unabhängig von T ³⁺.

Die gemessenen $\tau_c(a)_{T_j}$ -Abhängigkeiten (Abb. 3a - 4b) entsprechen im untersuchten Temperaturbereich von $193 \leq T_j \leq 300 \text{ K}$ im wesentlichen den $\tau_a(a)_{T_j}$ -Verläufen. Es gilt also annähernd:

$$\left(\frac{d \tau_a}{d a} \right)_a \approx \left(\frac{d \tau_c}{d a} \right)_a$$

Gemäß Gl. (2b) ist

$$\Theta_a = \left(\frac{d \tau_a}{d a} \right)_a + \left(\frac{d \tau_e}{d a} \right)_a = \Theta_i + \Theta_e \quad 4+ \quad (31d)$$

¹⁺ Im Gegensatz dazu ist bei kubisch flächenzentrierten Metallen und Legierungen $(\mu / \Theta_{\text{II}})$ unabhängig von T und hat ungefähr den Wert 300 /40/.

²⁺ Der allmählich flacher werdende und schwach gekrümmte Kurventeil, der im Anschluß an den beiden anderen Kurventeilen der VK folgt, wird mit Bereich III bezeichnet.

³⁺ Im Gegensatz dazu beobachtet man bei k. f. z. -Metallen ein Anstieg von $\tau_{a \text{ III}}$ mit der Temperatur /29/.

⁴⁺ Θ_i, Θ_e bedeuten die Verfestigungsanstiege infolge zunehmender thermischer Aktivierungsprozesse bzw. infolge innerer Spannungen.

Soweit τ_c die langreichweitigen inneren Spannungen beinhaltet, führt dieser experimentelle Befund zur wiederholt bestätigten Feststellung, daß die Verfestigung im wesentlichen durch athermische Vorgänge verursacht wird /66/.

4.2.3 Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung (KSS)

Zur Bestimmung der KSS wurde die erste Abweichung von der elastischen Gerade herangezogen. Das Ergebnis der gemessenen Temperaturabhängigkeit der KSS ist in Abb. 5a - 5d dargestellt. Die KSS wurde dabei in Temperaturintervallen von etwa $\Delta T \approx 10$ K von Raumtemperatur abwärts zu tiefen Temperaturen gemessen. Das Ergebnis dieser Experimente läßt sich wie folgt qualitativ zusammenfassen:

Im untersuchten Temperaturbereich von $77 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ steigt die KSS (Einkristalle) mit abnehmender Temperatur kontinuierlich an. Zu hohen Temperaturen hin mündet der $\tau_a(T)_a$ -Verlauf in einen Sättigungswert (Plateauspannung) ein.

Vergleichend zu den eigenen Ergebnissen an mittellorientiertem Vanadin ist in Abb. 4a gleichfalls der $\tau_a(T)_a$ -Verlauf für Kristalle der Eckorientierung /110/ und /211/ /67/ angeführt (Kurve 1a bzw. 1b in Abb. 5a). Dabei zeigt sich, daß der Temperaturverlauf von τ_a für mittellorientiertes Vanadin annähernd jenen der Eckorientierung /110/ entspricht. Dieser Befund ist neben dem Ergebnis der $\psi(\chi)$ -Kurve (Abb. 2b) ein weiterer Hinweis darauf, daß für /110/ und mittellorientierte Kristalle annähernd dieselben Gleitsysteme betätigt werden. Gemäß von Abb. 2b sind dies neben den Ebenen mit maximaler Schubspannung die (112) bzw. (110)-Ebenen.

Gleichfalls aus Abb. 5a - 5d ist die Fremdstoffabhängigkeit von $\tau_a(T)_a$ für einkristallines Vanadin zu entnehmen. Daraus folgt:

Erhöhung des Fremdstoffgehaltes bewirkt neben einem Anstieg der Fließspannung bei Raumtemperatur zusätzlich eine Änderung der Temperaturabhängigkeit von τ_a . Der Einfluß ist dabei im untersuchten Temperaturbereich nicht einheitlich. Oberhalb von etwa $T \geq 230$ K bewirkt eine Erhöhung des Fremdstoffgehaltes ein Anwachsen der Temperaturempfindlichkeit $(\delta\tau_a/\delta T)_a$. Bei Temperaturen von $T \leq 230$ K erfolgt durch Erhöhung des Fremdstoffgehaltes ein Abfall von $(\delta\tau_a/\delta T)_a$.

Das Ergebnis der gemessenen Temperaturabhängigkeit von τ_c ist aus Abb. 5b ersichtlich. Daraus folgt:

Unter Berücksichtigung der Bestimmungsgenauigkeit von τ_c ergibt sich kein prinzipieller Unterschied bezüglich des Fremdstoffeinflusses auf die Temperaturabhängigkeit von τ_c . Der Anstieg von τ_c um den Faktor $\approx 2,5$ von Raumtemperatur auf 77 K war für alle Einkristalle nahezu gleich. Der größte Teil des τ_c -Anstieges erfolgte gemäß Abb. 5b dabei im Temperaturbereich oberhalb von $T \geq 200$ K. Gemäß den Erörterungen in Ziffer 2 gilt im einfachsten Fall: $\tau_i \sim \mu(T)$. Im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit von μ /31/ ist die beobachtete $\tau_c(T)$ -Abhängigkeit im gesamten Temperaturbereich größer.

Vergleichend zu den eigenen Ergebnissen an V-Einkristall (Kurve 1b und 1a in Bild 5b, Kristall VB) sind in Kurve 2b der $\tau_c^G(T)$ -Verlauf von Fe-Einkristall /19/ mit etwa gleichem Verunreinigungsgrad wie bei Vanadin VB wiedergegeben. Im Falle von Fe wurden die τ_c^G -Werte vergleichsweise aus dem doppelten Geschwindigkeitswechselversuch /20/ (DGW) bestimmt. Zum Unterschied zu τ_c erfordert die Ermittlung von τ_c^G keine Umkehr der Gleitrichtung. Der insbesondere bei Fe-EK im Bereich von $T \leq 250$ K zu verzeichnende Anstieg von τ_c^G mit der Temperatur entspricht qualitativ den Messungen an V-EK.

Die gleichfalls an einem V - EK nach der DGW-Methode bestimmten τ_c^G -Werte liegen, ausgenommen des Wertes bei 208 K unterhalb des gemessenen $\tau_c(T)$ -Verlaufes. Ferner kann τ_c^G im Temperaturbereich von $77 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ annähernd als konstant angesehen werden.

Bei den gleichfalls durchgeführten τ_c -Messungen am Cu-EK mit geringem Verunreinigungsgrad konnte im Bereich von $77 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ keine Temperaturabhängigkeit von τ_c beobachtet werden (Kurve 3b in Abb. 5b). Dieser Befund entspricht somit den Beobachtungen an vielkristallinem Cu /21/.

Das Ergebnis der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze für vielkristallines Vanadin ist in Abb. 5c wiedergegeben. Daraus folgt:

Bei etwa gleichem Fremdstoffgehalt ist die Temperaturabhängigkeit von τ_a bei viel (Streckgrenze) und einkristallinem (KSS) Vanadin nahezu gleich. Die τ_c -Messungen an vielkristallinem V ergaben im Gegensatz zu einkristallinem Vanadin im untersuchten Temperaturbereich einen kontinuierlichen Anstieg von τ_c mit abnehmender Temperatur (vgl. Kurve 1b mit Kurve 3b in Abb. 5c).

Aus dem Vorangegangenen ergibt sich aus G. (2b) für die Temperaturabhängigkeit von τ_e das in Abb. 6a wiedergegebene Verhalten. Im oberen Teil der Abb. 6a wurde die $\tau_c(T)$ -Abhängigkeit nicht berücksichtigt. In diesem Fall wurde angenommen, daß gilt:

$$\tau_i \neq f(T) = \tau_{c300 \text{ K}}$$

Dagegen wurde im unteren Teil der Abb. 6a vergleichsweise dazu auch die $\tau_c(T)$ -Abhängigkeit mitberücksichtigt. In beiden Fällen ergibt der $\tau_e(T)$ -Verlauf ein qualitativ ähnliches Bild. Gleichfalls ist die Fremdstoffabhängigkeit von $\tau_e(T)$, die sich aus dem unteren und oberen Teil der Abb. 6a ergibt, vergleichbar und entspricht in qualitativer Art den

schon zuvor von $\tau_a(T)$ und $(\delta\tau_a/\delta T)_a = f(T)$ -Verlauf festgestellten Beobachtungen.

4.2.4 Der Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung

In diesem Abschnitt wird über den Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Spannungskomponenten berichtet. Die Verformung wurde jeweils bei $T = 300$ K durchgeführt. Ausgehend von $T = 300$ K wurden dann in Temperaturintervallen von etwa $\Delta T \approx 10$ K die τ_a bzw. τ_c -Werte abwärts bis auf $T = 178$ K gemessen. Das Ergebnis dieser experimentellen Untersuchung für einen Kristall mit mittlerem Verunreinigungsgrad ist in Abb. 7a wiedergegeben. Daraus ist zu entnehmen, daß die Verformung einen augenscheinlichen Einfluß sowohl auf $\tau_a(T)$ (Abb. 7a) als auch auf $\tau_c(T)$ (Abb. 7a) ausübt. Und zwar bewirkt die Verformung neben einem Anstieg der Spannungen τ_a eine Verringerung der Temperaturempfindlichkeiten $(\delta\tau_a/\delta T)_a$ bzw. $(\delta\tau_c/\delta T)_c$. Die Einflußnahme der Verformung auf die Temperaturempfindlichkeiten ist bei tiefen Temperaturen ausgeprägter. Im Bereich I der Verfestigungskurve ist dieser Einfluß am geringsten.

Anhand der $\tau_a(T)$ und $\tau_c(T)$ -Abhängigkeiten ergibt sich nach Gl. (2b) für die Temperaturabhängigkeit von τ_e der in Abb. 7b wiedergegebene Verlauf. Ähnlich wie in Abschnitt 4.2.3 wurde einmal davon ausgegangen, daß gilt:

$$\tau_c(T) \neq \tau_i(T) = \tau_{c_{300\text{ K}}} \neq f(T)$$

Zum anderen wurde vergleichsweise dazu ausgegangen, daß gilt (unterer Teil der Abb. 7b)

$$\tau_c(T) \approx \tau_i(T)$$

Beide Auftragungen lassen im wesentlichen die gleichen qualitativen Schlußfolgerungen zu. Und zwar entsprechen diese den schon vom $(\delta \tau_a / \delta T)_a = f(a)$ -Verlauf abgeleiteten Feststellungen, wonach τ_e und $(\delta \tau_e / \delta T)_a$ mit zunehmender Verformung abnimmt.

5. Thermische Aktivierungsanalyse

5.1 Die Aktivierungsfläche

Die Aktivierungsfläche wurde gemäß Gl. (14) sowohl aus dem Spannungsrelaxationsversuch (SRV) als auch aus dem Geschwindigkeitswechselversuch (GWV) ermittelt. Der Schwerpunkt der in diesem Abschnitt erörterten Untersuchungen lag in der Ermittlung der Verformungsabhängigkeit von ΔA . Als eine weitere Ergänzung dazu wurde auch der Fremdstoffeinfluß auf ΔA (τ_e) untersucht.

5.1.1 Die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche

Aufgrund der Definition des Spannungsexponenten m_e (Gl. 29c) folgt aus Gl. (13a) für das Aktivierungsvolumen $\Delta V = b \Delta A$

$$\Delta V = k T \frac{m_e}{\tau_e} \quad (13b)$$

Danach ist ΔV direkt proportional m_e / τ_e .

Für Vanadin mit unterschiedlichem Verunreinigungsgrad zeigt Abb. 8a den gemessenen $m_e(T)$ -Verlauf. In Abb. 8a sind vergleichend zu den eigenen m_e -Werten ferner die Werte /23/ eingetragen. Bei etwa gleichem Verunreinigungsgrad liegen diese Werte für $T < 100$ K oberhalb der eigenen Werte. Für $T > 100$ K sind jedoch beide $m_e(T)$ -Kurven annähernd vergleichbar. Aus Abb. 8a ist zu entnehmen, daß der Abfall von m_e mit steigender Temperatur nicht monoton ist. Innerhalb des Temperaturbereiches $150 \text{ K} \leq T \leq 240 \text{ K}$ ist die Ausbildung einer Erhöhung im $m_e(T)$ -Verlauf zu verzeichnen. Ähnliches, jedoch in weniger ausgeprägter Form, konnte gleichfalls bei Nb /24/ festgestellt werden.

Die Abb. 8b demonstriert die $\Delta V(\tau_e(T)_a)$ -Abhängigkeit. Dabei wurde Abb. 8b gemäß Gl. (13b) aus dem $m_e(T)$ -Verlauf gewonnen, indem die jeweiligen T_j -Werte durch die entsprechenden τ_{ej} -Werte ersetzt wurden. Demnach zeigt Abb. 8b eine Verschmelzung der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit von ΔV . Aus Abb. 8b ist bei qualitativer Betrachtung folgendes festzustellen:

ΔV fällt monoton mit wachsendem τ_e und erreicht bei $\tau_e = 2,5 \cdot 10^9 \text{ dyn/cm}^2$ etwa einen Wert von $\Delta V \approx 7 - 11 \text{ b}^3$. Aus Abb. 8a folgt ferner:

Im Bereich tiefer Temperaturen bewirkt zunehmender Fremdstoffgehalt in Vanadin keine Veränderungen im $m_e(T)$ -Verlauf. Im Gegensatz dazu ist bei hohen Temperaturen eine Fremdstoffabhängigkeit von $m_e(T)$ zu beobachten. Und zwar bewirkt zunehmender Fremdstoffgehalt generell einen Anstieg der $m_e(T_j)$ -Werte. Die Gegenüberstellung der Prüflinge der Serie 28 mit denen der Serie VB, die etwa gleichen Fremdstoffgehalt, jedoch unterschiedliche Fremdstoffzusammensetzung besitzen, ergibt folgendes:

Stickstoff bewirkt im Vergleich zu Sauerstoff einen um etwa 30 - 40 % größeren Anstieg von m_e . Zu dem gleichen Ergebnis führt der Vergleich der Prüflinge VK3 mit VK2. Beide Kristalle besitzen bei etwa gleichem Fremdstoffgehalt ein unterschiedliches O_2/N_2 -Verhältnis (0,46 bzw. 0,123). Jedoch der $m_e(T)$ -Verlauf des Kristalles VK3 liegt um etwa 20 - 30 % oberhalb desjenigen von VK2.

Ähnlich wie in Abb. 8a zeigt sich aus $\Delta V(\tau_e)$, daß im Bereich hoher Spannungen annähernd gilt:

$$\Delta A(\tau_e(T)_a) \neq f(\text{Fremdstoffgehalt})$$

Die zuletzt erörterte unterschiedliche Einflußempfindlichkeit der einzelnen Fremdelemente auf $m_e(T)$ bei höheren Temperaturen ist auch

aus dem $\Delta A(\tau_e(T)_a)$ -Verlauf in gleicher Weise zu entnehmen, d.h. N_2 trägt zu einer stärkeren Erhöhung des ΔV bei als O_2 .

5.1.2 Die Verformungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche

Die in diesem Zusammenhang durchgeführten Experimente konzentrieren sich einmal auf die Untersuchung der Verformungsabhängigkeit von ΔV bei konstanter T , d.h. $\Delta V(a)_T$; zum anderen auf die Untersuchung des Verformungseinflusses auf die Temperaturabhängigkeit von ΔV , d.h. $\Delta V(T)_a$ bzw. $\Delta V(\tau_e(T)_a)_a$.

5.1.2.1 Einfluß der Verformung auf die Temperatur- bzw. Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche

In Abb. 9a ist die Verformungsabhängigkeit von $m_e(T)$ dargestellt. Daraus zeigt sich, daß $m_e(T)$ mit zunehmender Verformung und Temperatur ansteigt. Die Einflußempfindlichkeit von a auf $m_e(T)$ ist dabei in den verschiedenen Bereichen der Verfestigungskurve unterschiedlich.

Im Bereich des maximalen Verfestigungsanstieges (Bereich II) ist die $m_e(T) = f(a)$ -Abhängigkeit am ausgeprägtesten. In den übrigen Bereichen zeigt sie sich als gering. Ferner folgt aus Abb. 9a, daß sich mit abnehmender Temperatur die $m_e(T) = f(a)$ -Abhängigkeit abschwächt. Daneben kommt es im Bereich I zur verstärkten Ausbildung der Erhöhung im $m_e(T)$ -Verlauf.

Aus $m_e(T)$ ist gemäß Gl. (13b) die $\Delta V[\tau_e(T)]_a$ -Abhängigkeit berechnet und in Abb. 9b dargestellt. Daraus folgt:

Im Bereich geringer Spannungen $\tau_e \leq 0,35 \cdot 10^9 \text{ dyn/cm}^2$ nimmt ΔV mit der Verformung zu. Daneben bewirkt in diesem Bereich zunehmende Verformung eine stärkere Spannungsabhängigkeit von ΔV , wobei

$$\left(\frac{\delta \left(\frac{\delta \Delta V}{\delta \tau_e} \right)}{\delta a} \right)_{\tau_e} > 0$$

im Bereich II einen Maximalwert erreicht.

5.1.2.2 Die Verformungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche bei T = konst.

Die infolge der plötzlichen Geschwindigkeitsänderung (GWV) $\Delta \ln \dot{a}$ bewirkte Spannungsänderung $\Delta \tau$ ist für einen einzelnen Prüfling in Abhängigkeit der Verformung in Abb. 10a angeführt. Daraus wurde gemäß Gl. (14) das Aktivierungsvolumen (ΔV^G) berechnet. Das Ergebnis davon in Abhängigkeit der Verformung zeigt Abb. 10b für T = 300 K. Neben diesen, aus dem GWV berechneten ΔV^G -Werten sind gleichfalls in Abb. 10b die ΔV^R -Werte aus dem SRV mitangeführt. Ein Vergleich dieser Werte zeigt, daß allgemein gilt:

$$\Delta V^R > \Delta V^G$$

Dabei ist die Verformungsabhängigkeit von ΔV^G im wesentlichen identisch mit ΔV^R (a). Abb. 10b läßt folgende Feststellung zu:

Im Bereich I der Verfestigungskurve gilt annähernd:

$$\Delta V \neq f(a)$$

Ein ähnliches Ergebnis ergaben Untersuchungen an vielkristallinem Vanadin /25/. Nach einem Ansteigen von ΔV mit a im Übergangsbereich I - II ist ΔV dann wiederum im Bereich III annähernd unabhängig von a.

Die Temperaturabhängigkeit von $\Delta V(a)_T$ bzw. $\Delta \tau(a)_T$ ist in Abb. 11a dargestellt. Die Verformung bei dieser Untersuchung wurde dabei an einem Prüfling, jedoch bei unterschiedlichen T_j durchgeführt. Und zwar

erfolgte dies bei den Temperaturen T_j in Intervallen von $\Delta a_j \approx 0.1 - 0.2$, ausgehend von Raumtemperaturen zu tiefen T hin. Diese Untersuchung läßt folgenden Schluß zu:

- a) Die Spannungsänderung $\Delta\tau$ infolge einer plötzlichen Änderung von $\Delta \ln \dot{a}$ (GWV) ist im Temperaturbereich von $300 \text{ K} \leq T \leq 180 \text{ K}$ im wesentlichen unabhängig von a .
- b) Eine Erhöhung der Abgleitgeschwindigkeit \dot{a} beim GWV um einen Faktor 10 bewirkt ein Ansteigen von $\Delta\tau$ um etwa 20 - 40 %. Dieser Anstieg ist ferner von der Temperatur abhängig. Da sich aber mit T auch τ_e ändert, bestehen für die Temperaturabhängigkeit von $\Delta\tau$ grundsätzlich die Möglichkeiten:

$$\Delta\tau = f(T) \tau_e$$

und

$$\Delta\tau = f(\tau_e(T))$$

Die Beantwortung der Frage, ob $\Delta\tau$ explizit oder nur implizit über $\tau_e(T)$ von T abhängt, ermöglichen die vorliegenden Ergebnisse nicht.

5.2 Die Aktivierungsenthalpie

Die Enthalpie ΔH_a wurde aus dem Spannungsrelaxationsversuch mittels Gl. (16) berechnet. Das Ergebnis der Temperaturabhängigkeit von ΔH_a für Vanadin mit hohem Verunreinigungsgrad ist in Abb. 12a dargestellt. Daraus folgt:

Im Tieftemperaturbereich steigt ΔH_a annähernd linear mit der Temperatur an, d. h. es gilt:

$$\Delta H \sim T \quad \text{für } T \leq 230 \text{ K}$$

Bei höheren Temperaturen strebt der $\Delta H (T)$ -Verlauf einem "konstanten Wert" zu. Dies entspricht qualitativ den Feststellungen an anderen k. r. z. -Metallen, nicht jedoch an vielkristallinem Mo /26/, W /26/ und einkristallinem Mo - (8, 25) Rh /27/, wo kein "Sättigungswert" beobachtet werden konnte. Ferner zeigt sich aus Abb. 12a bei höheren Temperaturen das Auftreten von großen Streuungen im $\Delta H (T)$ -Verlauf. Im weiteren verdeutlicht Abb. 12a den Einfluß der Verformungsgeschwindigkeit auf ΔH . Danach nimmt ΔH innerhalb des untersuchten \dot{a} -Bereiches von ca. 2, 5 Größenordnungen mit \dot{a} stetig zu. Dieser Effekt ist bei höheren Temperaturen ausgeprägter. Da gilt

$$\Delta H(\dot{a}) = (\ln \dot{a}/\dot{a}_0) k T - \frac{\Delta S}{k} \quad (32)$$

soweit

$$\begin{aligned} \dot{a}_0 &\neq f(\tau_e(\dot{a})_T, T) \\ \Delta S &\neq f(\tau_e(\dot{a})_T, T) \end{aligned} \quad (32a)$$

ΔH direkt von \dot{a} abhängen. Zuzufolge der Gl. (32) ist

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta \dot{a}} \right)_T = - \left[\frac{1}{\dot{a}} k T + \left(\frac{\delta \Delta S}{\delta \dot{a}} \right)_T \right]$$

proportional zur Temperatur und zu $1/\dot{a}$. Aus der Abb. 12a ist zu entnehmen, daß durch Temperaturerhöhung von $T = 77 \text{ K}$ auf $T = 200 \text{ K}$ $\Delta \Delta H / \Delta \ln \dot{a}$ wird. Gl. (32) liefert $\Delta \Delta H / \Delta \ln \dot{a} = T_2 / T_1 = 200 / 77 \approx 2.6$. Diese Übereinstimmung ist als gut zu werten und läßt darauf schließen, daß die Annahmen von Gl. (32a) in erster Näherung erfüllt sind. Im Gegensatz zu diesem Ergebnis konnte an vielkristallinem Ta, Ta-W und Ta - Nb /28/ keine $\Delta H(\dot{a})$ -Abhängigkeit festgestellt werden.

Die Spannungsabhängigkeit von ΔH ist in Abb. 12b wiedergegeben. Diese wurde aus der Abb. 12a erstellt, indem die T_j -Werte durch die entsprechenden τ_{ej} -Werte ersetzt wurden.

Demzufolge gibt Abb. 12b den kombinierten Spannungs- und Temperatureinfluß auf ΔH wieder; d.h. die Funktion $\Delta H(\tau_e(T)_a)$. Da nach Abb. 5a für $1/T \rightarrow 0$ ebenfalls $\tau_e \rightarrow 0$ muß, wenn $\Delta H(T)$ in einen "Sättigungswert" einmündet, dieser gleichfalls im $\Delta H[\tau_e(T)_a]$ -Verlauf auftreten.

Da für tiefe Temperaturen $\Delta H \sim T$ daraus und aufgrund von Gl. (32) folgt, daß die Enthalpie nicht explizit von der Temperatur abhängt, ist in diesem Bereich somit ΔH allein von τ_e abhängig, d.h. es gilt:

$$\Delta H = f(\tau_e)$$

Aus denselben Gründen gilt

$$\Delta s \neq f(\tau_e, T)$$

5.2.1 Der Fremdstoffeinfluß auf die Enthalpie

In Vanadin mit hohem Verunreinigungsgrad bewirken geringe Änderungen der Fremdstoffzusammensetzung keine merklichen Änderungen der Temperatur- bzw. Spannungsabhängigkeit der Enthalpie. Dieser Sachverhalt ergibt sich aus dem Vergleich der gemessenen Temperaturabhängigkeit von ΔH der Kristalle VK3 (Abb. 12a) und VK2 (Abb. 13b) einerseits und aus dem $\Delta H(\tau_e(T)_a)$ -Verlauf VK3 (Abb. 12b) und VK2 (Abb. 13b) andererseits. Gemäß Tab. 2 unterscheiden sich die Kristalle VK2, VK3 bei etwa gleichem Verunreinigungsgrad nur geringfügig in der Fremdstoffzusammensetzung. Für ΔH gilt nun:

$$\Delta H + b \int_0^{\tau_e} \Delta A d\tau_e = \Delta H_{(o)} + T(\Delta s - \Delta s_{(o)}) = \Delta H'_{(o)} \quad (33)$$

Nun ist $\Delta A(\tau_e)$, wie in Ziffer 5.1.1 erörtert, für Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt von der Fremdstoffzusammensetzung abhängig. Somit muß gleichfalls aufgrund von Gl. (33) $\Delta H_{(o)}$ und/oder Δs von der Fremdstoffzusammensetzung abhängen.

Die Extrapolation des $\Delta H(T)$ -Verlaufes auf $T = 300$ K, wo $\tau_e \approx 0$ ist, liefert Anhaltswerte für die "Stärke" des Hindernisses $\Delta H'_{(0)}$. Man findet für die Kristalle VK2, VK3 annähernd den selben Wert

$$\Delta H'_{(0)} \approx 0.7 \text{ eV}$$

Der Temperatur- bzw. Spannungsverlauf von ΔH ist abhängig vom Fremdstoffgehalt. Diese Feststellung ergibt sich aus der Gegenüberstellung der Ergebnisse von $\Delta H(T)$ für Vanadin mit hohem und mittlerem Fremdstoffgehalt. Die Ergebnisse für mittleren Fremdstoffgehalt (Kristalle der Serie VB) zeigt Abb. 14a bzw. 14b, die für hohe Fremdstoffkonzentrationen die Abb. 12b - 13b.

Im Tieftemperaturbereich $T < 200$ K wächst demnach die Enthalpie mit zunehmendem Fremdstoffgehalt. Bei höheren Temperaturen ($T > 200$ K) fällt ΔH mit steigendem Fremdstoffgehalt ab.

Gemäß Tab. 2 unterscheidet sich die Fremdstoffzusammensetzung von Vanadin mit mittlerem und hohem Fremdstoffgehalt, abgesehen von Yttrium, im wesentlichen durch den Stickstoffgehalt. Dabei ist bei Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt ferner zu berücksichtigen, daß Sauerstoff bzw. Stickstoff durch Bildung von Yttriumoxid bzw. -Nitrid zum Teil abgebunden wird.

5.3 Die Entropie

Zunächst wird auf die Bestimmungsmöglichkeiten der Differentialquotienten $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ und $(\delta \Delta s / \delta T)_{\tau_e}$ eingegangen. Diese sind berechenbar durch:

Substituiert man in Gl. (21a) für ΔA Gl. (13b), so erhält man für die Spannungsabhängigkeit von Δs bei $T = \text{konst.}$ die Beziehung:

$$\left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e} \right)_T = \frac{k}{\tau_e} \left(\frac{\delta [m_e(T) \cdot T]}{\delta T} \right)_{\tau_e} \quad (33)$$

Für $m(T)_{\tau_e} \cdot T \neq f(T)$ gilt somit gemäß Gl. (33):

$$\Delta s(\tau_e)_T = \text{konst.} \neq f(T)$$

oder

$$\Delta s(\tau_e)_T = 0$$

Infolge von $\tau_e(T)$ bewirkt eine Temperaturänderung dT selbst eine Spannungsänderung $d\tau_e$, so daß $(\delta m_e \cdot T / \delta T)_{\tau_e}$ bei $\tau_e = \text{konst.}$ in der Regel schwer zu ermitteln ist. Die Funktion $m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}] \cdot T$ ist jedoch einer experimentellen Bestimmung zugänglich. Diese stellt eine Verschmelzung des Temperatur- und Spannungseinflusses auf m_e dar. Die Größe $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ kann aus $m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}] \cdot T$ berechnet werden:

Da im allgemeinen $\Delta A(\tau_e, T, \dot{a})$ gilt, erhält man aus dem totalen Differential dA für $d\dot{a} = 0$ die Beziehung:

$$\left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T}\right)_{\dot{a}} = \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta \tau_e}\right)_T \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta T}\right)_{\dot{a}} + \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T}\right)_{\tau_e} \quad (34)$$

Durch partielle Differentiation von Gl. (13b) nach δT bei $\dot{a} = \text{konst.}$ ergibt sich für $(\delta \Delta A / \delta T)_{\dot{a}}$:

$$\left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T}\right)_{\dot{a}} = \frac{k}{b} \frac{\delta}{\delta T} \left(\frac{m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}] \cdot T}{\tau_e} \right)_{\dot{a}} \quad (34a)$$

Differenziert man weiter Gl. (32) und Gl. (13b) nach τ_e bei $T = \text{konst.}$, so erhält man für $(\delta \Delta A / \delta \tau_e)_T$:

$$\left(\frac{\delta \Delta A}{\delta \tau_e}\right)_T = \frac{1}{b T} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_e}\right)_{\dot{a}} \left[b \Delta A + T \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e}\right)_T \right] + \frac{\Delta H}{T} \frac{\delta}{\delta \tau} \left[\left(\frac{\delta T}{\delta \tau_e}\right)_{\dot{a}} \right]_T \quad (34b)$$

Substituiert man in Gl. (34b) und Gl. (34) für $(\delta \tau_e / \delta T)_{\dot{a}}$ Gl. (16a), so folgt aus Gl. (34), Gl. (34a) und Gl. (34b) die Beziehung:

$$\left(\frac{\delta [m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T]}{\delta T} \right)_{\dot{a}} = \frac{\tau_e}{k} \left\{ 2 \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e} \right)_T + \frac{b \Delta A}{T} \left[1 + \frac{\Delta H}{b \Delta A} \left(\frac{1}{\tau_e} + \left(\frac{\delta \ln \frac{b \Delta A T}{\Delta H}}{\delta \tau_e} \right)_{\dot{a}} \right) \right] \right\} \quad (35)$$

Daraus kann $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ anhand von $m_e [\tau_e (T) \dot{a}] = f(T)$ berechnet werden. Eine Gegenüberstellung von Gl. (35) mit Gl. (33) zeigt, daß für $\Delta A = \Delta H \rightarrow 0$ gilt:

$$\left(\frac{\delta (m_e (T) \cdot T)}{\delta T} \right)_{\tau_e} = \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta T} (m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T)_{\dot{a}} \quad (35a)$$

Näherungsweise gilt Gl. (35a) auch für $T \rightarrow 0$, da in diesem Falle in der Regel auch $m_e / \tau_e \rightarrow 0$. Da ΔA und ΔH mit zunehmender effektiver Spannung abfallen, kann somit in erster Näherung $\Delta A / \Delta H \neq f(\tau_e)$ angenommen werden. Damit ist

$$\left(\frac{\delta \ln (b T \frac{\Delta A}{\Delta H})}{\delta \tau_e} \right)_T \approx 0$$

Aus Gl. (35) und (33) folgt für $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$:

$$\left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e} \right)_T = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_e} k T \left[\left(\frac{\delta m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\delta T} \right)_{\dot{a}} - \frac{\Delta H}{T} \right] \quad (36)$$

Im Falle von $\Delta s(\tau_e)_T \neq f(T)$ muß dann gemäß Gl. (36) gelten:

$$T \left(\frac{\delta m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\delta T} \right)_{\dot{a}} = \frac{\Delta H}{k T} = \ln \dot{a}_o / \dot{a} + \frac{\Delta s}{k^2} \quad (36a)$$

Soweit:

$$\dot{a}_o \neq f(\tau_e, T)$$

$$\Delta s \neq f(T, \tau_e)$$

ist gemäß Gl. (32) $\Delta H \sim T$. In diesem Falle folgt aus Gl. (36a):

$$\frac{m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T}{T \ln T} \neq f(T) = \ln \dot{a}_o / \dot{a} + \frac{\Delta s(o)}{k^2}$$

Inwieweit die obigen Voraussetzungen erfüllt sind, kann mittels der Auftragung von $m_e [\tau_e (T) \dot{a}]$ über $T \cdot \ln (T)$ geprüft werden. Falls daraus folgt

$$\frac{m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\ln T} \neq f(T)$$

so kann folgende Aussage über $\Delta s (\tau_e, T)$ getroffen werden:

$$\Delta s \neq f(\tau_e)_T \text{ und } \Delta s \sim T \tau_e$$

gilt überdies noch

$$\frac{m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\ln T} \equiv \ln \dot{a}_o / \dot{a} + \frac{\Delta s(o)}{k^2}$$

so gilt nur:

$$\Delta s \neq f(\tau_e, T)$$

Für die Temperaturabhängigkeit von Δs bei $\tau_e = \text{konst.}$ gilt Gl. (21). Aus denselben Gründen wie schon eingangs erläutert wurde, ist gleichfalls die in Gl. (21) auftretende Größe $(\delta \Delta H / \delta T)_{\tau_e}$ experimentell schwer zugänglich. Leicht ermittelbar ist jedoch die Größe $(\delta \Delta H / \delta T)_{\dot{a}}$, die sowohl den Temperatur- und Spannungseinfluß auf ΔH enthält.

Daraus kann $(\delta \Delta s / \delta T)_{\tau_e}$ folgend bestimmt werden:

Da im allgemeinen $\Delta H (\tau_e, T, \dot{a})$, folgt aus dem totalen Differential $d \Delta H$ für $d \dot{a} = 0$ die Bedingung:

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T} \right)_{\dot{a}} = \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta \tau_e} \right)_T \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta T} \right)_{\dot{a}} + \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T} \right)_{\tau_e} \quad (37)$$

Substituiert man in Gl. (16a) Gl. (37), so wird ferner

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} = T \left(\frac{\delta \Delta S}{\delta T}\right)_{\tau_e} + \frac{\Delta H}{T} \left(1 + \frac{T}{b \Delta A} \left(\frac{\delta \Delta S}{\delta \tau_e}\right)_T\right) \quad (37a)$$

Gl. (37a) zeigt, daß $(\delta \Delta H / \delta T)_{\dot{a}}$, neben anderen Größen, sowohl von $\Delta S (\tau_e)_T$ als auch von $\Delta S (T)_{\tau_e}$ beeinflußt wird. Für den Fall von $(\delta \Delta S / \delta \tau_e)_T = 0$ ergibt sich aus Gl. (37a) und Gl. (32):

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} = \Delta S \left(1 + \frac{T \left(\frac{\delta \Delta S}{\delta T}\right)_{\tau_e}}{\Delta S}\right) + k \ln \dot{a}_o / \dot{a} \quad (37b)$$

Ist ferner $(\delta \Delta H / \delta T)_{\dot{a}} = \text{konst.} \neq f(T)$ bzw. $\Delta H \sim T$, so gilt, soweit $\dot{a}_o \neq f(\tau_e, T)$

$$\Delta S (T)_{\tau_e} \neq f(T)$$

Ist nun $\Delta S (\tau_e)_T \neq 0$, so folgt durch Substitution von Gl. (34b) in Gl. (37a)

$$\left(\frac{\delta \Delta S}{\delta T}\right)_{\tau_e} = \frac{1}{T} \left\{ \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} - \frac{\Delta H}{b \Delta A} \left[\frac{k}{\tau_e} \left(\frac{\delta (m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T)}{\delta T}\right)_{\dot{a}} + B_s \right] \right\}$$

$$B_s = \frac{\Delta H}{T} \left(\frac{1}{\tau_e} + \left(\frac{\delta \ln \frac{b \Delta A T}{\Delta H}}{\delta \tau_e}\right)_{\dot{a}} \right) \quad (38)$$

bzw. bei Substitution von G. (36) in Gl. (37a):

$$\left(\frac{\delta \Delta S}{\delta T}\right)_{\tau_e} = \frac{1}{T} \left\{ \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} - \frac{\Delta H}{m_e k T} \left[k \cdot \left(\frac{\delta m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T}{\delta T}\right)_{\dot{a}} + \frac{\Delta H}{T} \right] \right\} \quad (38a)$$

Für den Grenzfall $m_e \rightarrow \infty$ und somit $T \rightarrow 0$ (Aus Experimenten folgt $m_e \sim (1/T) / 73$) erhält man aus Gl. (38a) und Gl. (21):

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\tau_e} = \left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} - \frac{\Delta H}{T}$$

Gemäß Gl. (38a) und Gl. (38) ist $(\delta \Delta S / \delta T)_{\tau_e} = 0$, wenn gilt:

$$\left(\frac{\delta \Delta H}{\delta T}\right)_{\dot{a}} = k \ln \dot{a}_o / \dot{a} + \frac{\Delta S(o)}{k} \neq f(T)$$

Ist ferner:

$$\frac{1}{2 m_e k} \left[k T \left(\frac{\delta m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\delta T} \right) \dot{a} - \frac{\Delta H}{T} \right] = 0$$

bzw. nach Umformung:

$$\left(\frac{\delta m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\delta T} \right) \dot{a} = \frac{\Delta H}{k T^2} = \frac{\ln \dot{a}_o / \dot{a}}{T} + \frac{\Delta s(o)}{(k T)^2} \quad (38b)$$

Soweit $\dot{a}_o \neq f(\tau_e, T)$ und $\Delta s \neq f(\tau_e, T)$ ergibt sich die Integration von Gl. (38b):

$$m_e = (\ln \dot{a}_o / \dot{a}) \ln T - \frac{\Delta s(o)}{k^2 T} \quad (39)$$

bzw. soweit $\Delta s(o) = 0$ ist, erhält man, falls die obigen Voraussetzungen erfüllt sind, gleichfalls aus Gl. (38) die Bedingung:

$$\frac{m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T}{T \ln T} = \text{konst.} = \ln \dot{a}_o / \dot{a} \neq f(T)$$

5.3.1 Die Spannungsabhängigkeit der Entropie bei $T = \text{konst.}$

In Abb. 17a ist die $m_e [\tau_e (T) \dot{a}] \cdot T = f(T)$ -Abhängigkeit für Vanadin mit unterschiedlichem Verunreinigungsgrad dargestellt.

Daraus ist qualitativ folgendes zu entnehmen:

- a) Bei tiefen Temperaturen gilt unabhängig vom Fremdstoffgehalt annähernd:

$$\frac{m_e [\tau_e (T) \dot{a}]}{\ln T} = \text{konst.} \neq f(T) \quad (40)$$

- b) Bei höheren Temperaturen, wiederum unabhängig vom Fremdstoffgehalt, gilt Gl. (40) nicht und somit ist gemäß Gl. (35)

$$\Delta s = f(\tau_e)_T \neq 0$$

Die Spannungsabhängigkeit von $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ für Vanadin mit unterschiedlichem Verunreinigungsgrad ist in Abb. 17b dargestellt. Der Differentialquotient $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ wurde nach Ermittlung von $(\delta m_e / \delta T)_a$ aus Abb. 8a und Gl. (36) berechnet. Folgende Feststellungen können aus Abb. 17b getroffen werden:

Im Gebiet geringer Spannungen bzw. hohen Temperaturen ($T \geq 110$ K) ist die $\Delta s = f(\tau_e)_T$ -Abhängigkeit am ausgeprägtesten.

Für $T \rightarrow 0$ gilt, in Übereinstimmung mit dem III. Hauptsatz der Thermodynamik $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T \rightarrow 0$.

Zunehmender Fremdstoffgehalt bewirkt eine Verringerung der $\Delta s(\tau_e)_T$ -Abhängigkeit (vergleiche Vanadin der Serie 28 mit VB und VK). Ausgenommen des Kristalles 28/3/1, wo im gesamten Spannungsgebiet $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T < 0$ zu beobachten ist, gilt für die übrigen Kristalle allgemein:

$$\text{für } T < 263 \text{ K} \quad 0 < \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e} \right)_T < 0 \quad \text{für } T > 263 \text{ K}$$

Der Verformungseinfluß auf die $m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}] = f(\ln T)$ -Abhängigkeit ist in Abb. 18a dargestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß unabhängig vom Verformungsgrad bei tiefen Temperaturen gilt:

$$\frac{m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}] \cdot T}{T \ln T} = \text{konst.} \neq f(T)$$

Im Gegensatz dazu ist bei höheren Temperaturen:

$$\frac{m_e[\tau_e(T)_{\dot{a}}]}{\ln T} = f(T)$$

und somit gemäß Gl. (36):

$$\Delta s = f(\tau_e)_T$$

Der Verformungseinfluß auf $(\delta\Delta s / \delta\tau_e)_T = f(\tau_e)$ ist in Abb. 18b für einen Kristall mit mittlerem Verunreinigungsgrad dargestellt. Die Größe $(\delta\Delta s / \delta\tau_e)_T$ wurde dabei in gleicher Weise wie in Abb. 17b mittels Gl. (36) berechnet. Daraus zeigt sich, daß $\Delta s(\tau_e)_T$ verformungsunabhängig ist.

5.3.2 Die Temperaturabhängigkeit der Entropie bei $\tau_e = \text{konst.}$

Die partielle Temperaturempfindlichkeit $(\delta\Delta s / \delta T)_{\tau_e}$ wurde gemäß Gl. (38a) aus Abb. 8a gewonnen. Das Ergebnis zeigt Abb. 19a.

Bei tiefen Temperaturen ist unabhängig vom Fremdstoffgehalt

$$\left(\frac{\delta\Delta s}{\delta T}\right)_{\tau_e} = 0 \quad (41)$$

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Befunden $\Delta H \sim T$ bzw. $m_e \sim \ln T$ (Ziffer 5.2 bzw. 5.3.1). Und demzufolge ist, wie erläutert (Ziffer 5.3):

$$\left(\frac{\delta\Delta s}{\delta\tau_e}\right)_T = \left(\frac{\delta\Delta s}{\delta T}\right)_{\tau_e} = 0$$

Somit muß für tiefe Temperaturen aufgrund von Gl. (38b) gleichfalls gelten:

$$\dot{a}_0 \neq f(\tau_e, T)$$

Ferner ergibt sich aus Abb. 19a, daß $(\delta\Delta s / \delta T)_{\tau_e}$ mit zunehmendem Fremdstoffgehalt abfällt. Abgesehen von Vanadin der Serie 28, wo im gesamten Temperaturbereich

$$\left(\frac{\delta \Delta s}{\delta T}\right)_{\tau_e} > 0$$

zeigt sich bei den Kristallen mit hohem Fremdstoffgehalt, daß in bestimmten Temperaturbereichen auch $(\delta \Delta s / \delta T)_{\tau_e} < 0$ sein kann. Aus Abb. 19b folgt, daß $\Delta s (T)_{\tau_e}$ verformungsunabhängig ist.

5.3.3 Die Entropie bei $\dot{a} = \text{konst.}$

Für die Entropie bei $\dot{a} = \text{konst.}$ gilt:

$$\Delta s [\tau_e (T)_{\dot{a}}] = \int_0^T \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta T}\right)_{\tau_e} dT + \int_0^{\tau_e} \left(\frac{\delta \Delta s}{\delta \tau_e}\right)_T d\tau_e \quad (42a)$$

Anhand von Gl. (42a) wurde die Temperaturabhängigkeit des Energiebeitrages der Entropie $\Delta E_s = \Delta s [\tau_e (T)_{\dot{a}}] \cdot T$ berechnet. Das Ergebnis für Vanadin mit unterschiedlichen Reinheitsgrad zeigt Abb. 19c. Abb. 19c verdeutlicht, daß im Temperaturbereich $T \leq 200$ K in allen untersuchten Fällen ΔE_s stetig mit T zunimmt. Für $T \geq 200$ K zeichnet sich bei den Kristallen VB, VK2 im Gegensatz zu Kristall 28/3/1 ein Abfall von ΔE_s mit T ab. Während bei den Kristallen VB, VK $\Delta s < 0$ ist, gilt für Kristall 28/3/1 $\Delta s > 0$.

Dem Anteil der Gitterschwingungen an der Entropieänderung bei Aktivierungsvorgang Δs^G entspricht ein Energiebeitrag $/74, 75/^{1+}$:

$$\Delta E_s^G \approx k \ln \left(0.26 \frac{L}{b} \frac{\Delta H_{(o)}}{\mu b^3}\right) T = \Delta s^G T \quad (42b)$$

Bei Berücksichtigung des experimentellen Befundes von $H_{(o)}$ und einer Versetzungssegmentlänge von $L/b \approx 10^4$ folgt aus Gl. (42b) für die

¹⁺ Die Herleitung dieser Beziehung basiert auf folgenden Voraussetzungen: Das Versetzungssegment der Länge L ist an seinen Endpunkten $x_a = -L/2$ und $x_e = +L/2$ fest verankert und liegt einzig an einem Hindernis der Stärke $\Delta H_{(o)}$ am Ort $x = 0$ an.

Kristalle VB, VK, 28 ein $\Delta E_s^G = f(T)$ -Verlauf, der in Abb. 19c der gemessenen $\Delta E_s = f(T)$ -Abhängigkeit gegenübergestellt ist. Abb. 19c verdeutlicht qualitative Übereinstimmung von Experiment mit Gl. (42b) nur im Einzelfall. Dies läßt darauf schließen, daß die Entropieänderungen auch auf andere Ursachen zurückzuführen ist (Veränderungen im Versetzungskern, Bildung von Fehlstellen, s. auch Ziffer 2.5). In Abb. 19c sind ferner die eigenen Δs -Messungen an Vanadin dem Ergebnis jener der Legierung Fe - Si /36/ gegenübergestellt. Im Vergleich zu jenen von Vanadin liegen diese Entropien (Fe - Si) bei etwa gleichen Werten.

Das Ergebnis der aus Abb. 19b berechneten Verformungsabhängigkeit von $\Delta E_s(T)$ zeigt für Vanadin mit mittleren Reinheitsgrad Abb. 19d. Daraus ist unter Berücksichtigung der Ermittlungsgenauigkeit von Δs keine Verformungsabhängigkeit von Δs festzustellen (vergleiche dazu auch Ziffer 5.3.2).

5.4 Die Konsistenzbedingung

a) Tiefe Temperaturen

In Abb. 20a ist der Faktor K_Z der Konsistenzbedingung Gl. (24) für einkristallines Vanadin aufgetragen. Unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit von K_Z (Ziffer 3.3) ist im Temperaturbereich $77 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ unabhängig von der Temperatur und Fremdstoffgehalt:

$$K_Z \approx 1 \pm 0,1$$

Die Streuung von $\pm 10 \%$ liegt in der Größenordnung des berechneten Fehlers $(1 - W_{KB_{\max}}) \approx 0,14$ (s. Gl. (30a)). In Abb. 20b ist die Verformungsabhängigkeit von K_Z dargestellt. Diese zeigt, daß K_Z ferner verformungsunabhängig ist. Nach dem in Ziffer 1. Angeführten enthält die Größe S alle jene verbleibenden Struktureinflüsse, die nicht oder

nur ungenügend durch $\bar{\tau}_i$, definiert als Differenz von τ_a und einer mittleren effektiven Spannung, erfaßt werden. Im allgemeinen zählen dazu die Fremdstoffkonzentration, Fremdstoffzusammensetzung und Verteilung, Versetzungsstruktur erzeugt durch Verformung, Kornstruktur (Größe und Verteilung). Gemäß den Erörterungen von zuvor ist K_Z unabhängig von diesen Strukturparametern. Somit ist anzunehmen, daß die Konsistenzbedingung generell unabhängig von S ist. Auf diesen Umstand deutet gleichfalls der experimentelle Befund der Temperaturabhängigkeit von vielkristallinem Vanadin hin (Abb. 21a). Diese zeigt, daß auch in diesem Fall die Konsistenzbedingung gilt.

Für $K_Z = f(P_Z, q, \dots)$ gilt gemäß den Erörterungen in Ziffer 2.6 Gl.(24). Aufgrund dieser Beziehung und dem experimentellen Befund $K_Z \neq f(T) \approx 1$ ergibt sich für P_Z, q , die Möglichkeiten:

$$i) P_Z \neq f(T) \neq q \equiv 0 \quad L=1$$

$$ii) D = \frac{Lq}{P_Z} \left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}} \right) \tau_a$$

Trifft i) zu, gilt gemäß Gl. (27)

$$\dot{a}_0 \neq f(\Delta\tau_a, \Delta\dot{a}, \Delta T),$$

$$\tau_i \neq f(\Delta\tau_a, \Delta\dot{a}, \Delta T),$$

$$\tau_i \neq f(T)$$

Dagegen ergibt sich aus ii)

$$\dot{a}_0 = f(\Delta\tau_a, \Delta\dot{a}, \Delta T)$$

und/oder

$$\tau_i = f(\Delta\tau_a, \Delta\dot{a}, \Delta T)$$

Im Falle von i) bedeutet dies, daß die Faktoren τ_i, \dot{a}_0 während einer Änderung der äußeren Variablen $\Delta\tau_a, \Delta\dot{a}, \Delta T$ konstant bleiben. Dies ist dann in Übereinstimmung mit elektronenmikroskopischen Untersuchungen an Vanadin /68/, wonach ausgeprägte Erholungsprozesse wie

Quergleitung und Versetzungsknotenbildungen unterhalb einer Temperatur von $T \leq 300$ K nicht auftreten. Dieser Umstand deutet auf die Gültigkeit von i) hin. In diesem Fall gilt ferner gemäß Gl. (23a) und Gl. (24):

$$\left(\frac{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0}{\delta T} \right)_{\tau_e} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_e} \right)_{\dot{a}/\dot{a}_0} \left(\frac{\delta \tau_e}{\delta \ln \dot{a}/\dot{a}_0} \right)_T = \left(\frac{\delta \ln \dot{a}}{\delta \tau_a} \right)_T \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \left(\frac{\delta T}{\delta \ln \dot{a}} \right)_{\tau_a} \equiv -1$$

und somit auch

$$F(\tau_e, T, \dot{a})_S = 0$$

Soweit nun τ_i bei konstanter Temperatur einzig verformungsabhängig ist (d. h. $\tau_i = f(a)_T$), folgt aus Gl. (2), Gl. (24), Gl. (31d) für $d\dot{a} = 0$ ferner:

$$K_Z = \frac{1}{\Theta_e + \Theta_i} \left(\frac{\delta \tau_a}{\delta T} \right)_{\dot{a}, a} \left(\frac{\delta T}{\delta a} \right)_{\tau_a, \dot{a}} \quad (43)$$

Für die darin enthaltenen Größen ergab der experimentelle Befund folgendes:

Die Größe $(\delta \tau_a / \delta T)_{\dot{a}, a}$ ist bei $T = 300$ K verformungsunabhängig (s. Abb. 7a). Etwa bei gleicher Temperatur wächst $(\delta T / \delta a)_{\tau_a, \dot{a}}$ mit der Verformung an (vergl. Abb. 3b mit Abb. 4a bei $\tau_a = \text{konst.}$). Somit muß, soweit K_Z verformungsunabhängig ist (s. Abb. 20b) anhand von Gl. (43), $(\Theta_e + \Theta_i)$ mit der Verformung ansteigen. Dieses Ergebnis ist somit gleichfalls in Übereinstimmung mit den gemessenen Verfestigungskurven (vergl. Ziffer 4.2.1).

Zusammenfassend ergeben sich somit aufgrund der Erörterungen in diesem Abschnitt folgende Aussagen bezüglich der Konsistenzenerfüllung und deren Konsequenzen:

Die plastische Verformung von Vanadin Ein- und Vielkristall kann im Temperaturbereich von $77 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$ durch eine mechanische Zu-

standsgleichung in der Form

$$\ln \dot{\alpha}_0 / \dot{\alpha} = - \frac{\Delta G (\tau_e, T)}{k T}$$

beschrieben werden.

Die Größen τ_e , T , $\dot{\alpha}$ verhalten sich wie Zustandsvariablen. Sie beschreiben den plastischen Verformungsvorgang eindeutig durch Angabe ihres Endwertes, unabhängig davon, welche Werte sie schon zuvor durchlaufen haben.

Die zu Gl. (24) führende Voraussetzung der Spannungsadditivität

$$\tau_e = \tau_a - \tau_i \text{ ist offensichtlich im gegebenen Fall erfüllt.}$$

Die Beschreibung der plastischen Verformung durch eine mechanische Zustandsgleichung (Gl. (2a)) ist offensichtlich nicht nur im Falle von Vanadin gültig. Diesbezügliche Messungen an einkristallinen Nb, Nb - Mo /4/ ($178 \text{ K} < T < 273 \text{ K}$); und einer Reihe anderer kubisch raumzentrierten Metallen /77, 71, 69/; sowie an den vielkristallinen k. f. z. - Metallen Cu /63/ ($T = 300 \text{ K}$); Cu, Cd /3/; Ni, Ni-TD /62/; austenitischer Stahl /61/ und in ein-, bi- und vielkristallinen Pb /39/ ($T = 300 \text{ K}$); wonach gleichfalls $K_Z = 1$, deuten auf die Allgemeingültigkeit von Gl. (2a) hin.

b) Hohe Temperaturen

Zur Klärung der Frage, ob die Konsistenzbedingung auch dann gilt, selbst wenn Erholungsprozesse ablaufen, wurden Messungen von K_Z im Temperaturbereich $0.434 \leq T/T_s \leq 0.528$ durchgeführt. Das Ergebnis dieser Untersuchungen an vielkristallinen Vanadin zeigt Abb. 21b. Daraus ist zu entnehmen, daß $K_Z > 0$ und mit abnehmender Temperatur zunimmt. Die Abweichung vom Wert $K_Z = 1$ beträgt bis zu 25 % und liegt über den berechneten maximalen Fehler $(1 - W_{\max}) \approx 14 \%$. Die Abweichungen sind bei tiefen Temperaturen größer. Aufgrund von

Gl. (30a) ist jedoch gerade im Bereich hoher Spannungen bzw. tiefen Temperaturen ein kleiner Fehler zu erwarten. Dieser Umstand deutet darauf hin, daß die gemessene Temperaturabhängigkeit von K_Z ein reeller Effekt ist.

Gemäß den Erörterungen über K_Z in Ziffer 2.6 erlaubt ein Wert $K_Z \neq 1$ keine Schlußfolgerungen über eine mögliche Existenz der Zustandsgleichung, Gl. (2a). Gilt eine solche, so folgt aus Gl. (24):

entweder P_Z und/oder q ist gemäß Gl. (24) temperaturabhängig und/oder die Strukturgröße S (s. Ziffer 1. und 5.4.a) ist innerhalb des untersuchten Temperaturbereiches $0.434 < T \leq 0.528$ nicht konstant.

Es ist naheliegend, anzunehmen, daß $P_Z = f(T)$, $L, q = f(T)$ gilt. In diesem Falle ist dann im Gegensatz zum Temperaturbereich $T < 300^\circ\text{K}$ zumindest eine der beiden Größen τ_i, \dot{a}_0 abhängig von angelegter Spannung, Temperatur oder wenigstens bei einer plötzlichen Änderung dieser. Ist $\dot{a}_0 \neq f(\tau_a, T)$, so folgt bei Einsetzen von Gl. (14) und Gl. (17) in Gl. (24) daraus für K_Z :

$$K_Z = \frac{1}{P_Z} \left[1 + \frac{\Delta H_{\tau_a \text{ ex}}}{b \Delta A_{\text{ex}} T} - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \right] \quad (44)$$

Ist überdies τ_i einzig von T abhängig, so erhält man aus Gl. (44) ferner

$$K_Z = \frac{\frac{\Delta H_{\tau_a \text{ ex}}}{b \Delta A_{\text{ex}} T} + \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\tau_a} - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}}}{\left[1 - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \left(\frac{\delta T}{\delta \tau_a} \right)_{\dot{a}} \right] \left[\frac{\Delta H_{\tau_a \text{ ex}}}{b \Delta A_{\text{ex}} T} - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta T} \right)_{\dot{a}} \right]} \quad (44a)$$

bzw. für den Fall von $\tau_i = f(\tau_a)$, $\tau_i \neq f(T)$

$$K_Z = \frac{1 - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right) T}{1 - \left(\frac{\delta \tau_i}{\delta \tau_a} \right) T} = 1 \quad (44b)$$

Gemäß den Erörterungen in Ziffer 5.3 und Gl. (31) gilt soweit

$\Delta s \neq f(\tau_a, T)$ ist ($\Delta H_{\tau_a \text{ ex}} / b \Delta A_{\text{ex}} \sim T$). Dann folgt im Falle von $\tau_i = f(T)$ aus Gl. (44a), daß $K_Z > 0$ und mit steigender Temperatur abfällt. Dies entspricht prinzipiell dem experimentellen Befund von $K_Z = f(T)$ (Abb. 21a), aber auch $\tau_c(T)$ (Abb. 6b), wonach K_Z und τ_c mit der Temperatur abfallen.

Inwieweit wird nun Übereinstimmung des Meßergebnisses von $K_Z = f(T)$ mit $\tau_c(T)$ ¹⁺ (Abb. 8b) im Falle von $\tau_i = f(\tau_a)$, $\tau_i = f(T)$ erreicht? Aufgrund von Gl. (42b) muß in diesem Falle K_Z temperaturabhängig sein, im Gegensatz zum experimentellen Ergebnis. Dies bedeutet somit, daß die gemessene Abhängigkeit $\tau_i = f(\tau_a(T))$ gemäß von Abb. 6b nicht auf einen alleinigen expliziten Spannungseinfluß zurückzuführen ist. d.h. im gegebenen Fall gilt $\tau_i = f(T)$ oder aber $\tau_i = f(\tau_a, T)$.

¹⁺ Soweit τ_c die innere Spannung beinhaltet.

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 Einfluß der Verformung auf den geschwindigkeitsbestimmenden Prozeß

In diesem Abschnitt wird versucht, verformungsbedingte Eigenschaftsänderungen von Gleithindernissen zu erörtern. Die Ausführungen stützen sich auf die beobachtete Verformungsabhängigkeit bestimmter Aktivierungskenngrößen (s. Ziffer 5.). Während der plastischen Verformung können

- i) Eigenschaftsänderungen von bereits vorhandenen Hindernissen erfolgen
- ii) Die Vermehrung der bereits vorhandenen Hindernissen

sowie

- iii) die Erzeugung neuer Hindernisse mit neuen Eigenschaften stattfinden.

Diese Prozesse bewirken Änderungen in den Größen $\Delta G_{(o)}$, ΔV , \dot{a}_o in einer Weise, die zusammenfassend in Tab. 5 angegeben sind. Daraus ist zu entnehmen, daß zur Unterscheidung in den Prozessen i) - iii) der Spannungsabhängigkeit von $\Delta G_{(o)}$ entscheidende Bedeutung zukommt. Diese $\Delta G_{(o)}$ (τ_e)-Abhängigkeit ist ermittelbar durch:

$$\Delta G (\tau_e)_T = \Delta G_{(o)}_T - b \int_0^{\tau_e} \Delta A (\tau_e)_T \delta \tau_e \quad (45)$$

Da nun im allgemeinen die Größen ΔG bzw. ΔA von τ_e , T , \dot{a} abhängen, erhält man für $d\dot{a} = 0$ die Beziehungen

$$d \Delta G_{(\tau_e(T)\dot{a})} = \left(\frac{\delta \Delta G}{\delta T} \right)_{\tau_e} dT + \left(\frac{\delta \Delta G}{\delta \tau_e} \right)_T d\tau_e \quad (45a)$$

$$d \Delta A (\tau_e (T)_{\dot{a}}) = \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T} \right)_{\tau_e} dT + \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta \tau_e} \right)_{T} d\tau_e \quad (45b)$$

Durch Integration von Gl. (45a) und Gl. (45b) mit darauffolgender Substitution in Gl. (50) wird bei $\Delta G = f(\tau_e) + f(T)$ sowie $\Delta A = f(\tau_e) + f(T)$

$$\Delta G_{(o)} = \Delta H (\tau_e (T)_{\dot{a}}) + b \int_0^{\tau_e} \Delta A (\tau_e (T)_{\dot{a}}) d\tau_e + B'$$

$$B' = -b \int_0^{\tau_e} \int_0^T \left(\frac{\delta \Delta A}{\delta T} \right)_{\tau_e} dT d\tau_e - T \Delta S (\tau_e (T)_{\dot{a}})$$

Unter Verwendung von $\Delta A [\tau_e (T)_{\dot{a}}]$ aus Abb. 9b und $\Delta H [\tau_e (T)_{\dot{a}}]$ aus Abb. 16b kann die Größe $(\Delta G_{(o)} - B')$ in Gl. (45c) berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 22a dargestellt. Daraus folgt

$$\Delta G_{(o)} \neq f(\tau_e)_a \quad \text{für } \tau_e > 1.2 \cdot 10^8 \text{ dyn/cm}^2 \quad (46)$$

$$\Delta G_{(o)} = f(\tau_e) \text{ ist annähernd verformungsunabhängig.}$$

Die Hindernisstärke $\Delta G_{(o)}$ nimmt mit der Verformung zu. Während für geringe Spannungen gemäß Abb. 19a (Ziffer 5.3.3) $B' = f(\tau_e) > 0$ ist, gilt für hohe Spannungen

$$B' \neq f(\tau_e)$$

Demnach kann die bei geringen Spannungen zu beobachtende Spannungsabhängigkeit von $(\Delta G_{(o)} - B')$ (Abb. 22a) im wesentlichen auf $B' = f(\tau_e)$ zurückgeführt werden. Aus dem experimentellen Befund der Spannungsunabhängigkeit der Hindernisstärke (Gl. (46)) ergibt sich aufgrund der Erörterungen unter ¹⁺:

¹⁺ Zur Erläuterung dessen betrachten wir zunächst ein System, welches ein Spektrum von

$$n_g = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^m n^{ji}$$

statistisch verteilten verschiedenen Hindernisarten $\Delta G_{(o)}^{ji}$ enthält. Nicht alle, sondern nur ein Teil der von den Gleitversetzungen j

Die Gleitversetzungen haben für ihre Fortbewegung einzig Hindernisse von "gleicher Stärke" zu überwinden. All die von Gleitversetzungen angetroffenen Hindernisse erlangen ferner annähernd einheitliche Durchlässigkeit ($\xi = \text{konst.}$). Infolge der Verformungsunabhängigkeit des Verlaufes der Spannungsabhängigkeit von $\Delta G_{(o)} (\delta \Delta G_{(o)} (\tau_e) / \delta \tau_e)_a \neq f(a)$ s. Abb. 20) bleiben letztere Aussagen auch nach erfolgter plastischer Verformung gültig. Gleichfalls infolge von Gl. (46) ist es zulässig, die thermodynamischen Makrogrößen $\Delta G_{(o)}$, ΔV usw. auf ein einzelnes Hindernis zu beziehen (s. auch Ziffer 1.). Damit wird erst die Analysierung der physikalischen Eigenschaften dieser Hindernisse ermöglicht. Auf diese wird im einzelnen in Ziffer 6.2 eingegangen. Zunächst soll nur die Verformungswirkung auf Hinderniseigenschaften betrachtet werden.

Der experimentelle Befund von $\Delta G_{(o)} \neq f(\tau_e)_a$ (Gl. 46) schränkt den möglichen Verformungseinfluß auf die geschwindigkeitsbestimmenden Hindernisse auf folgende Prozesse ein:

Fortsetzung der Fußnote 1+ von S. 74:

angetroffenen Hindernisse i werden als solche mit der Stärke $\Delta G_{(o)}^{ji}$ wirksam. Dies ist leicht einzusehen, wenn man zwei eng benachbarte Hindernisse mit unterschiedlicher Härte betrachtet. Das größere davon bewirkt gemäß Gl. (10) eine hohe Spannung τ_e , die das betrachtete Versetzungssegment j befähigt, über das kleine Hindernis hinwegzustreichen, ohne von ihm nennenswert aufgehalten zu werden. Demnach wird nur der Teil:

$$n_w = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \xi^{ji} n^{ji} < n_g$$

wirksam /76/. Die Größe $0 \leq \xi \leq 1$ charakterisiert die "Durchlässigkeit" des Hindernisses. Für die gemessene Hindernishärte gilt dann Gl. (47): $\Delta \bar{G}_{(o)} = f(\xi^{ji}, \Delta G_{(o)}^{ji})$. Die von den Gleitversetzungen j angetroffenen Hindernisse i werden nun nicht in allen Spannungsbereichen einen einheitlichen Wert ξ^{ji} annehmen. Daraus und aufgrund von Gl. (47) folgt:

$$\Delta \bar{G}_{(o)} = f(\tau_e) \quad (46a)$$

Die gleichen Überlegungen, die zu Gl. (46a) führten, sind auch dann anwendbar, wenn das betrachtete System Hindernisse gleicher Stärken, jedoch voneinander abweichenden $\Delta A^{ji}(\tau_e)$ -Verlauf besitzen. Gemäß Gl. (45) trifft ja in diesem Fall die Gleitversetzung für $\tau_e > 0$ auf verschiedene $\Delta G_{(o)}^{ji}$, für die je nach Spannungsbereich gilt $\Delta G_{(o)}^{ji} \leq \Delta G_{(o)}^{j(i+1)}$. Aus diesen Ausführungen ergibt sich, daß die experimentelle Prüfung von Gl. (47a) Auskunft darüber geben kann, ob die Versetzungen während ihres Bewegungsablaufes gleich oder verschiedenartige Hindernisse zu überwinden haben.

Eigenschaftsänderungen von vorhandenen Hindernissen

(s. Tab. 5 i) a)

sowie

Vermehrung von bereits vorhandenen Gleithindernissen

(s. Tab. 5 iii) a)

Aufschluß darüber, inwieweit im einzelnen diese Prozesse im vorliegenden Fall wirksam sind, ergibt eine Gegenüberstellung von:

Verformungsabhängigkeit der Modellkonstanten (Gl. (11a))

$$\dot{a}_0(a) = v b \Delta \bar{f}(a) C_H(a)$$

mit

Verformungsabhängigkeit thermodynamischer Größen. Besonders geeignet dafür ist die Aktivierungsfläche:

$$\Delta A(a) = L_H(a) \Delta R_a(a) \quad (48)$$

Sie beschreibt die geometrischen Beziehungen zwischen Gleitversetzungen (L_H) und dem Hindernis (ΔR_a).

Da \dot{a}_0 neben ΔA auch die Hinderniskonzentration C_H enthält, ermöglicht ein Vergleich von $\dot{a}_0(a)$ mit $\Delta A(a)$ Aussagen über die Verformungsabhängigkeit von L_H und ΔR_a .

Für tiefe Temperaturen bzw. hohe Spannungen gilt gemäß Ziffer 5.3.2

$$\dot{a}_0 \neq f(\tau_e, T) \neq f(a)$$

Bei höheren Temperaturen bzw. kleinen Spannungen konnte über eine Spannungs- und Verformungsabhängigkeit von \dot{a}_0 keine Aussage aus den thermodynamischen Größen allein getroffen werden. Aussagen über $\dot{a}_0(a)$ ermöglicht die Gegenüberstellung der Verformungsabhängigkeit von $\tau_e(T)_a$ mit jener von $\Delta A(\tau_e)$ und $\Delta G(\tau_e)$. Danach gilt

Die Spannungsabhängigkeit von ΔA kann, wie eine Anpassung verschiedener Funktionen an $\Delta A (\tau_e)_{\dot{a}}$ (Abb. 9b) zeigt, annähernd durch:

$$\Delta A (a) = K' (a) \frac{1}{\tau_e (T)_{\dot{a}}^n} \quad (49)$$

beschrieben werden. Setzt man Gl. (49) in Gl. (1) ein, so kann, falls $B' \neq f(\tau_e)$, diese nach $\tau_e (T)_{\dot{a}}$ aufgelöst werden. Es ist dann:

$$\tau_e (T)_{\dot{a}} = \left(\frac{C^x(a)}{K'(a)} \right)^{\frac{1}{1-n}} \quad (49a)$$

mit

$$C^x = \Delta G_{(o)} - k T \ln \dot{a}_o / \dot{a} + B' (T)$$

Für die Temperaturempfindlichkeit folgt

$$\left(\frac{d\tau_e}{dT} \right)_{\dot{a}} = - \frac{1}{1-n} \left(\frac{C^x}{K'(a)} \right)^{\frac{1}{1-n} - 1} \cdot R^x \quad (49b)$$

mit

$$R^x = \frac{k}{K'} \ln \dot{a}_o / \dot{a}$$

Bei hohen Temperaturen ist τ_e und $\left(\frac{d\tau_e}{dT} \right)_{\dot{a}}$ annähernd verformungsunabhängig (s. Abb. 7a und Abb. 7b). Da $\frac{dK'}{da} > 0$ folgt für den Fall, daß $\tau_e \neq f(a)$ gemäß Gl. (49a)

$$C^x = f(a) \quad \frac{dC^x}{da} > 0$$

Da nun $\Delta G_{(o)}$ für $T = \text{konst.}$ mit wachsender Verformung ansteigt (Abb. 22a), sollte gemäß Gl. (49a) \dot{a}_o und/oder B' mit zunehmender Verformung abfallen. Ferner gilt gemäß Abb. 19d annähernd $\Delta s \neq f(a)$. Aufgrund von Gl. (49a) gilt $B' = f(\Delta s(a))$. Somit ist $B' \neq f(a)$. Darum kann angenommen werden, daß C^x im wesentlichen durch \dot{a}_o verformungsabhängig wird.

In diesem Falle muß dann gelten:

$$\frac{d \dot{a}_o}{d a} < 0$$

Für die Verformungsabhängigkeit von \dot{a}_o , ΔR_a und L_H ergibt sich aufgrund des in diesem Abschnitt Erörterten folgendes:

Tiefe Temperaturen:

Die Eigenschaften und Konzentration von Hindernissen werden durch den Gleitvorgang nicht verändert. Die Verformungsunabhängigkeit der Hinderniskonzentration ($C_H \neq f(a)$) ergibt sich aus den Erörterungen von zuvor, wonach $\dot{a}_o \neq f(a)$ und ferner gemäß Gl. (11a)

$$C_H \sim \frac{1}{\Delta f(\Delta A)} \quad \dot{a}_o \sim \frac{1}{L_H} \neq f(a) \quad (50)$$

ist. Da gemäß Abb. 9b

$$\Delta A = L_H(a) \Delta R_a(a) \neq f(a) \quad (50a)$$

muß aufgrund von Gl. (50a) und Gl. (50) gleichfalls gelten:

$$\begin{aligned} \Delta R_a &\neq f(a) \\ L_H &\neq f(a) \end{aligned}$$

Hohe Temperaturen:

Gemäß den experimentellen Befunden einer Verformungsunabhängigkeit von \dot{a}_o (d. h. $\dot{a}_o \neq f(a)$) in diesem Temperaturbereich gilt anhand von Gl. (50)

$$C_H \sim \frac{1}{\Delta f(\Delta A)} \quad \dot{a}_o \sim \frac{1}{L_H} = f(a)$$

d. h. die Hinderniskonzentration wird durch den Gleitvorgang verändert. Gleichfalls damit ist eine verformungsbedingte Änderung des Hindernisabstandes verbunden. Dies folgt aus:

Da $\dot{a}_0 \sim 1/L_H$ und nach Gl. (49a) $(d\dot{a}_0/da) < 0$ ist, bedeutet dies, daß der Gleitvorgang eine Vergrößerung des Hindernisabstandes bewirkt. Da aber über die Verformungsabhängigkeit von \dot{a}_0 keine Aussagen gemacht werden können, kann nicht entschieden werden zwischen den Möglichkeiten:

$$\left| \frac{d \Delta A}{da} \right| < \left| \frac{d L_H}{da} \right|$$

Somit kann ferner keine Aussage darüber gemacht werden, ob der Gleitvorgang neben $L_H(a)$ eine Änderung der Hindernisbreite $\Delta R_a(\tau_e = 0)$ bewirkt.

Zusammenfassend ergibt sich folgendes:

Im Bereich tiefer Temperaturen hat der Gleitvorgang keinen Einfluß auf die Konzentration und Struktur von Gleithindernissen. Bei höheren Temperaturen nimmt die Konzentration der Gleithindernisse mit der Verformung ab ($L_H(a)$ und $\dot{a}_0(a)$). Gleichzeitig damit erfolgt eine Änderung der Struktur der Hindernisse ($\Delta G_{(o)}(a)$ und $\Delta R_a(\tau_e) = f(a)$). Verantwortlich dafür ist offenbar die Wechselwirkung zwischen Fremdatomen untereinander und/oder mit anderen Gitterdefekten, die während der Verformung entstehen. Gleichfalls auf ähnliche Wechselwirkungen deuten Fließspannungsmessungen an neutronenbestrahlten Vanadin /23, 38/ und elektrische Widerstandsmessungen an Nb /33/ und Fe /34/ hin. Von den Autoren wurden aufgrund dieser Messungen auf die Bildung von strahlungs- bzw. verformungsinduzierten Fehlstellenagglomeration geschlossen. Für diese ist dabei möglicherweise die Konfiguration Zwischengitteratom - Leerstelle von Bedeutung /35/. Diese Grundkonfiguration besitzt in Vanadin hohe Stabilität und wird erst oberhalb von $T \leq 0,21 T_s$ wanderungsfähig /41/. In diesem Fall ist dann anzunehmen, daß die eingangs angedeuteten Wechselwirkungen zustandekommen, indem Zwischengitteratome zu diesen Grundkomplexen stoßen. Dies wird zumindest durch Eigenwanderung begünstigt. Dafür spricht

der Umstand, daß im Tieftemperaturbereich kein Anzeichen einer Änderung der Konzentration von verformungsrelevanten Hindernissen zu verzeichnen war. Dabei kommt den Zwischengitteratomen O_2 , H_2 gegenüber C , N_2 mit von Dämpfungsmessungen abgeleiteten Wanderungsenergien von $\Delta G_{(O_2)} = 1.28 \text{ eV}$, $\Delta G_{(H_2)} = 0.39 \text{ eV}$ gegenüber $\Delta G_{(C)} = 1.18 \text{ eV}$, $\Delta G_{(N_2)} = 1.5 \text{ eV}$ /42/ eine größere Bedeutung zu. Als ein weiteres Indiz für die Wanderungsfähigkeit von Fremdatomen in diesem Temperaturbereich ist die Ausbildung der sog. Stufe II bei isochronaler elektrischer Widerstandserholung zu werten, die nur an verformten /43/ und neutronenbestrahlten /44/ Vanadin zu beobachten war. Mit zunehmendem Fremdstoffgehalt bzw. Bestrahlungsdosis wird diese Stufe ausgeprägter, wobei gleichzeitig die Temperatur des Erholungsmaximums T_E zu tieferen Temperaturen hin verschoben wird /45/.

Gleichfalls auf Wanderung von Zwischengitteratomen in der Nähe von Raumtemperatur in Vanadin deuten Dämpfungsmessungen hin /46/. Dabei wird mit zunehmendem Fremdstoffgehalt das bei etwa $T \approx 185^\circ\text{C}$ auftretende Dämpfungsmaximum verstärkt. Daneben ist auch denkbar, daß die Wanderungsfähigkeit von Fehlstellen, die in der Nähe von Gleit- zonen liegen, durch die als Wärme dissipierte Verformungsenergie begünstigt wird /47/.

Die verformungsbedingte Wechselwirkung von Fremdatomen untereinander und oder mit anderen Gitterdefekten bleibt offensichtlich nicht allein auf Vanadin beschränkt. Auch bei anderen k. r. z. -Metallen wie Nb-Ek /48 - 49/, Nb-Po /50/, Ta-Po /50/, Mo /50/ und Fe-1.67 /51/ wird die Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung und $\Delta A(a) \tau_e$ etwa in gleicher Weise wie bei Vanadin beeinflusst.

6.2 Der geschwindigkeitsbestimmende Prozeß

In diesem Abschnitt soll die Art der Hindernisse bestimmt werden, die für den Gleitprozeß relevant sind. Günstig für diesen Zweck ist zunächst die Betrachtung der möglichen Einflußnahme von Fehlstellen (interstitielle und substitutionelle Fremdatome) auf die Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannungskomponente. Diese ist für eine Reihe von k. r. z. -Metallen und Legierungen in Tab. 7 angeführt /78 - 94/. Daraus ist generell zu entnehmen, daß substitutionelle und interstitielle Fremdatome einen unterschiedlichen Einfluß auf $\tau_e(T)$ ausüben. Die substitutionellen Fremdatome verstärken mit nur wenigen Ausnahmen, die Temperaturabhängigkeit von τ_e im gesamten Temperaturbereich. Im Gegensatz dazu haben interstitielle Fremdatome in einzelnen Temperaturbereichen einen unterschiedlichen Einfluß auf $\tau_e(T)_a$. Bei hohen Temperaturen wird in der Regel die Temperaturempfindlichkeit von τ_e verringert. Dagegen erreicht $(\delta \tau_e / \delta T)_a$ für tiefe Temperaturen etwa die Größe des fremdstofffreien Metalles. Dies entspricht qualitativ den eigenen experimentellen Feststellungen an Vanadin.

Die thermische Komponente der Fließspannung von k. r. z. -Metallen kann, wie eine Literaturübersicht zeigt, auf mannigfaltigste Ursachen zurückgeführt werden. Am häufigsten dafür sind folgende Prozesse vorgeschlagen worden:

- i) Die thermisch aktivierte Bildung von Doppelkinken in Gleitversetzungen /52, 59/.
- ii) Die thermisch aktivierte Transformation von aufgespaltenen Versetzungen aus dem nicht gleitfähigen in den gleitfähigen Zustand /53 - 55, 58/.
- iii) Thermisch aktivierte Wechselwirkung von Gleitversetzungen mit tetragonalen Verzerrungsfeldern /56 - 57/.

Während Fremdatome Prozeß iii) direkt beeinflussen, können Prozesse i) - ii) von Fremdatomen in indirekter Weise beeinflußt werden. Ziel der nun folgenden Erörterung ist es, durch einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Modellvorstellungen i) - iii) zu prüfen, inwieweit diese zur Interpretation des experimentellen Befundes herangezogen werden kann. Dabei wird wie folgt vorgegangen: Die Theorien liefern Ausdrücke für $\Delta H(\tau_e)$, $\Delta H_{(o)}$ sowie bei Berücksichtigung von Gl. (10) auch für $\tau_e(T)$. Diese werden dann im einzelnen mit dem entsprechenden Meßergebnis verglichen. Dieser Vergleich ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn sichergestellt ist, daß über den gesamten untersuchten Temperatur- bzw. Spannungsbereich ein "einzelner Prozeß" wirksam ist. Dies kann anhand der Spannungsabhängigkeit der Hinderisstärke geprüft werden (vgl. Ziffer 6.1). Falls daraus $\Delta G_{(o)} \neq f(\tau_e)$ folgt, so wird gemäß den Erörterungen in Ziffer 6.1 die plastische Verformung von einem "einzelnen" Prozeß bestimmt. Im anderen Fall einer Spannungsabhängigkeit von $\Delta G_{(o)}$ wird die plastische Verformung von mehreren Einzelprozessen bestimmt. In Abb. 22b ist diese Abhängigkeit $\Delta G_{(o)} = f(\tau_e)$ gemäß Gl. (45c) berechnet, für Vanadin mit unterschiedlichem Fremdstoffgehalt dargestellt.

Daraus folgt, daß unabhängig vom Fremdstoffgehalt, $\Delta G_{(o)}$ spannungsunabhängig ist. Die bei geringen Spannungen in Abb. 22b zu beobachtende Spannungsabhängigkeit von $(\Delta G_{(o)} - B) = f(\tau_e)$ ist auf die Spannungsabhängigkeit von $B_{[\Delta s(\tau_e)]}$ zurückzuführen (vgl. dazu Ziffer 5.3). Aufgrund dieses Ergebnisses von $\Delta G_{(o)} \neq f(\tau_e)$ ergibt sich somit gemäß den Erörterungen von zuvor, daß der geschwindigkeitsbestimmende Schritt beim Gleitprozeß im wesentlichen von "einer Hindernisart" gesteuert wird.

a) Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit dem Doppelkinkenmodell

Im allgemeinen liegt eine Versetzung nicht in einer einzigen Gitterpotentialmulde, die parallel zu dicht gepackten Atomreihen verläuft. Sie

enthält vielmehr Kinken, die zueinander parallele Teilstücke der Versetzungslinie, die in verschiedenen Potentialmulden verlaufen, verbinden. Diese Kinken entstehen im allgemeinen durch thermische Aktivierung und sind bei ausreichender Größe stabil. Infolge gegenseitiger Abstoßung der Kinken verlaufen diese entlang der Versetzungslinie (VL) und vollziehen dadurch den vollständigen Übergang der VL in eine benachbarte Potentialmulde (die VL gleitet). Für den Fall, daß die Reibungskraft /60/, die auf die VL bei ihrer Verschiebung wirkt parapolisch von ihrem Verschiebeweg abhängt, erhält man für die kritische Doppelkinkenenergie U_n /52/:

$$U_n = 2 U_K \left(1 - \frac{\tau_e}{\tau_p} \right)^2 \quad (51a)$$

$$U_K = \frac{\pi}{4} a \frac{ab \tau_p \Gamma_o}{2}$$

$$\Gamma_o = \frac{\mu b}{2} \quad \dots \quad \text{Peierlspannung}$$

$$\Gamma_o = \frac{\mu b}{2} \quad \dots \quad \text{Linienspannung der Versetzung}$$

Für die Aktivierungsfläche gilt dann:

$$\Delta A = - \frac{1}{b} \left(\frac{\delta U_n}{\delta \tau_e} \right)_T = \pi a \left(\frac{ab \Gamma_o}{2 \tau_p} \right)^{+\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\tau_e}{\tau_p} \right) \quad (51b)$$

Im folgenden wird das Doppelkinkenmodell im einzelnen dem experimentellen Ergebnis von $\Delta H (\tau_e)$, $\Delta A (\tau_e)$ und $\tau_e (T)$ gegenübergestellt.

Vergleich mit dem experimentellen Befund von $\Delta H (\tau_e)$:

Dieser ist in Abb. 23a dargestellt. Wie daraus ersichtlich, ist die Übereinstimmung von $\Delta H (\tau_e)$ mit dem $U_n (\tau_e)$ -Verlauf einigermaßen befriedigend. Gemäß Gl. (57a) ergibt sich aus Abb. 23a eine Doppelkinkenenergie von etwa $U_n \approx 0,6 \text{ eV}$ (Tab. 6a). Die gleichfalls anhand von Gl. (51a) aus Abb. 23a ermittelten Peierlspannungen weichen bis zu 47 % von jenen Spannungen ab, die eine Extrapolation von τ_e auf $T \rightarrow 0$ ergibt. Diese Extrapolation ist jedoch mit einer großen Unsicher-

heit behaftet. Dieser Umstand vermindert somit die Bedeutung einer Gegenüberstellung beider Methoden zur Bestimmung von τ_p .

Vergleich mit dem experimentellen Befund von $\Delta A (\tau_e)$:

Das Ergebnis dieses Vergleichs zeigt Abb. 23b. Die theoretisch zu erwartende Spannungsabhängigkeit von ΔA_{DK} ist nach Gl. (51b) mit jenen Größen berechnet worden, die aus Abb. 23a gewonnen wurden. Aus Abb. 23b ist zu entnehmen, daß $\Delta A (\tau_e)_{exp}$ nicht mit dem $\Delta A (\tau_e)_{DK}$ -Verlauf übereinstimmt. Die Abweichungen voneinander verringern sich zu hohen Spannungsverhältnissen (τ_e / τ_p) hin. Bei geringen Spannungen bzw. hohen Temperaturen und da besonders bei hohem Verformungsgrad liegen die ΔA_{ex} -Werte bedeutend über jenen von ΔA_{DK} .

Vergleich mit dem experimentellen Befund von $\tau_e (T)$:

Die aus dem Doppelkinkenmodell abgeleitete Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung ist in Abb. 23c dem experimentellen Ergebnis gegenübergestellt. Dabei gilt für die kritische Temperatur ($\tau_e = 0$):

$$T_o = \frac{\pi a}{2} \left(\frac{a b \tau_p \Gamma_o}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k \ln \dot{a} / \dot{a}_o}$$

Aus Abb. 23c folgt, daß die gemessene Temperaturabhängigkeit von τ_e allgemein nicht mit der Doppelkinkentheorie übereinstimmt. Dieser Vergleich von Experiment mit Doppelkinkenmodell zeigt, daß die Bildung von Doppelkinken in Gleitversetzungen nicht die Geschwindigkeitsvorgänge bei plastischer Verformung von "unreinem" Vanadin sind.

b) Vergleich der Experimente mit der thermisch aktivierten Wechselwirkung von Gleitversetzungen mit interstitiellen Fremdatomen

Diese Modellvorstellung berücksichtigt jenen Beitrag zur Fließspannung, die sich aus den kurzreichweitigen Wechselwirkungen zwischen Versetzung und interstitiellen Fremdatomen ergeben. Diese Fremdatome verursachen im k. r. z. -Gitter bekanntlich tetragonale Gitterverzerrungen.

b i) Fleischer-Modell /56/

Die maximale Spannung, die sich aus der Wechselwirkung einer Versetzung mit einem beliebig plazierten tetragonalen Verzerrungsfeld (Fremdatom) ergibt, bestimmt die effektive Spannung. Dabei geht Fleischer davon aus, daß sich durch diese Wechselwirkung die Orientierung des tetragonalen Verzerrungsfeldes nicht ändert. Für $\tau_e(T)$ erhält man danach /56/:

$$\tau_e = \tau_{e(o)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_o} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (52a)$$

T_o kritische Temperatur,
bei der $\tau_e = 0$ ist.

$$T_o = \frac{\Delta G_{(o)}}{k \ln \dot{a}/\dot{a}_o}$$

worin $\tau_{e(o)}$ die Spannung zur Überwindung des Hindernisses bei $T = 0$ bedeutet. Ferner erhält man für die Spannungsabhängigkeit der Wechselwirkungsenergie

$$\Delta G = \Delta G_{(o)} \left[1 - \left(\frac{\tau_e}{\tau_{e(o)}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (52b)$$

Weiter gilt

$$\Delta G_{(o)} = \tau_{e(o)} \cdot L \quad L = \frac{b}{(4 c_w)^{\frac{1}{2}}}$$

c_w ... wirksame interstitielle
Fremdstoffkonzentration

In Abb. 24a ist die gemessene Spannungsabhängigkeit der Enthalpie mit Gl. (52b) verglichen. Für die wirksame Konzentration der interstitiellen Fremdatome wurde $c_w = c_{O_2} + c_{N_2}$ gesetzt. Daraus ist zu entnehmen, daß sich $\Delta H(\tau_e)_{\text{exp}}$ dem $\Delta G(\tau_e)_{\text{FL}}$ -Verlauf, der gemäß Gl. (52b) berechnet wurde, im gesamten Spannungsbereich gut anschmiegt.

Dieser Vergleich liefert $\tau_{e(o)}$ -Werte, die in Tab. 6b angeführt sind. Unter Berücksichtigung dieser Werte ist $\Delta A (\tau_e)_{FL}$ nach Gl. (52b) und Gl. (13) berechnet worden und in Abb. 24b dem gemessenen

$\Delta A (\tau_e)_{exp}$ -Verlauf gegenübergestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß $\Delta A (\tau_e)_{exp}$ für einzelne Fremdstoffkonzentrationen mit dem Fleischer-Modell gut übereinstimmt. Für dieselben Fremdstoffkonzentrationen stimmt das Fleischer-Modell gleichfalls mit der gemessenen Temperaturabhängigkeit von τ_e überein (Abb. 24c). Der $\tau_e (T)_{FL}$ -Verlauf, in Abb. 24c dargestellt, ist dabei gemäß Gl. (52a) berechnet worden.

b ii) Frank-Modell /57/

Das Frank-Modell ist im Prinzip eine Verfeinerung der Fleischer-Theorie. Es berücksichtigt die gleichzeitige Wechselwirkung zwischen einer Versetzung mit mehreren Fremdatomen. Dabei wird ferner berücksichtigt, daß die Fremdatome verschiedene Abstände von den Gleitebenen sowie unterschiedliche Orientierungen haben können. Weiterhin werden Fremdatome, die oberhalb und unterhalb von Gleitebenen liegen, in gleicher Weise berücksichtigt, wie auch daß Fremdatome die infolge ihrer räumlichen Ausdehnung mehrere Gleitebenen blockieren können. Außerdem wird berücksichtigt, daß nur dann Fremdatome als Versetzungshindernisse wirksam werden, wenn nicht infolge der gleichzeitigen Anwesenheit stärker mit den Versetzungen wechselwirkenden Fehlstellen τ_e so groß wird, daß die aktivierten Versetzungsstücke über sie hinwegstreichen können, ohne von ihnen aufgehalten zu werden.

Für die Spannungsabhängigkeit der Wechselwirkungsenergie erhält man diesem Modell zufolge /57/:

$$G = G_{(o)} \left(1 - \left(\sqrt{2} + \frac{1}{\sqrt[3]{4}} \right) \left(\frac{\tau_e b^2 l d}{G_{(o)}} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\tau_e b^2 l d}{G_{(o)}} \right) \quad (53a)$$

und für die Aktivierungsfläche

$$\Delta A = b \left(1.26 \left(\frac{D^2 G_{(o)Fr}}{c_{eff} \tau_e} \right)^{\frac{1}{3}} - \frac{b D}{c_{eff} \frac{1}{2}} \right) \quad (53b)$$

$$D = \frac{1}{6}$$

wobei c_{eff} die effektiv wirksame Hinderniskonzentration bedeutet. Sind die interstitiell gelösten Fremdatome die relevanten Hindernisse, so gilt:

$$c_{eff} = \frac{3}{4} c_F \quad c_F \dots \text{interstitielle Fremdatomenkonzentration}$$

Sind die Fremdatome im Gitter scheinbar ausgeschieden, so bleibt Gl. (53a) gültig, wenn diese Ausscheidungen gleichfalls annähernd tetragonale Gitterverzerrungen hervorrufen. Sowohl für das Durchschneiden dieser Ausscheidung durch Versetzungen als auch für den Fall, daß Versetzungen an Ausscheidungen vorbeigleiten, gilt dann

$$c_{eff} = \alpha c_g$$

wobei α ein geometrischer Faktor und c_g die atomare Konzentration der wirksamen Ausscheidungen bedeutet.

Aus dem Vergleich des gemessenen $\Delta H(\tau_e)$ -Verlaufes mit Gl. (53a) ergeben sich $G_{(o)Fr}$ -Werte, die in Tab. 6c angeführt sind. Für die Fremdstoffkonzentration wurde dabei der Gesamtfremdstoffgehalt

$c_F = c_{O_2} + c_{N_2}$ eingesetzt. Wie aus Tab. 6c ersichtlich, ergeben sich für $c_F = c_{O_2} + c_{N_2}$ bedeutende Abweichungen von $\Delta H(\tau_e)_{exp}$ mit

$G(\tau_e)_{Fr}$ (vgl. dazu die Größe

$$\frac{1}{\tau_e} \int (\Delta H_{ex} - G_{Fr})^2 d\tau_e).$$

Nur für den Fall von $c_F > c_{O_2} + c_{N_2}$ kann $\Delta H(\tau_e)_{exp}$ annähernd durch Gl. (53a) beschrieben werden. Mit den $G_{(o)Fr}$ -Werten, die für $c_F = c_{O_2} + c_{N_2}$ aus Gl. (53a) ermittelt wurden, ist gemäß Gl. (53b) die

vom Frank-Modell verlangte Spannungsabhängigkeit von ΔA_{Fr} berechnet und dem experimentellen Befund gegenübergestellt worden (s. Abb. 23b). Danach liegen die ΔA_{exp} -Werte, ausgenommen die Literaturwerte, insbesondere bei kleinen Spannungsverhältnissen (τ_e / τ_p) bedeutend über den Werten von ΔA_{Fr} .

Diese Gegenüberstellung von Theorie und Experiment zeigt, daß das Frank-Modell im gegebenen Fall von Vanadin nicht zur Deutung des experimentellen Befundes der Aktivierungskenngrößen ΔH_{exp} , ΔA_{exp} herangezogen werden kann. Da ferner nur für den Fall von $c_F > c_{O_2} + c_{N_2}$ eine Annäherung von $\Delta H(\tau_e)_{exp}$ mit $\Delta G(\tau_e)_{Fr}$ erreicht wird, kann gemäß den Erörterungen von zuvor ausgeschlossen werden, daß Ausscheidungen von Fremdatomen verformungsrelevante Hindernisse sind.

- c) Vergleich der Experimente mit der thermisch aktivierten Transformation von aufgespalteten Versetzungen aus dem nicht gleitfähigen in den gleitfähigen Zustand /53/

Dieses Modell berücksichtigt den Umstand, daß sich Versetzungen unter Verminderung ihrer potentiellen Energie in Teilversetzungen unter Bildung von Stapelfehlern zwischen diesen, aufspalten können. Im allgemeinen liegen diese Teilversetzungen in mehreren in sich verschneidenden Ebenen. In diesem aufgespaltenen Zustand sind die Versetzungen in der Regel nicht gleitfähig. Die Gleitung erfordert vielmehr zuvor die Rückbildung jener Stapelfehler, die außerhalb der Gleitebene liegen. Diese Rückbildung in einen gleitfähigen Zustand erfordert dabei eine Spannung, die gemäß dieser Modellanschauung die effektive Fließspannung darstellt. Diese Spannung ist dabei neben den Gitterreibungs-

kräften von den Stapelfehlerenergien jener Ebenen abhängig, in denen die Teilversetzungen liegen. Für die Aufspaltreaktion einer Schraubenversetzung im k. r. z. - Gitter sind zahlreiche Modelle vorgeschlagen worden /70/. Eines der bedeutendsten scheint dabei das Modell nach Fox /53/ zu sein, da es eines von wenigen ist, die vielfach im k. r. z. - Gitter beobachtete Richtungsabhängigkeit von τ_e qualitativ erklären kann. Dieses Modell berücksichtigt die Möglichkeit einer Aufspaltung der $a/2$ $[111]$ Schraubenversetzung in die kristallographischen Ebenen (112) und (110) gemäß der Reaktion

$$\frac{1}{2} a [1\bar{1}1] = \frac{1}{6} a [1\bar{1}1] + \frac{1}{6} a [2\bar{1}1] + \frac{1}{24} a [0\bar{1}1] + \frac{a}{8} [0\bar{1}1]$$

Aufgrund dieser Reaktion ergibt sich für die zur Gleitung notwendige Energie $H_{\text{Fox}}/53/$:

$$H_{\text{Fox}} = 2 (U_c + U'_c) + \frac{\mu^2 b^3}{3 \pi^2 \tau_e} (U_R - U_G)^{\frac{3}{2}} \quad (54)$$

$$U_c = f(\gamma_{(112)}) \quad U_R = f(\tau_e, \tau_{e(o)}, \gamma_{(112)})$$

$$U_c = f(\gamma_{(110)})$$

$U_c, U'_c \dots$ Energie zur Einschnürung der Stapelfehler auf den Ebenen (112) bzw. (110)

$U_R, U_G \dots$ Rekombinations- bzw. Redissotiationsenergie (s. /53/)

In Abb. 25a ist eine Gegenüberstellung von $\Delta H(\tau_e)_{\text{exp}}$ mit dem vom Fox-Modell geforderten $H(\tau_e)_{\text{Fox}}$ -Verlauf durchgeführt. Als frei wählbare Parameter wurden gemäß Gl. (54) die Stapelfehlerenergien

der Ebenen $\gamma_{(112)}$ und $\gamma_{(110)}$ verwendet, in denen die Versetzungen in Teilversetzungen aufgespalten sind. Aus Abb. 25a ist folgendes zu entnehmen:

Nur für Vanadin mit geringem Fremdstoffgehalt liegen die Meßpunkte von $\Delta H(\tau_e)_{\text{exp}}$ dicht an dem vom Aufspaltungsmodell gemäß Gl. (54) berechneten $H(\tau_e)_{\text{Fox}}$ -Verlauf. Dagegen kann bei höherem Fremdstoffgehalt die gemessene Spannungsabhängigkeit von ΔH_{exp} nicht mit Gl.(54) beschrieben werden.

Mit den aus der Angleichung von Gl.(25a) an Abb. 25a berechneten Größen $\gamma_{(011)}$, $\gamma_{(112)}$ ist die Spannungsabhängigkeit von $A_{\text{Fox}} = -1/b (\delta H_{\text{Fox}} / \delta \tau_e)_T$ mit dem experimentellen Ergebnis von $\Delta A(\tau_e)_{\text{exp}}$ in Abb. 25b verglichen. Nur für Vanadin mit geringem Fremdstoffgehalt sind die Abweichungen zwischen den Abhängigkeiten $\Delta A(\tau_e)_{\text{exp}}$ und $A(\tau_e)_{\text{Fox}}$ gering. Bei hohem Fremdstoffgehalt ist die nach Gl.(54) geforderte Spannungsempfindlichkeit von A_{Fox} im Vergleich zu der gemessenen stärker. Als eine weitere Ergänzung dazu ist in Abb. 25c ferner die gemessene Temperaturabhängigkeit von τ_e mit jenem Verlauf $\tau_e(T)_{\text{Fox}}$ verglichen, der sich theoretisch aufgrund des Fox-Modells ergibt. Daraus zeigt sich deutlich, daß über den gesamten untersuchten Temperaturbereich $\tau_e(T)_{\text{exp}}$ kaum mit dem Aufspaltungsmodell nach Fox erklärt werden kann.

Zusammenfassend ergibt sich aus der Gegenüberstellung der experimentellen Ergebnisse mit einzelnen Theorien zur Fließspannung, die in diesem Abschnitt erörtert wurden, folgende Aussage:

Im untersuchten Temperaturbereich von $77 \text{ K} \ll T \ll 300 \text{ K}$ sind in Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt die thermisch aktivierte

- i) Bildung von Doppelkinken in Gleitversetzungen
- ii) Transformation von aufgespaltenen Versetzungen aus dem nichtgleitfähigen in den gleitfähigen Zustand

nicht die geschwindigkeitsbestimmenden Vorgänge bei der plastischen Verformung. Die für den Gleitprozeß relevanten Hindernisse scheinen in diesem Falle die im Gitter interstitiell gelösten Fremdstoffatome O_2 , N_2 zu sein (Fleischerprozeß). Bei Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt sind neben dem Fleischermechanismus gleichfalls die thermisch aktivierte Bildung von Doppelkinken in Gleitversetzungen zur Erklärung der experimentellen Ergebnisse von $\tau_e(T)$ prinzipiell geeignet.

7. Zusammenfassung

Die Aufgabe dieser Arbeit bestand in der Prüfung der Anwendung der thermischen Aktivierung zur Beschreibung der Versetzungsbewegung. Dies erforderte zum einen die Klärung der Frage nach der Existenz einer mechanischen Zustandsgleichung, zum anderen die Klärung methodischer Probleme von Experimenten. Als für diesen Zweck geeignet erwiesen sich Spannungsrelaxationsexperimente. Neben diesen wurden ferner Geschwindigkeitswechselfersuche durchgeführt. Aufgrund des unterschiedlichen Verformungsverhaltens bei hohen und tiefen Temperaturen (relativ zur Schmelztemperatur T_s) wurde die Prüfung der Existenz einer mechanischen Zustandsgleichung (Gl. (2a)) sowohl auf den Tief ($T \ll 0,14 T_s$)- als auch auf den Hochtemperaturbereich ausgedehnt. Die Untersuchungen im Hochtemperaturbereich waren insofern von Interesse, um festzustellen, inwieweit die thermische Aktivierungsanalyse angewandt werden kann, wenn gleichzeitig erhebliche Strukturänderungen (siehe Ziffer 1. und 5.4) erfolgen. Durchgeführt wurden diese Untersuchungen an Vanadin Ein- und Vielkristallen unterschiedlichen Reinheitsgrades in Abhängigkeit von der Verformung. Die wesentlichen Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

Für Temperaturen, bei denen keine Erholungsprozesse ablaufen ($T \ll 0,12 T_s$) kann die plastische Verformung von Vanadin Ein- und Vielkristall innerhalb eines Streubandes von $\pm 10\%$ durch eine mechanische Zustandsgleichung beschrieben werden.

Für Temperaturen ($T \geq 0,4 T_s$), bei denen Erholungsprozesse ablaufen, lassen die experimentellen Ergebnisse darauf schließen, daß entweder die Zustandsgleichung erfüllt ist, wobei dann die Größe τ_i , $\dot{\alpha}_0$ und/oder die Struktur S während des Verformungsvorganges nicht konstant bleiben, oder daß die Zustandsgleichung nicht erfüllt ist.

8. Literaturverzeichnis

1. J. C. M. Li, Dislocations Dynamics; ed.: Rosenfield et al., Mc. Graw-Hill Book Company, S. 87 (1968)
2. R. J. Arsenault, Acta. Met., 14, 831 (1966)
3. G. Schoeck and R. Pascual, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 5, 452 (1970)
4. T. Kan, Scripta Met. 5, 597 (1971)
5. M. Boček and W. Schneider, Z. Metallk. 62, 302 (1971)
6. C. N. Ahlquist and W. D. Nix, Scripta Met. 3, 679 (1969)
7. G. Schoeck, phys. stat. sol. 8, 499 (1965)
8. J. Friedel, Dislocations, Pergamon Press, Oxford 1964, S. 255
9. F. Guin and P. L. Prott, phys. stat. sol. 6, 111 (1964)
10. H. D. Baehr, Thermodynamik, Springer-Verlag, Berlin (1962) S. 102
11. Ch. Schwink, phys. stat. sol. 18, 557 (1966)
12. Mecking and K. Lücke, Mater. Sci. Eng. 1, 349 (1967)
13. M. Boček and D. Preininger, Mater. Sci. Eng. 9, 301 (1972)
14. A. J. Opinski and R. Smoluchowski, J. Appl. Phy. 22, 1380 (1951)
15. J. Bressers, priv. Mitteilung
16. J. Bressers, M. Heerschap and P. D. Meester, J. Less-Common Metals 22, 321 (1970)
17. T. E. Mitchell, R. A. Foxall and P. B. Hirsch, Phil. Mag. 8, 1895 (1963)
18. T. E. Mitchell and W. A. Spitzig, Acta. Met. 13, 1169 (1965)

19. W.A. Spitzig and A.S. Keh, *Metallurg. Trans.* 1, 3325 (1970)
20. J.W. Christian, *Acta. Met.* 15, 1257 (1967)
21. M. Boček, H. Schneider and P. Šindelař, *Mat. Sci. Eng.* 8, 161 (1971)
22. Mader S., A. Seeger and Chr. Leitz, *J. Appl. Phys.* 34, 3368 (1963)
23. R.J. Arsenault and E. Pink, *Mater. Sci. Eng.* 8, 141 (1971)
24. K.R. Evans and E.B. Schwenk, *Acta. Met.* 18, 1 (1970)
25. I. Gupta and J.C.M. Li, *Metallurg. Trans.* 1, 2323 (1970)
26. Conrad and Hayes, *Transaktion Quarterly* 56, 249 (1963)
27. D.L. Davidson and F.R. Brotzen, *Acta. Met.* 18, 463 (1970)
28. R.J. Arsenault, *Acta. Met* 14, 831 (1966)
29. Berner R., *Z. Naturforsch.* 15a, 689 (1960)
30. C. Zener, *Elasticity and Anelasticity in Metals* (University of Chicago Press. Chicago, Illinois, 1948)
31. G.A. Alers, *Phys. Rev.* 119, 1532 (1960)
32. D.K. Bowen and J.W. Christian, *Phil. Mag.* 12, 369 (1965)
33. D. Kramer, *J. Less-Common, Metals.* 119, 64 (1966)
34. Konzihide Tanaka and Tetsuro Watnabe, *Jap. J. of Physics* 11, 1429 (1972)
35. M. Boček, *KFK* 1640, Juli 1972
36. J.C.M. Li, *Trans. Am. Inst. Min. metall. Engrs.* 233, 219 (1965)
37. R.W. Guard, *Acta Met.* 9, 163 (1961)
38. M. Boček, H. Böhm and W. Schneider, *J. Nucl. Mat.* 40, 249 (1971)

39. G.L. Wire, H. Yamada and Che-Yu Li, *Acta. Met.* 22, 505 (1974)
40. A. Seeger, S. Mader and H. Kronmüller, *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, ed. J. Washburn u.G. Thomas, Kap. 14 New York, Interscience (1963)
41. D.R. Boostrom and C.W. Chen, *Scripta Met.* 6, 571 (1972)
42. R.W. Powers and M.V. Doyle, *J. Appl. Phys.* 30, 514 (1959)
43. A. Köthe and F. Schlät, *J. Mat. Sci.* 2, 201 (1967)
44. J. Nihoul, *Vacancies and Interstitials in metals*, Ed. A. Seeger, D. Schumacher, W. Schilling and J. Diehl, North-Holland, Amsterdam 1970, S. 839
45. R. Gerers, J. Nihoul and L. Stals, *phys. stat. sol.* 15, 701 (1966)
46. J.T. Stanley, J.M. Williams, W.E. Brundage and M.S. Wechsler, *Acta Met.* 20, 191 (1972)
47. R.P. Tucker, M.S. Wechsler and S.M. Ohr, *J. Appl. phys.* 40, 400 (1969)
48. K.R. Evans and E.B. Schwenk, *Acta Met.* 18, 1 (1970)
49. F. Graham, Wilson and E. Teghtronion, *Phil. Mag.* 22, 815 (1970)
50. I. Gupta and J.C.M. Li, *Metallurg. Trans.* 1, 2323 (1970)
51. S.K. Cahn and M.E. Fine, *Metallurg. Trans.* 1, 1495 (1969)
52. Pierre Guyot and John E. Dorn, *Cannad. J. Phys.* 45, 983 (1967)
53. R.A. Foxall, M.S. Duesbery and P.B. Hirsch, *Cannad. J. Phys.* 45, 607 (1967)

54. F. Kroupa and V. Vitch, *Canad. J. Phys.* 45, 945 (1967)
55. R. J. Wassilewsky, *Acta Met.* 13, 40 (1965)
56. R. J. Fleischer, *J. Appl. Phys.* 33, 3564 (1962)
57. W. Frank, *phys. stat. sol.* 19, 239 (1967)
58. W. Frank and B. Šešák, *Scripta Met.* 4, 451 (1970)
59. K. Ono and A. W. Sommer, *Metallurg. Trans.* 1, 877 (1970)
60. R. E. Peierls, *Proc. Phys. Soc.* 52, 34 (1940)
61. H. Yamada and Che-Yu Li, *Met. Trans.* 4, 2133 (1973)
62. H. Yamada and Che-Yu Li, *Met. Trans.* in press
63. M. Boček, *Mater. Sci. Eng.*, in press
64. J. Bressers, M. Heershap and P. D. E. Meester, *Metall* 25, 765 (1971)
65. C. D. Statham, D. Vesely and J. W. Christian, *Acta Met.* 18, 1243 (1970)
66. B. Šešák and A. Seeger, *phys. stat. sol. (b)* 43, 433 (1971)
67. C. T. Wang and D. W. Bainbridge, *Metallurg. Trans.* 3, 3161 (1972)
68. J. D. Elen, *Microscopie Elektronique*, ed. P. Farard, Soc. C. F. B. Paris 1970, Vol. 2 S. 351
69. Kamal E. Amin, K. Linga Murty and John E. Dorn, *J. Appl. Phys.* 44, 615 (1973)
70. M. S. Duebery and P. B. Hirsch, *Dislocations Dynamics*, ed. Rosenfield et al., Mc. Graw-Hill Book Company, 1968, S. 57
71. H. Yamada and Che-Yu Li, *Acta. Met.* 22, 249 (1974)
72. H. A. Beale, R. J. Arsenault, *Metallurg. Trans.* 1, 3355 (1970)
73. K. H. Adams, T. Vreeland and S. D. Wood, *Mater. Sci. Engng.* 2, 37 (1967)

74. A. V. Granato, K. Lücke, J. Schliff and L. J. Teutonico, J. Appl. Phys. 35, 2732 (1964)
75. G. H. Vineyard, J. Phys. Chem. Solids 3, 121 (1957)
76. W. Frank, Z. Naturf. 22 a, 365 (1967)
77. C. W. McGregor and J. C. Fisher, Trans. ASE 68, A-11 (1946)
78. T. L. Briggs and J. D. Cambell, Acta Met. 5, 711 (1972)
79. S. S. Lau and J. E. Dorn, Scripta. Met. 2, 335 (1968)
80. H. L. Prehel, A. Lawley and H. Conrad, Acta. Met. 16, 337 (1968)
81. R. L. Smialek, T. E. Mitchell, Phil. Mag. 22, 1105 (1970)
82. R. L. Smialek, G. L. Webb and T. E. Mitchell, Scripta Met. 4, 33 (1970)
83. R. J. Arsenault, Acta. Met. 17, 1291 (1969)
84. D. F. Hasson and R. J. Arsenault, S. F. C. S. M. A. 1, 267 (1970)
85. H. C. Kim and P. L. Pratt, phys. stat. sol. 41, 797 (1970)
86. Y. Nakada, A. S. Keh, Acta. Met. 16, 903 (1968)
87. J. T. A. Roberts, Phil. Mag. 23, 243 (1971)
88. T. Takeuchi and J. Mano, Acta. Met. 6, 809 (1972)
89. T. Tanaka and S. Watanabe, Acta. Met. 19, 991 (1971)
90. W. A. Spitzig and W. C. Leslie, Acta. Met. 19, 1143 (1971)
91. T. Sakuma, S. Karashima, S. I. C. S. M. A. 1, 88 (1970)
92. R. J. Arsenault and E. Pink, S. I. C. S. M. A. 2, 731 (1970)
93. E. Pink and R. J. Arsenault, erscheint in Metall. Trans.

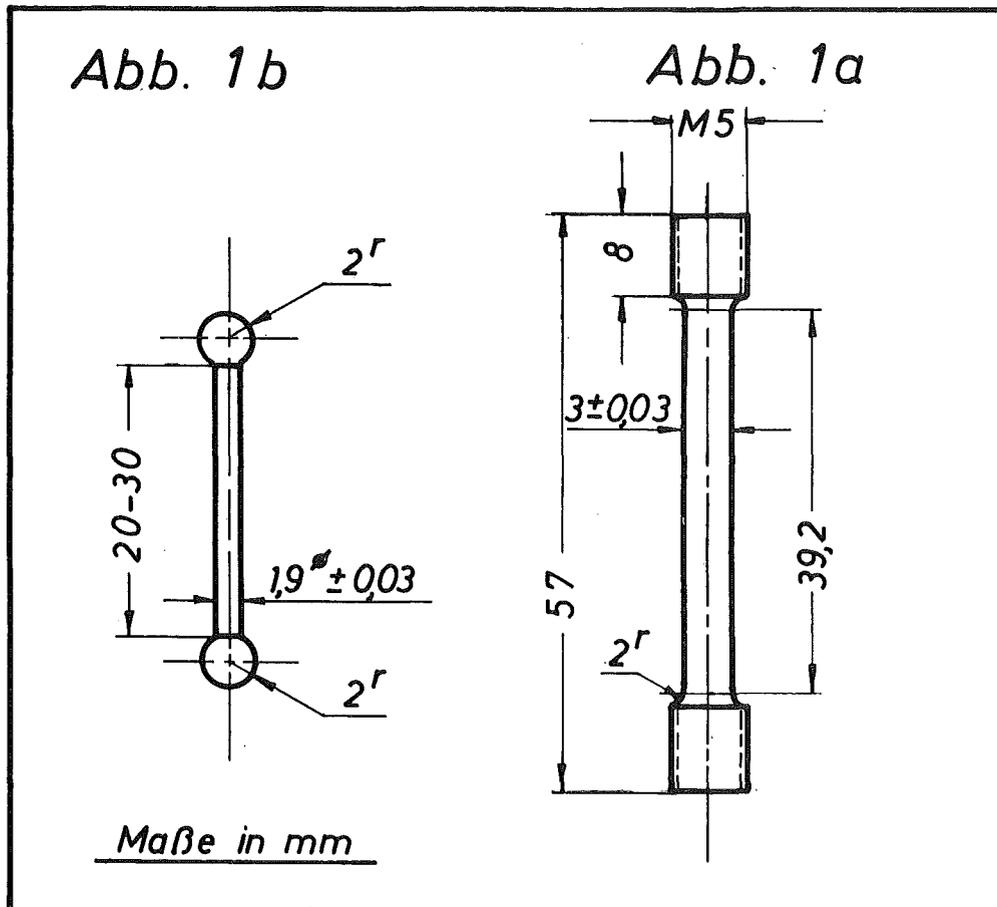


Abb. 1: Form der Zugproben

a) Vielkristalle

b) Einkristalle

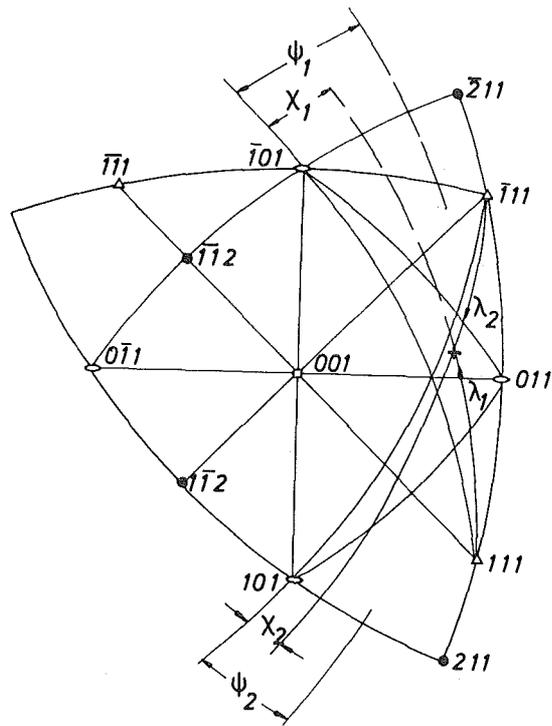


Abb. 2a: Standardstereographische Projektion

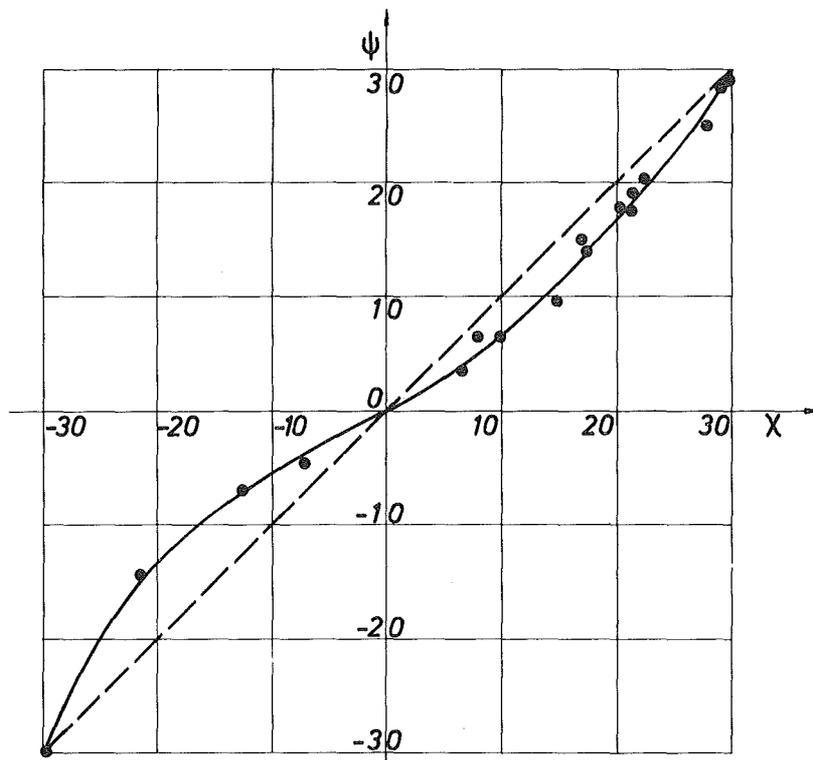


Abb. 2b: Die $\psi(\chi)$ Kurven für Vanadin mit mittlerem Fremd-
stoffgehalt bei $T = 300\text{ K} / 15/$.

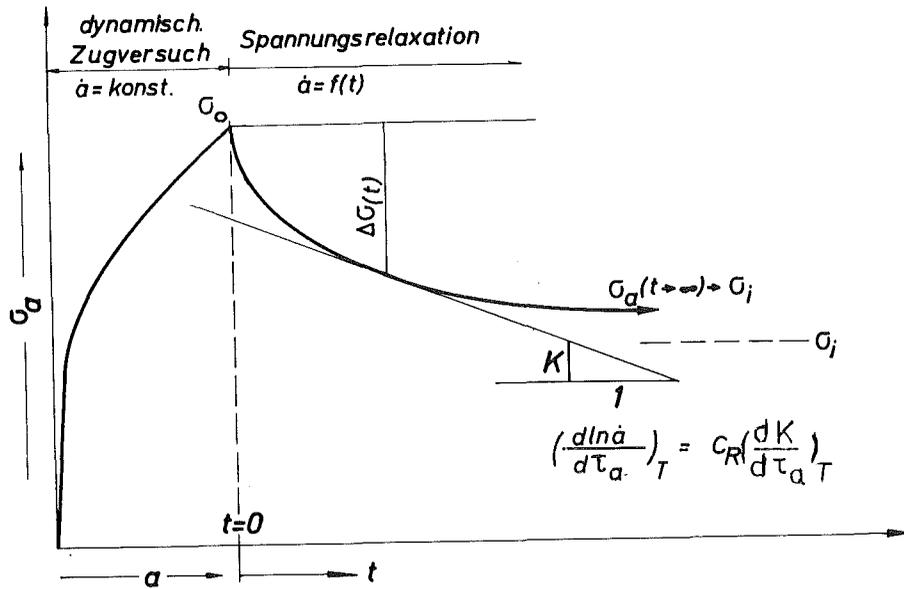


Abb. 2c: Zur Bestimmung von ΔA im Kriechversuch unter veränderlicher Last (Spannungsrelaxation).

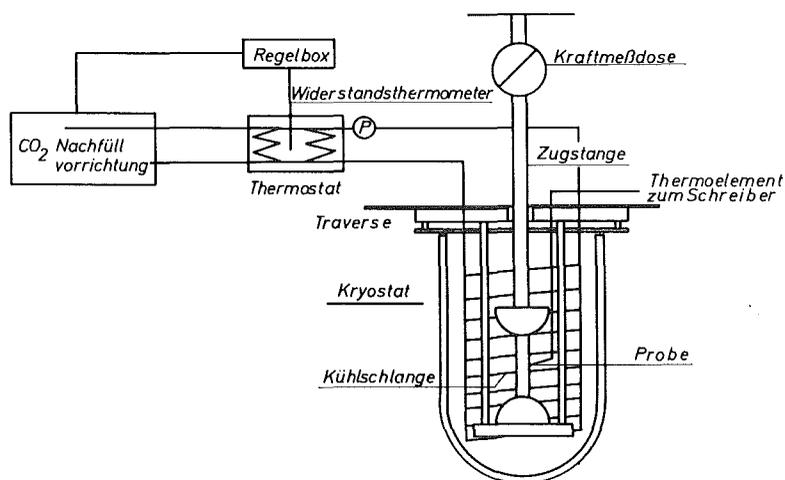


Abb. 2d: Aufbau der Kryostatanlage.

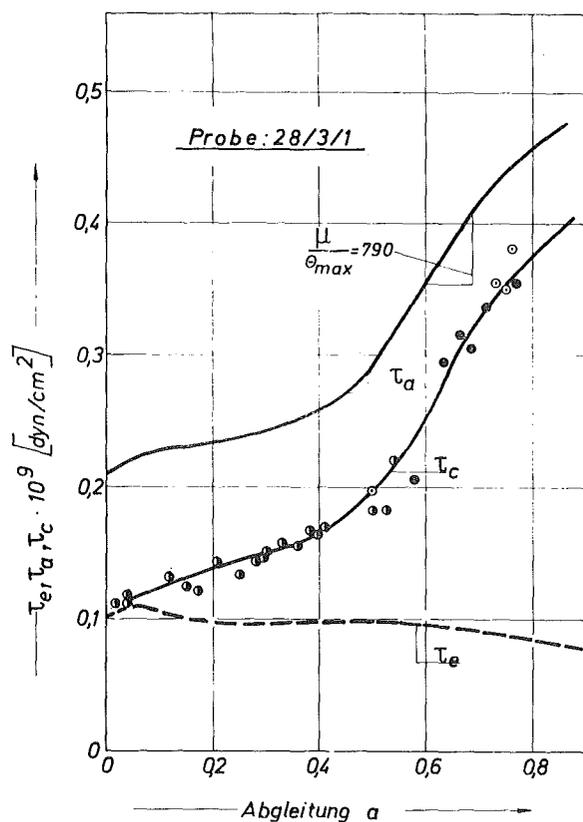


Abb. 3a: Verfestigungskurven der Spannungskomponenten von Vanadin mit niedrigem Fremdstoffgehalt (Raumtemperaturverformung).

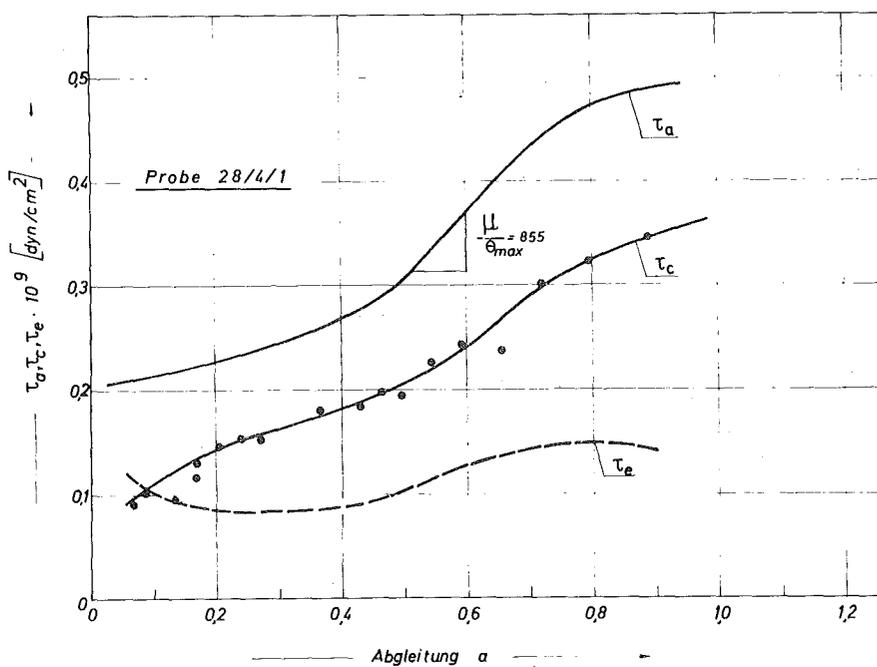


Abb. 3b: Verfestigungskurven der Spannungskomponenten von Vanadin mit niedrigem Fremdstoffgehalt (Raumtemperaturverformung).

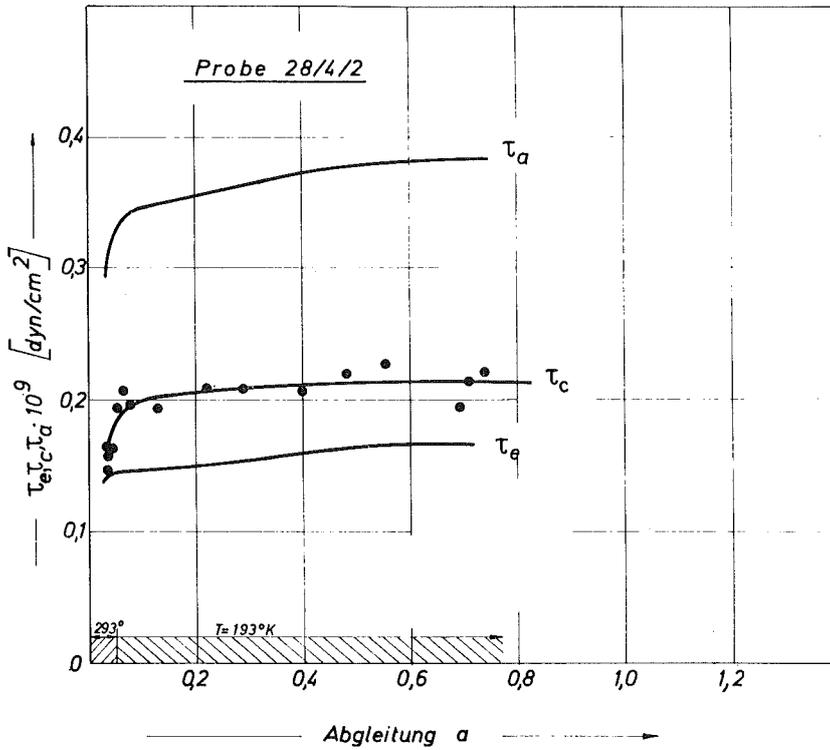


Abb. 4a: Verfestigungskurven der Spannungskomponenten von Vanadin mit niedrigem Fremdstoffgehalt (Verformungstemperatur $T = 193 \text{ K}$).

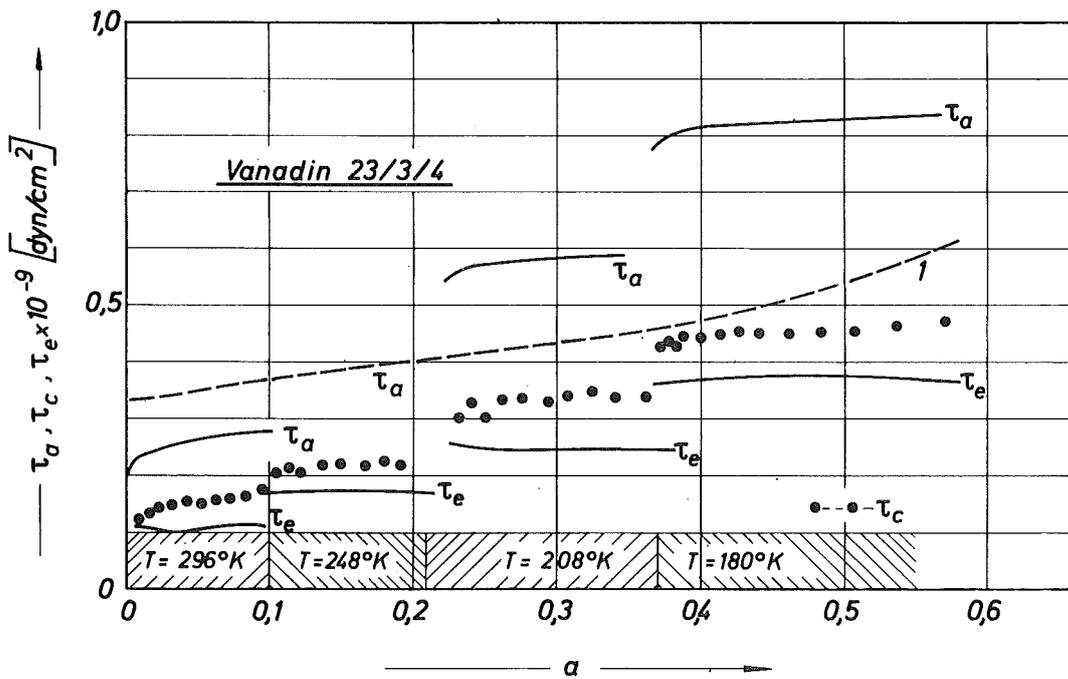


Abb. 4b: Verfestigungskurven der Spannungskomponenten von Vanadin mit niedrigem Fremdstoffgehalt (Verformungstemperatur $T = 300 \text{ K} \rightarrow 193 \text{ K}$). Kurve 1: Werte nach T. E. Mitchell et al. / 18/ .

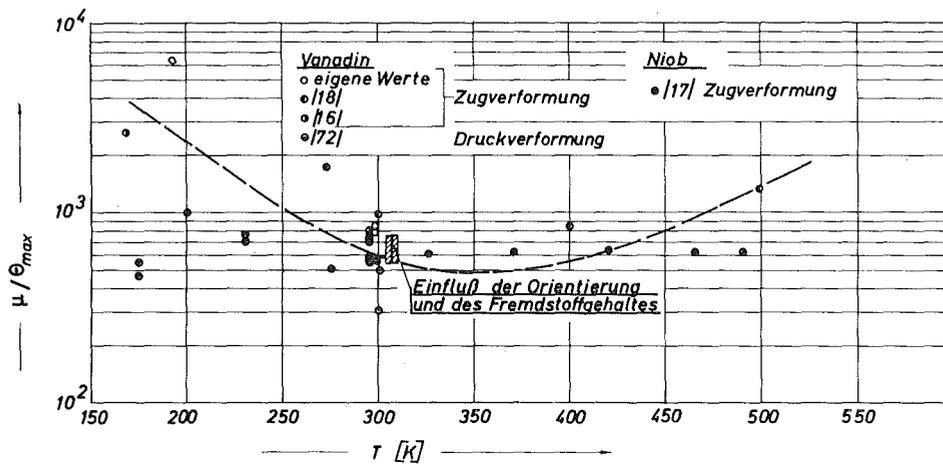


Abb. 4c: Temperaturabhängigkeit des maximalen Verfestigungsanstiegsfaktors (μ / Q_{max}) (Bereich II) für mittelorientiertes Vanadin.

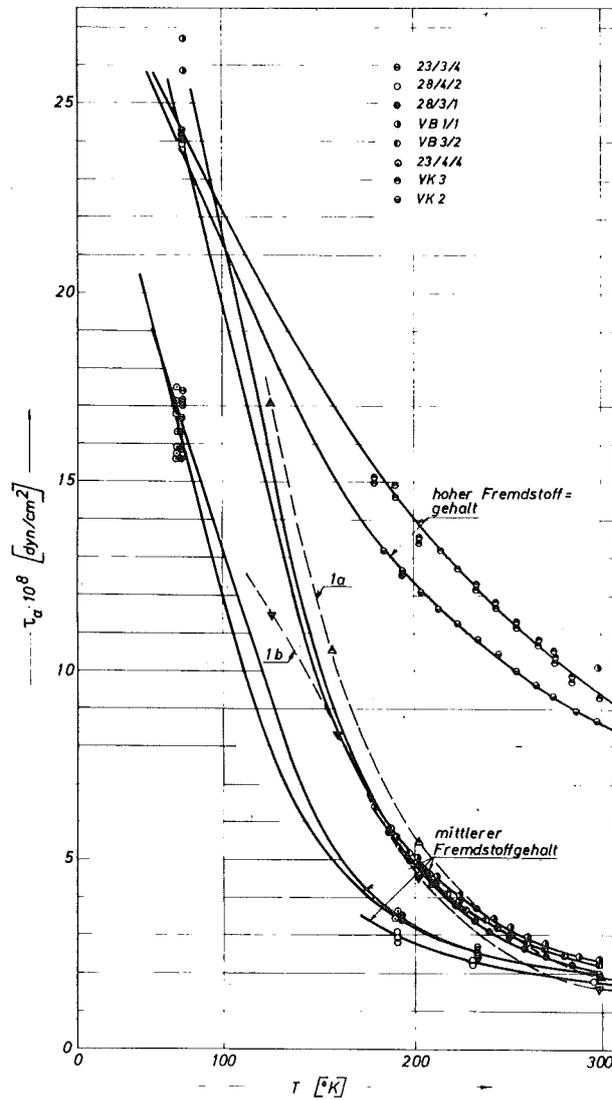


Abb. 5a: Temperaturabhängigkeit der Fließspannung für Vanadin mit verschiedenem Fremdstoffgehalt.

○ ; ● ; ◐ ; ◑ .. mittlerer Fremdstoffgehalt
 ◒ ; ◓ .. hoher Fremdstoffgehalt

1a: $\tau_a(\tau)$ von Vanadin der Orientierung /110/

1b: $\tau_a(\tau)$ von Vanadin der Orientierung /211/

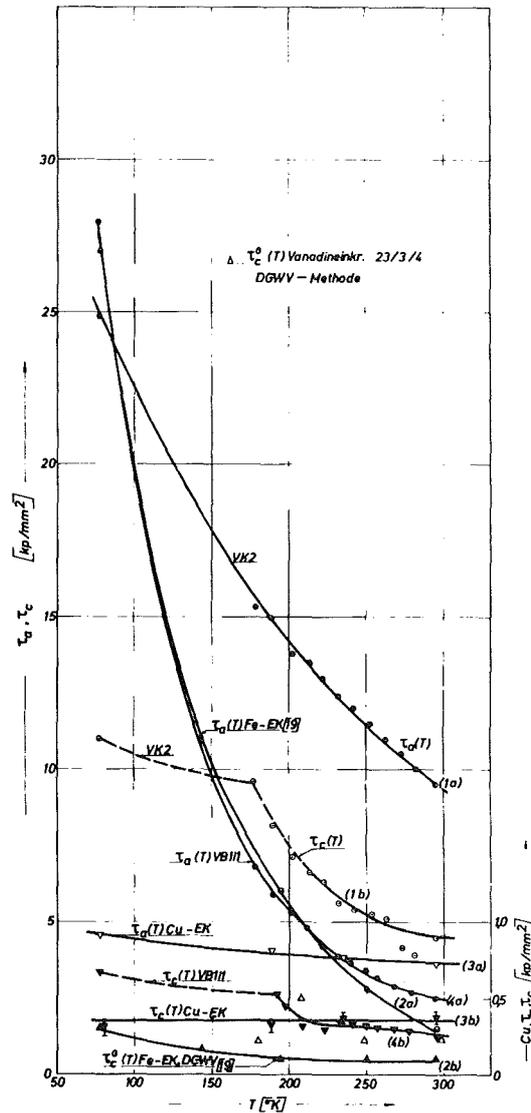


Abb. 5b: Temperaturabhängigkeit der Fließ-, kritischen und inneren Spannung für verschiedene Metalle

1a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ für Vanadineinkristall mit hohem Fremdstoffgehalt.

2a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ von Eiseneinkristall /19/.

3a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ von Kupfereinkristall.

4a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ von VB 1/1

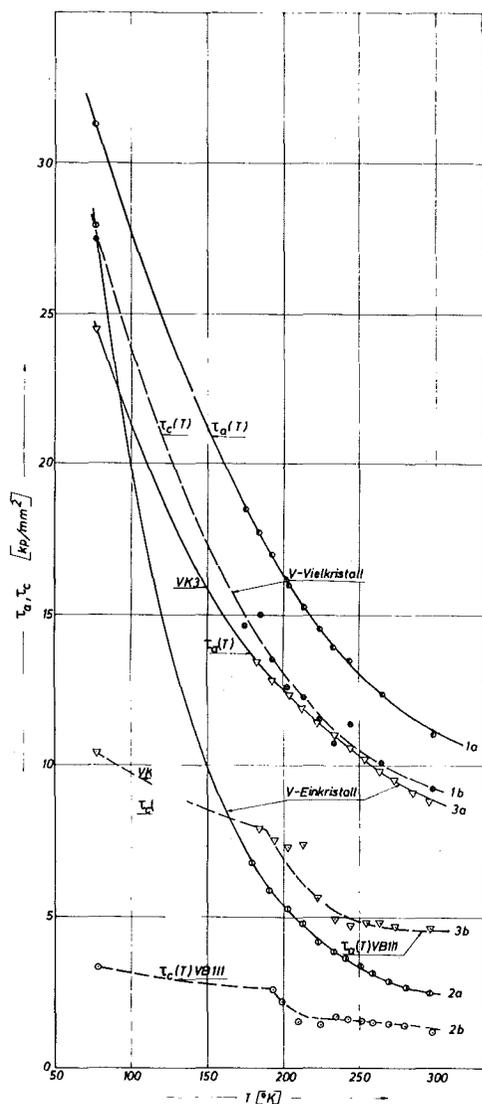


Abb. 5c: Temperaturabhängigkeit der Fließ- kritischen und inneren Spannung für viel- und einkristallines Vanadin

1a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ von Vanadin Vielkristall

2a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ für Vanadin Einkristall mit mittlerem Fremdstoffgehalt

3a, b: $\tau_a(T)$, $\tau_c(T)$ für Vanadin Einkristall mit hohem Fremdstoffgehalt.

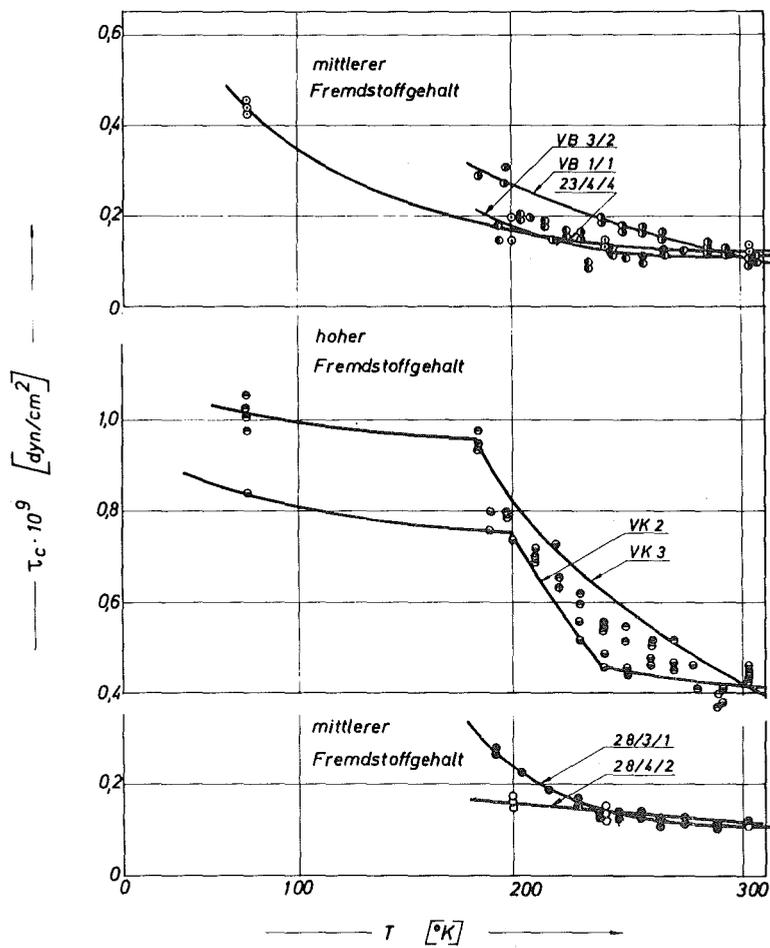


Abb. 5d: Temperaturabhängigkeit der kritischen Spannung von Vanadin mit verschiedenem Fremdstoffgehalt.

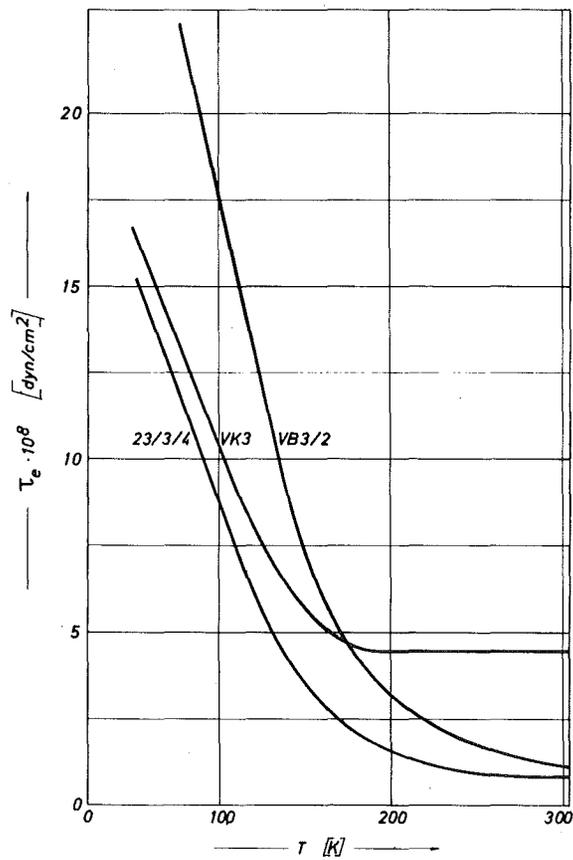
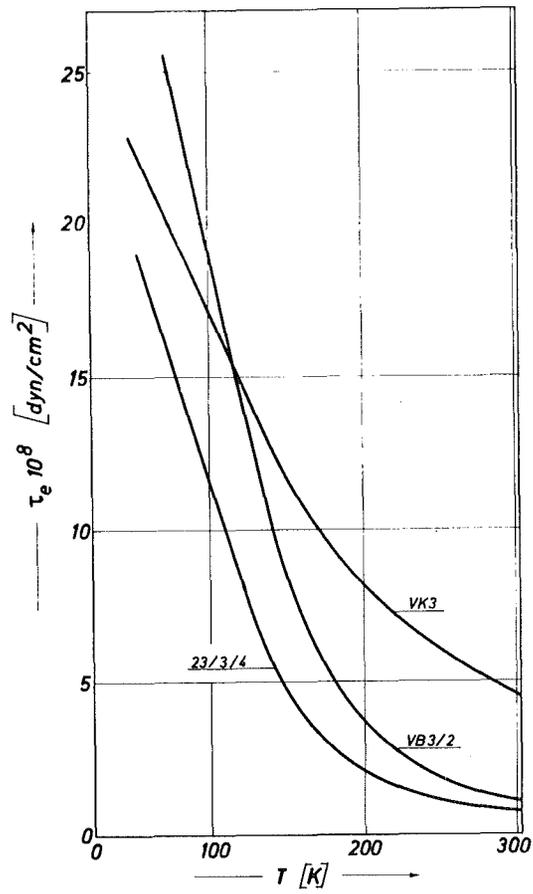


Abb. 6a: Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung. Aus Abb. 5a-5d mittels Gl. (2b) gewonnen.

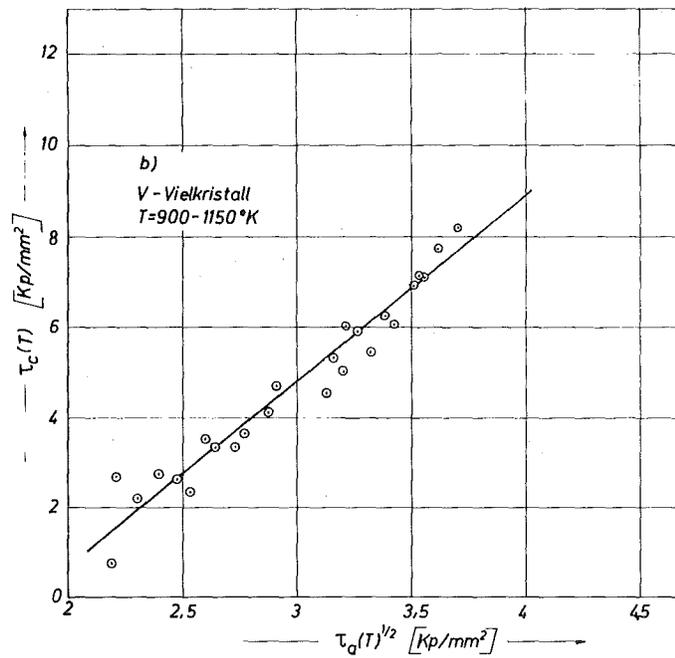
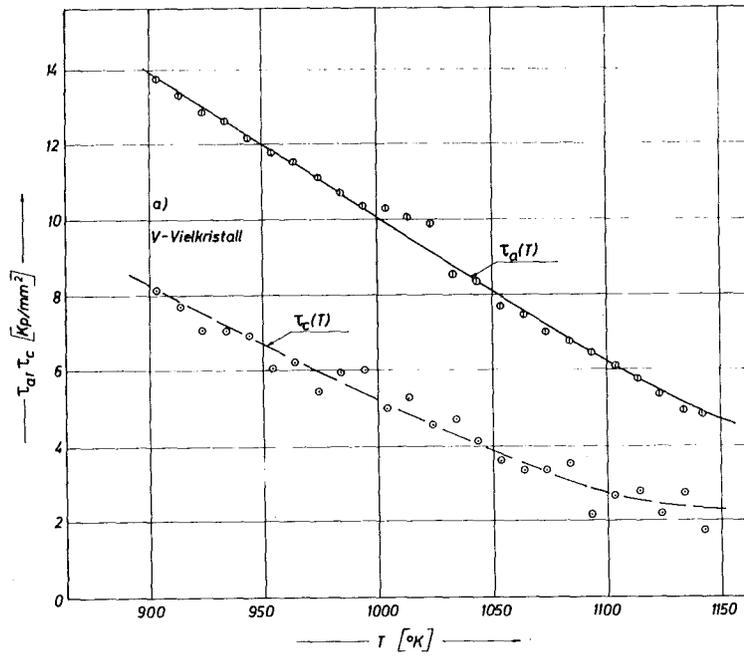


Abb. 6b: a) Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze und kritischen Spannung für vielkristallines Vanadin im Temperaturbereich von $923 < T < 1123^{\circ}\text{K}$

b) Spannungsabhängigkeit der kritischen Spannung (τ_c [$\tau_a(T)$]) für vielkristallines Vanadin. Wurde aus Abb. 6a) gewonnen.

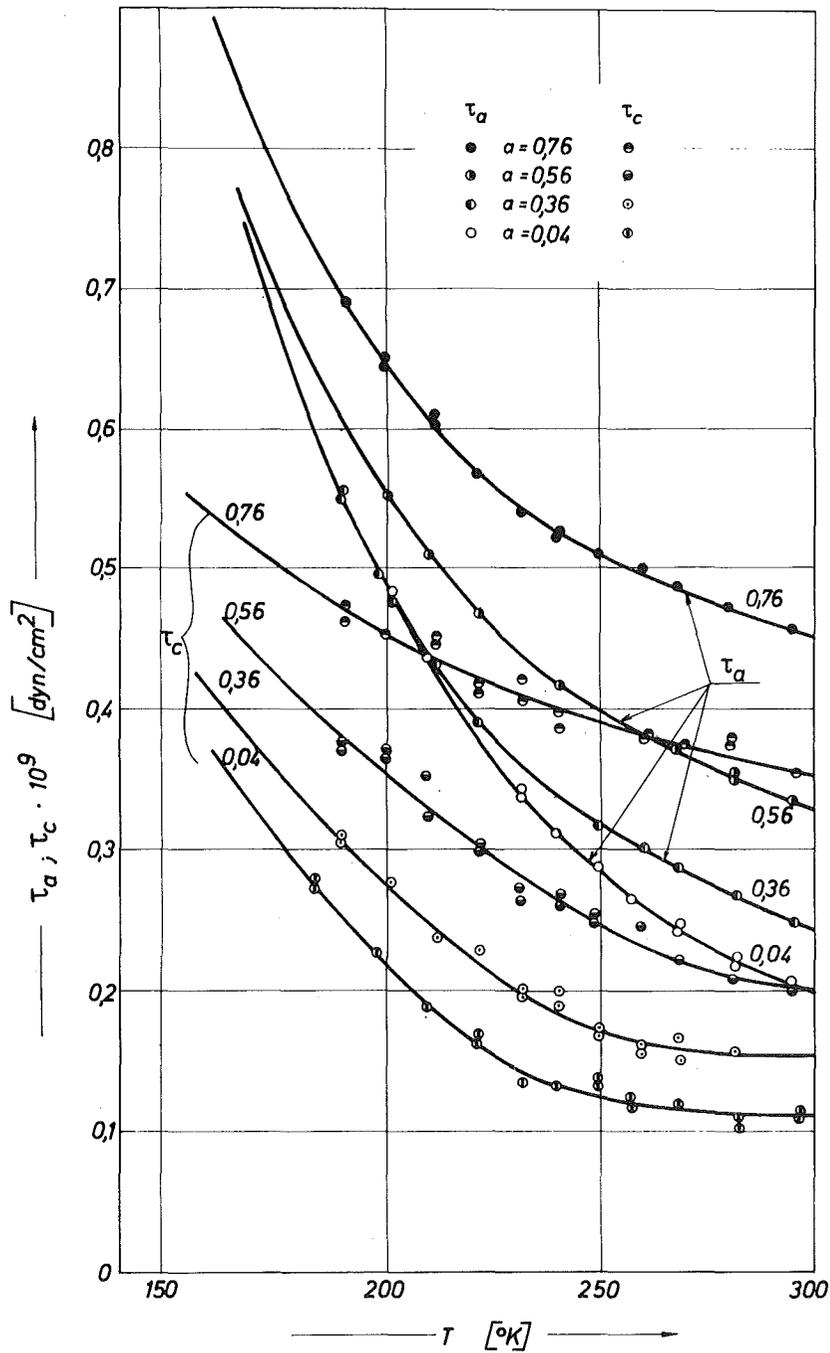


Abb. 7a: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Fließ- und kritischen Spannung von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

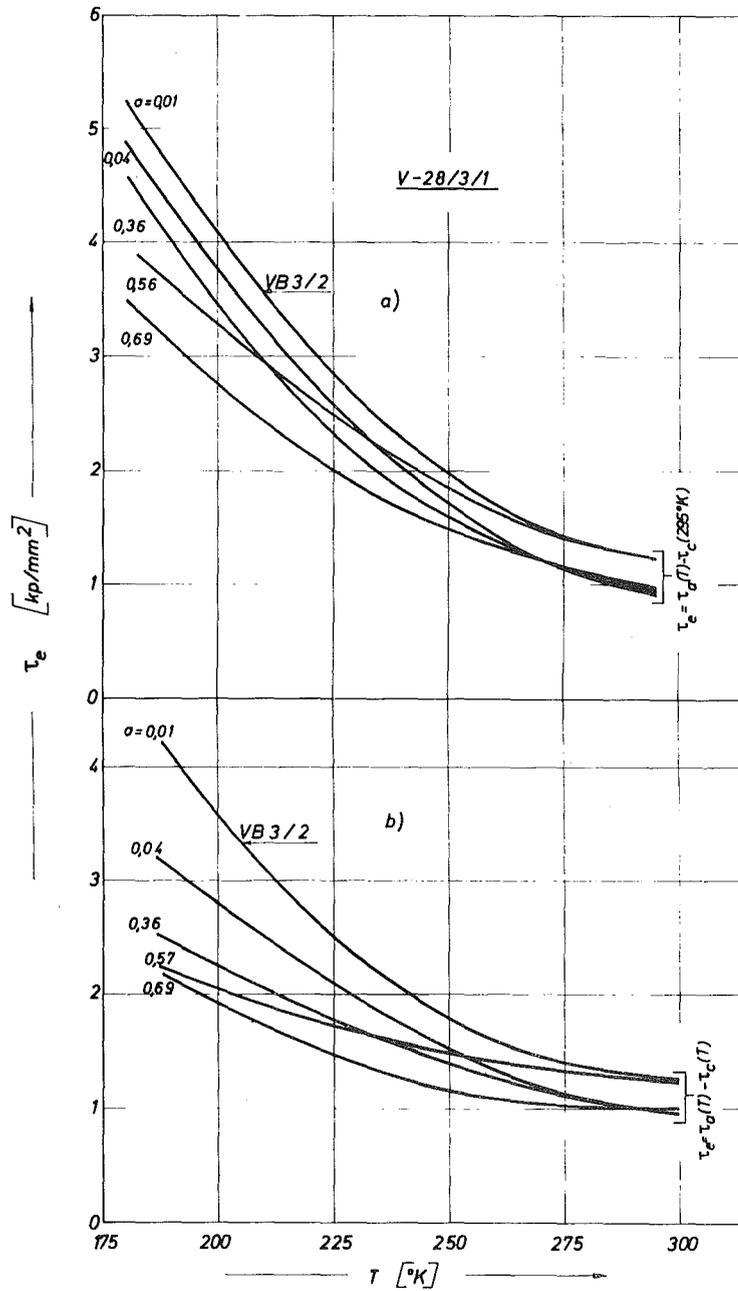


Abb. 7b: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannung für Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt. $\tau_e(T)$ wurde aus Abb. 7a gewonnen.

a) $\tau_c(T) \neq \tau_i(T) = \tau_c(300\text{K}) \neq f(T)$

b) $\tau_c(T) \approx \tau_i(T)$

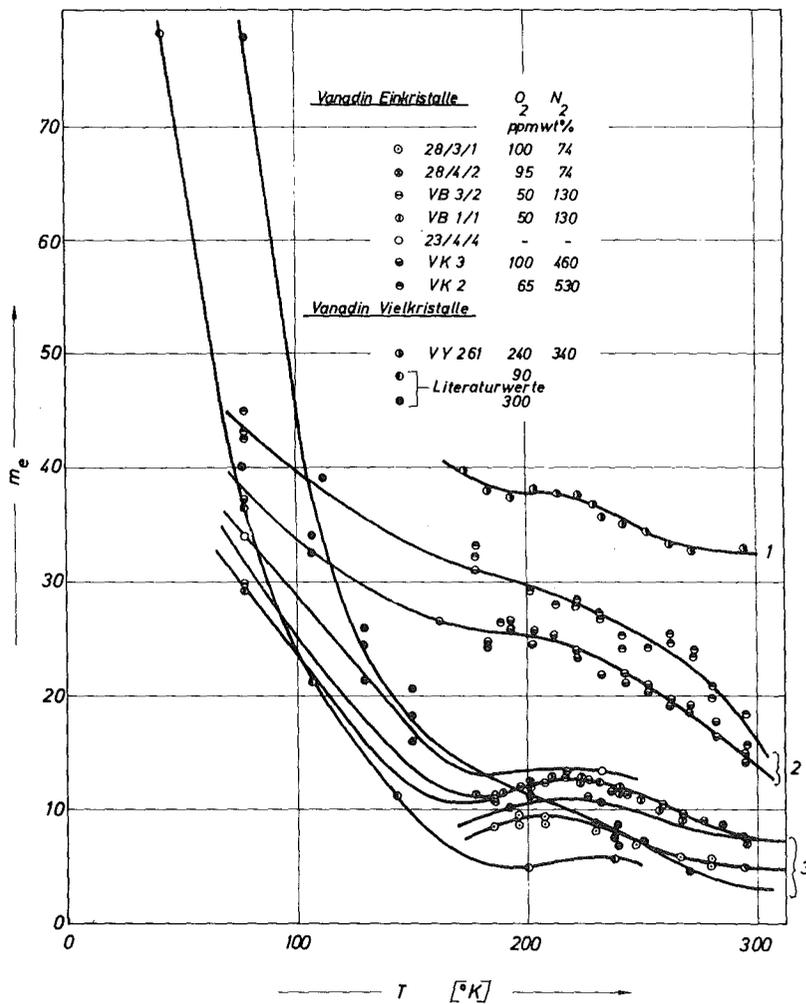


Abb. 8a: Fremdstoffeinfluß auf die Temperaturabhängigkeit des Spannungsexponenten m_e .

○ ; ● Werte nach /23/.

1 ... Vielkristallines Vanadin

2 ... Vanadin Einkristall mit hohem Fremdstoffgehalt

3 ... Vanadin Einkristall mit mittlerem Fremdstoffgehalt

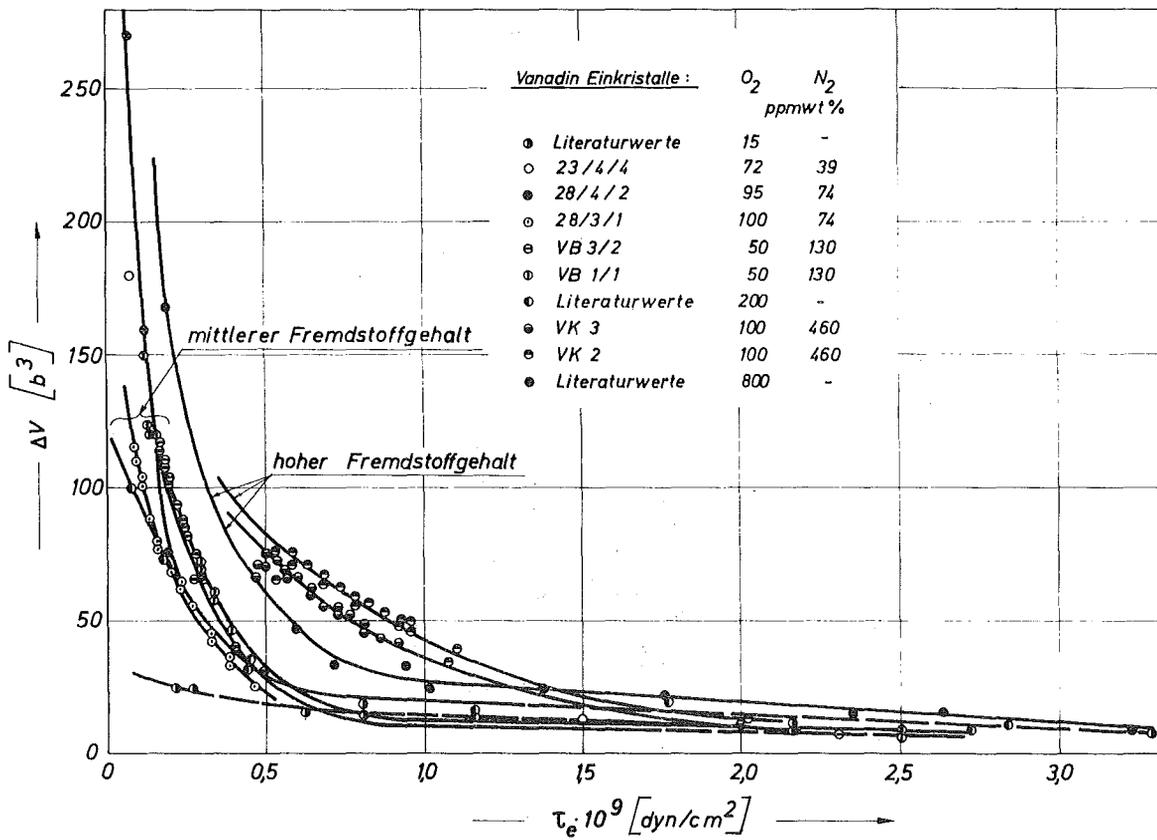


Abb. 8b: Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens von Vanadin mit unterschiedlichem Verunreinigungsgrad.
 ($\Delta V [\tau_e (T) \dot{a}]$)

○, ● Werte nach /23/.

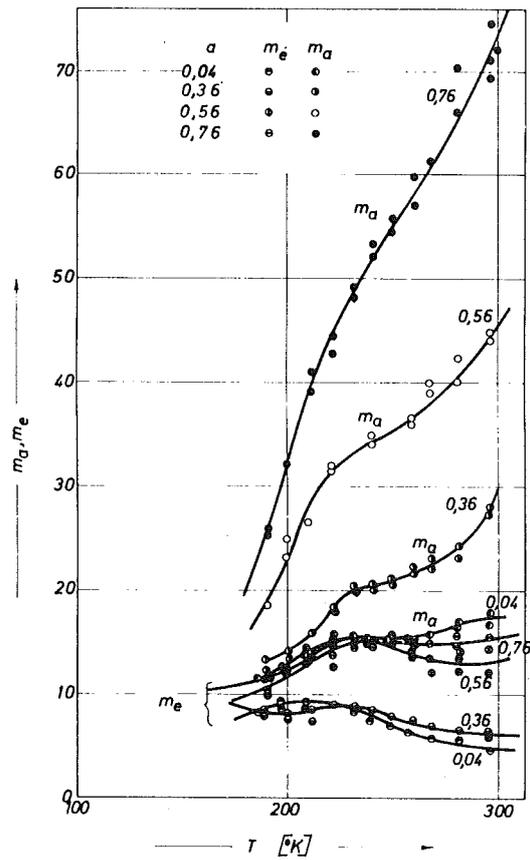


Abb. 9a: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Spannungskomponenten m_e und m_a ($\tau_i = 0$) von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

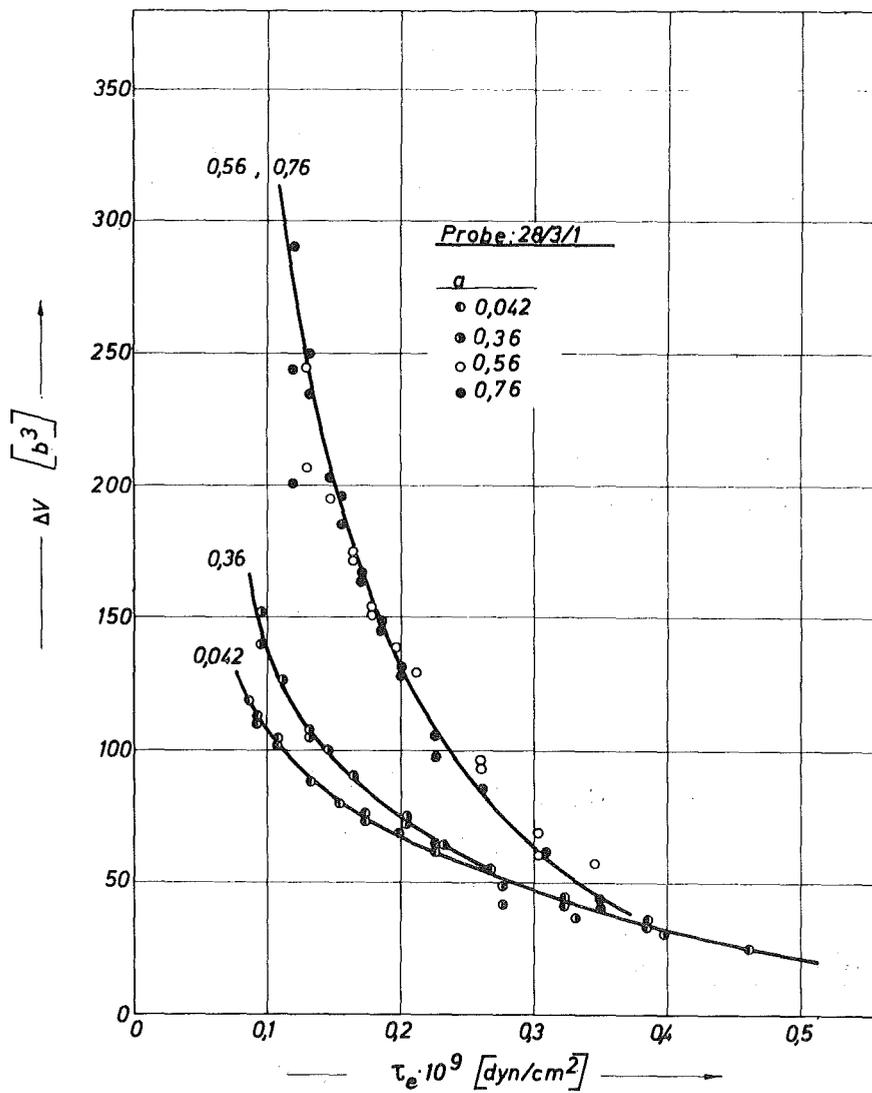


Abb. 9b: Verformungseinfluß auf die Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt. ($\Delta V [\tau_e (T) \cdot a]$)

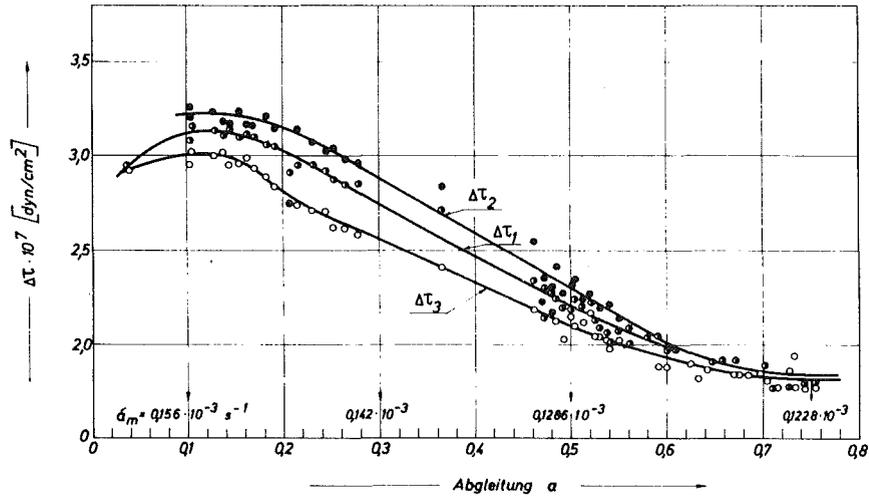


Abb. 10a: Verformungsabhängigkeit von $\Delta\tau_a$ beim GWV von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

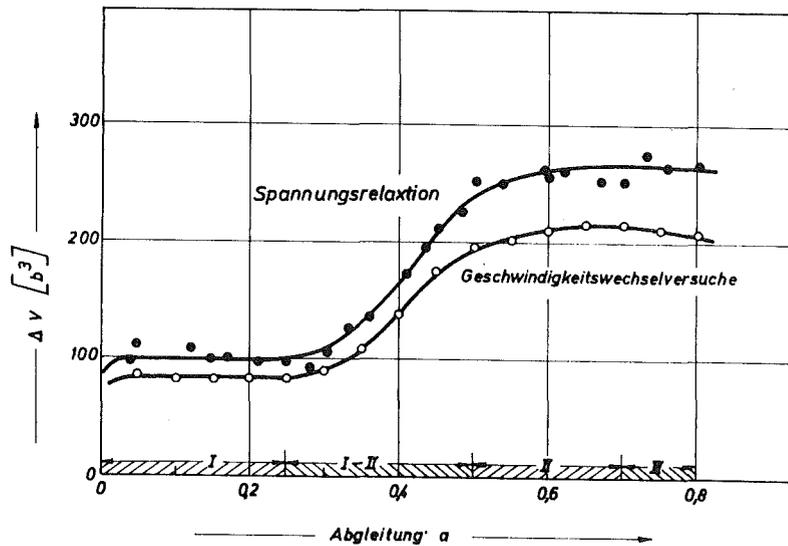


Abb. 10b: Verformungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt. ΔV wurde aus GWV und SRV berechnet.

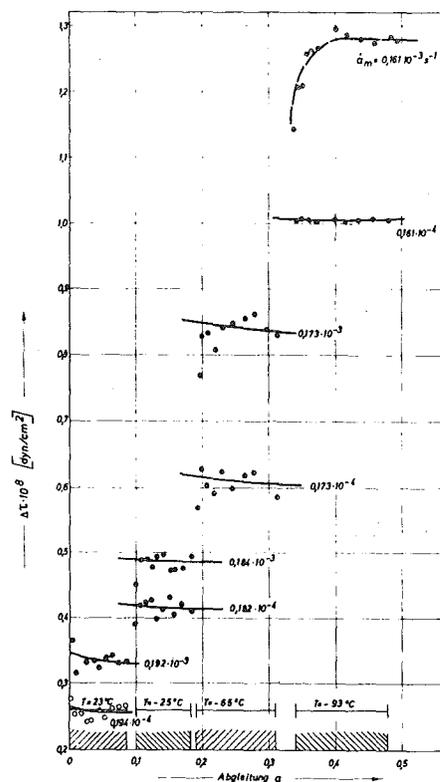


Abb. 11a: Verformungsabhängigkeit von $\Delta\tau_a$ beim GWV bei unterschiedlichen Verformungstemperaturen.

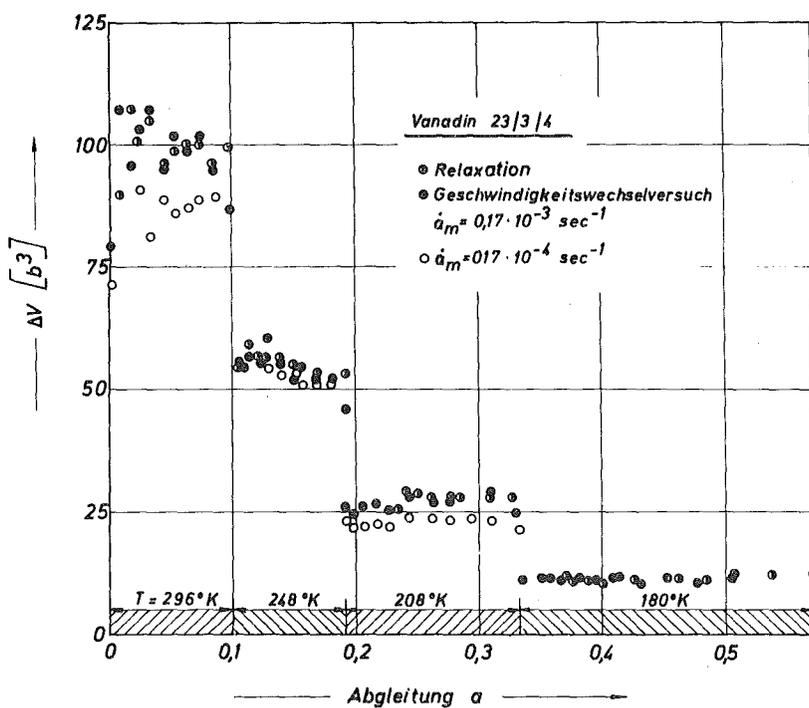


Abb. 11b: Verformungsabhängigkeit von ΔV bei verschiedenen T und \dot{a} .

- .. $\dot{a} = 0,17 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
- .. $\dot{a} = 0,17 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

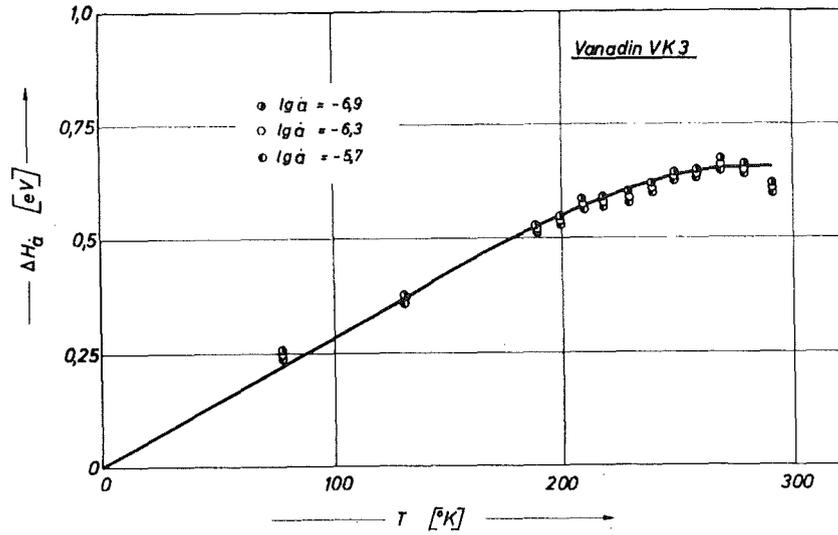


Abb. 12a: Temperaturabhängigkeit der Enthalpie bei verschiedenem \dot{a} von Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt.

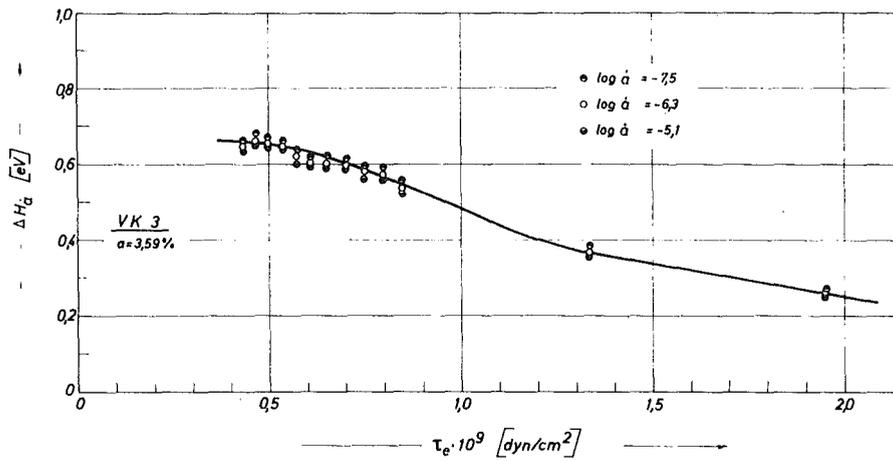


Abb. 12b: Spannungsabhängigkeit der Enthalpie $\Delta H [\tau_e(T) \dot{a}]$ von Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt.

($\Delta H [\tau_e(T) \dot{a}]$ wurde aus Abb. 12a und 5a gewonnen).

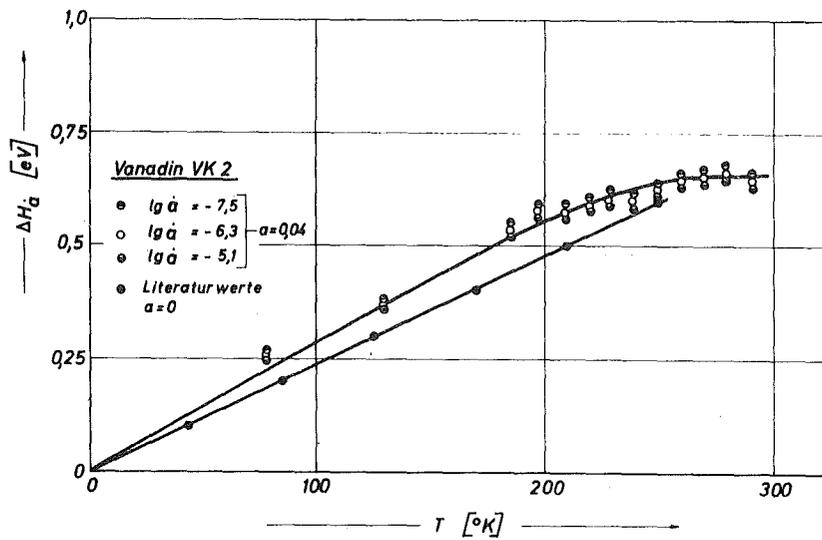


Abb. 13a: Temperaturabhängigkeit der Enthalpie bei verschiedenen \dot{a} von Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt.

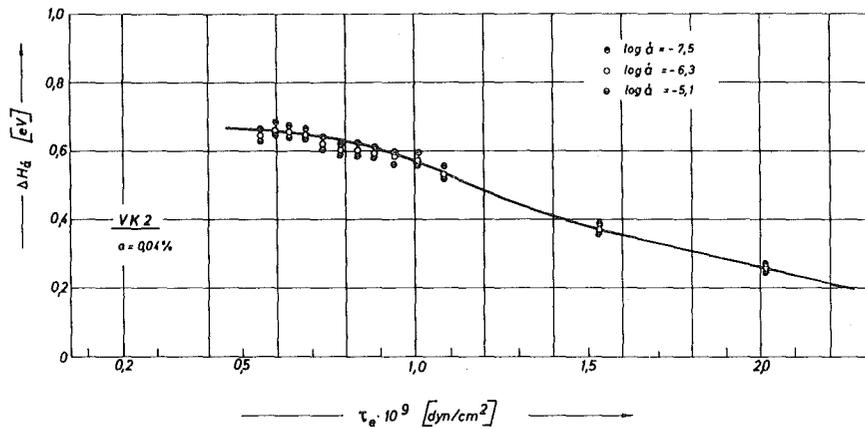


Abb. 13b: Spannungsabhängigkeit der Enthalpie $\Delta H[\tau_e(T) \dot{a}]$ von Vanadin mit hohem Fremdstoffgehalt. ($\Delta H[\tau_e(T) \dot{a}]$ wurde aus Abb. 13a und Abb. 5a gewonnen).

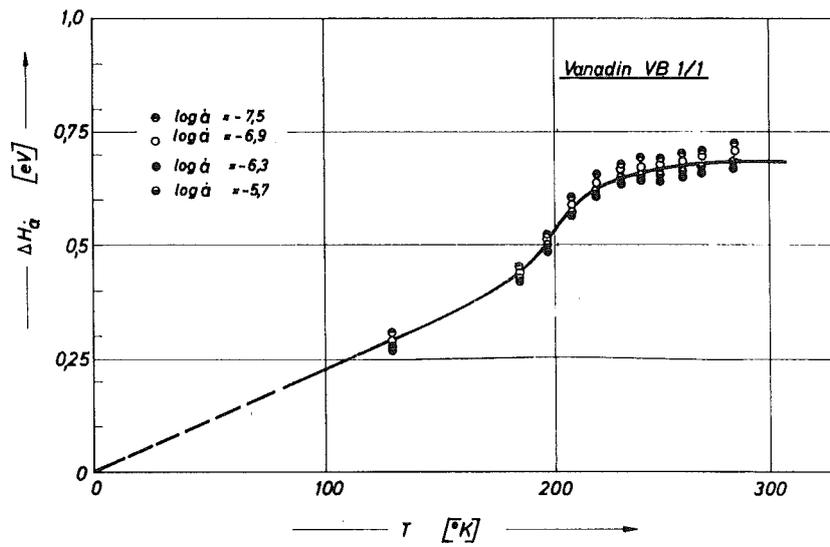


Abb. 14a: Temperaturabhängigkeit der Enthalpie für Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

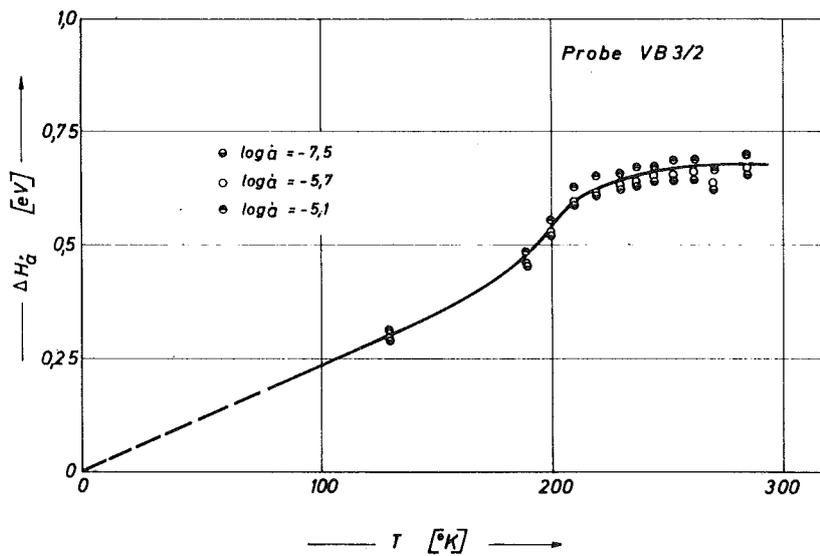


Abb. 14b: Temperaturabhängigkeit der Enthalpie für Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt (Kristall VB 3/2)

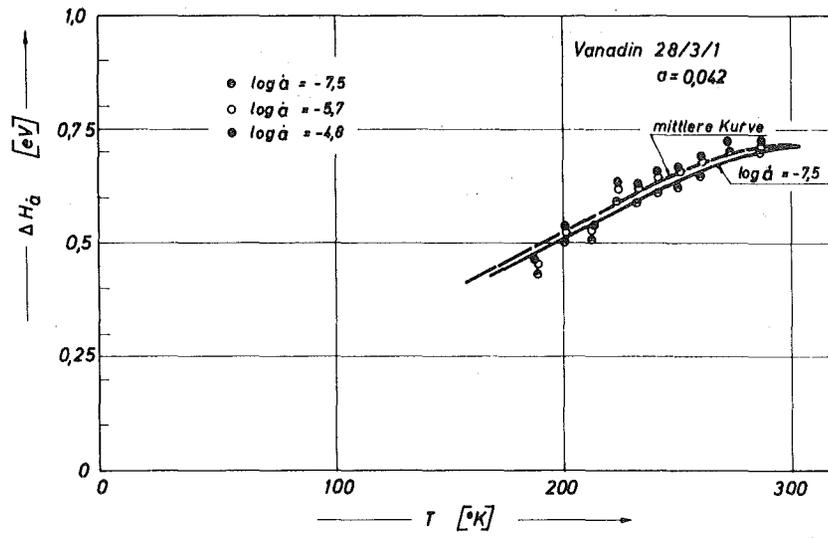


Abb. 14c: Temperaturabhängigkeit der Enthalpie von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

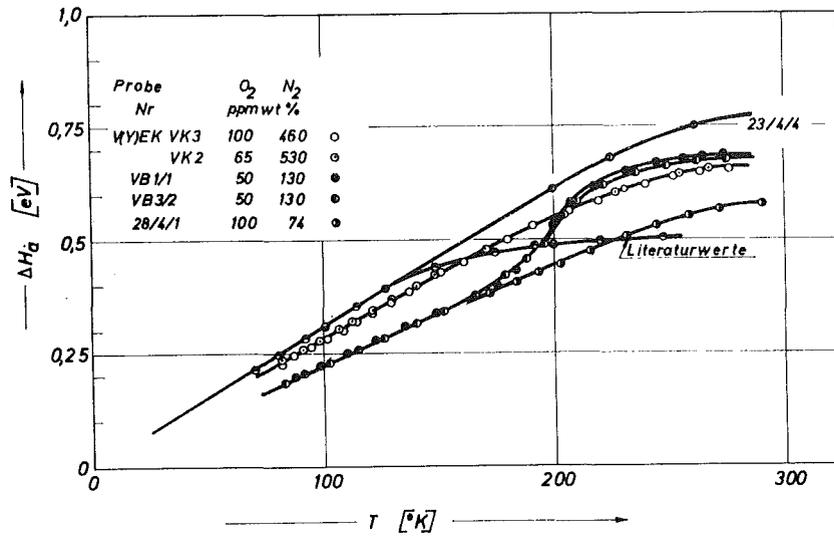


Abb. 15a: Fremdstoffeinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie

● .. Wert für polykristallines Ti /37/.

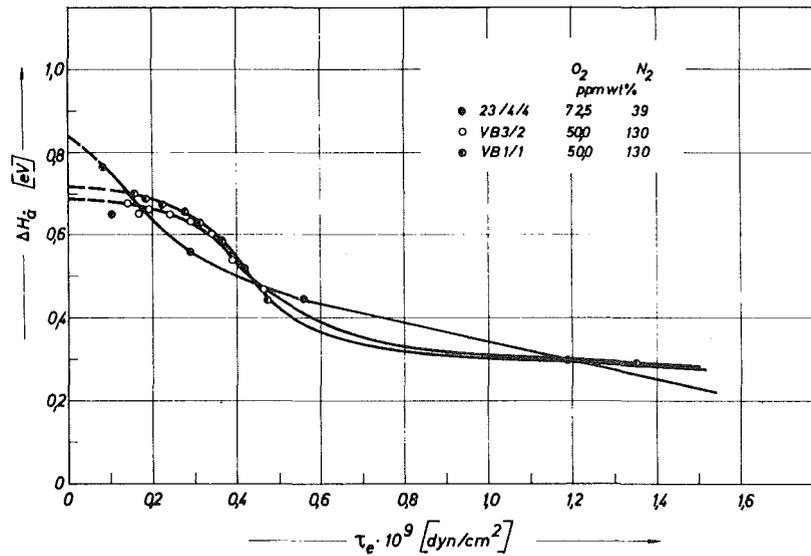


Abb. 15b: Fremdstoffeinfluß auf die Spannungsabhängigkeit der Enthalpie $\Delta H [\tau_e (T)]$

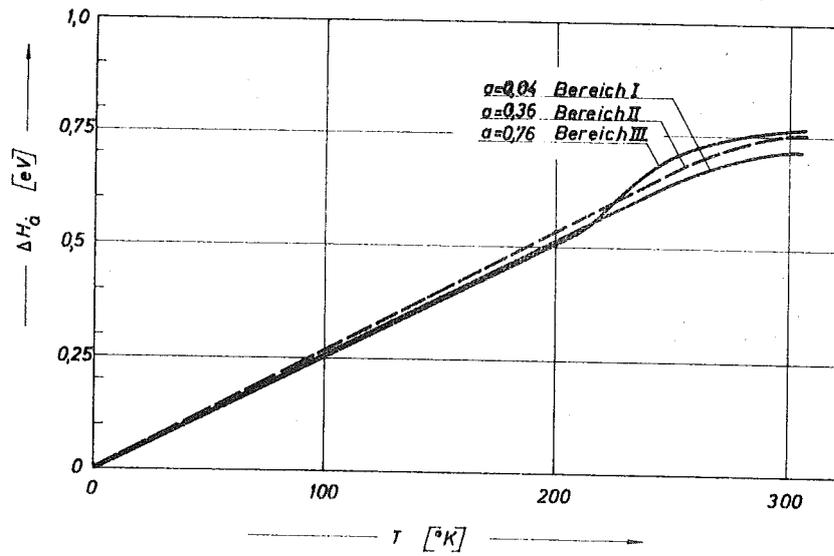


Abb. 16a: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

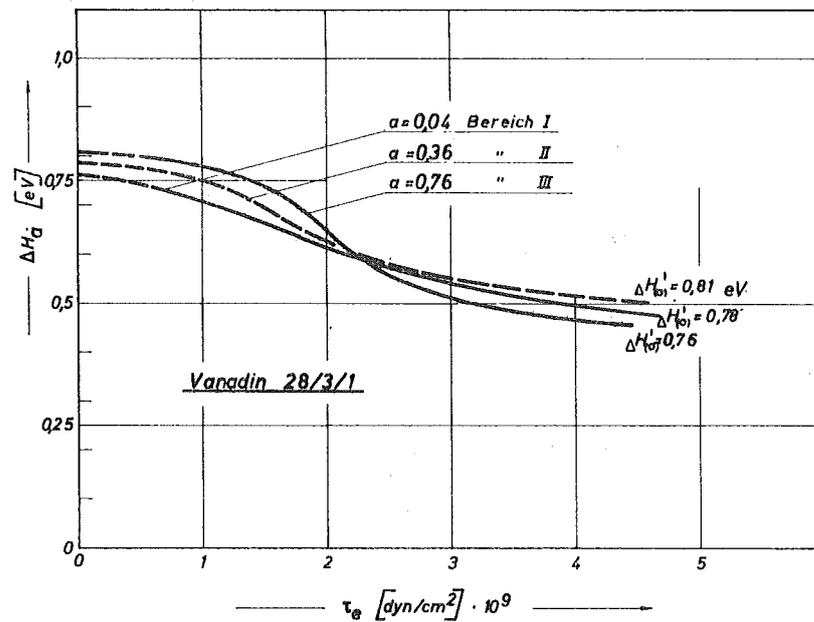


Abb. 16b: Verformungseinfluß auf die Spannungsabhängigkeit der Enthalpie $\Delta H [\tau_e (T)_a]$ für Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt (Abb. 16b wurde aus Abb. 16a und Abb. 5a gewonnen).

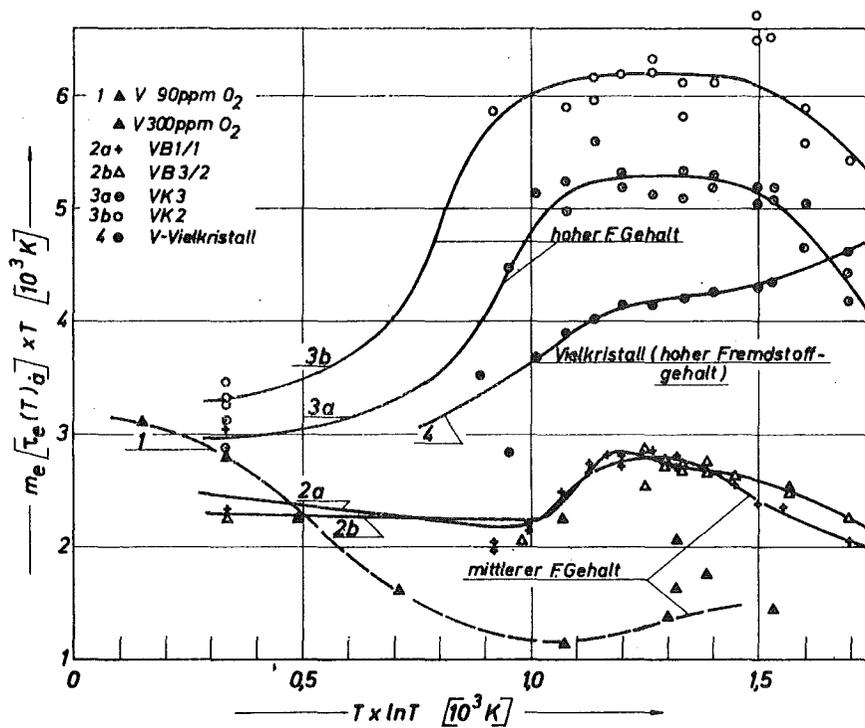


Abb. 17a: Abhängigkeit der Größe $(m_e [\tau_e(T)_a] T)$ von $(T \cdot \ln T)$ von Vanadin mit unterschiedlichem Fremdstoffgehalt. (Abb. 17a wurde aus Abb. 8a gewonnen)

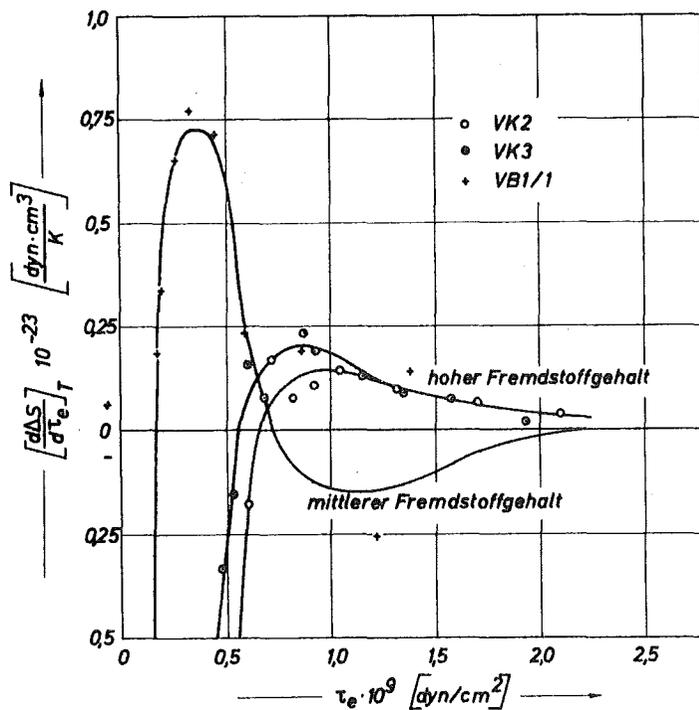


Abb. 17b: Spannungsabhängigkeit des Differentialquotienten $\left(\frac{\delta \Delta S}{\delta \tau_e}\right)_T$ von Vanadin mit verschiedenem Fremdstoffgehalt.

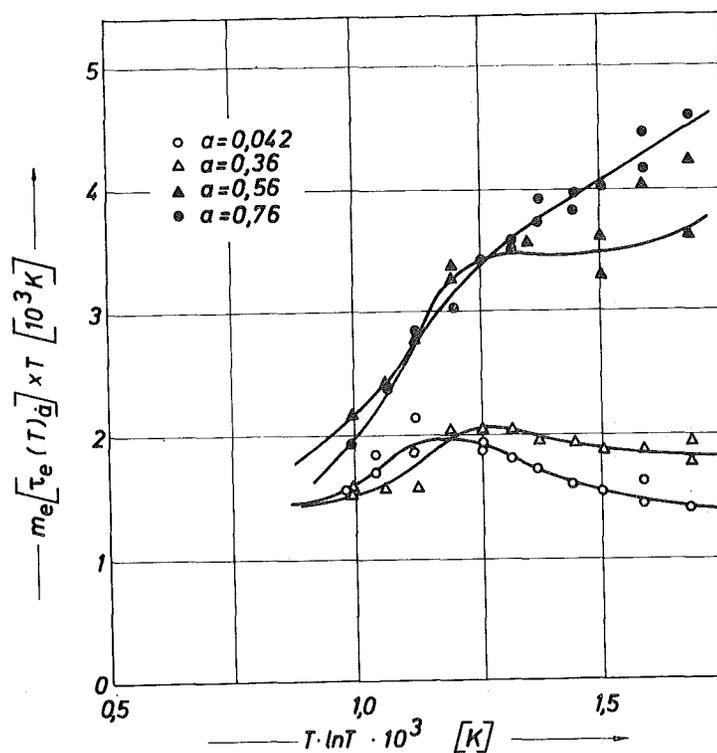


Abb. 18a: Verformungseinfluß auf die $m_e[\tau_e(T)]_T = f(T \ln T)$ - Abhängigkeit. (Abb. 18a wurde aus Abb. 9a gewonnen).

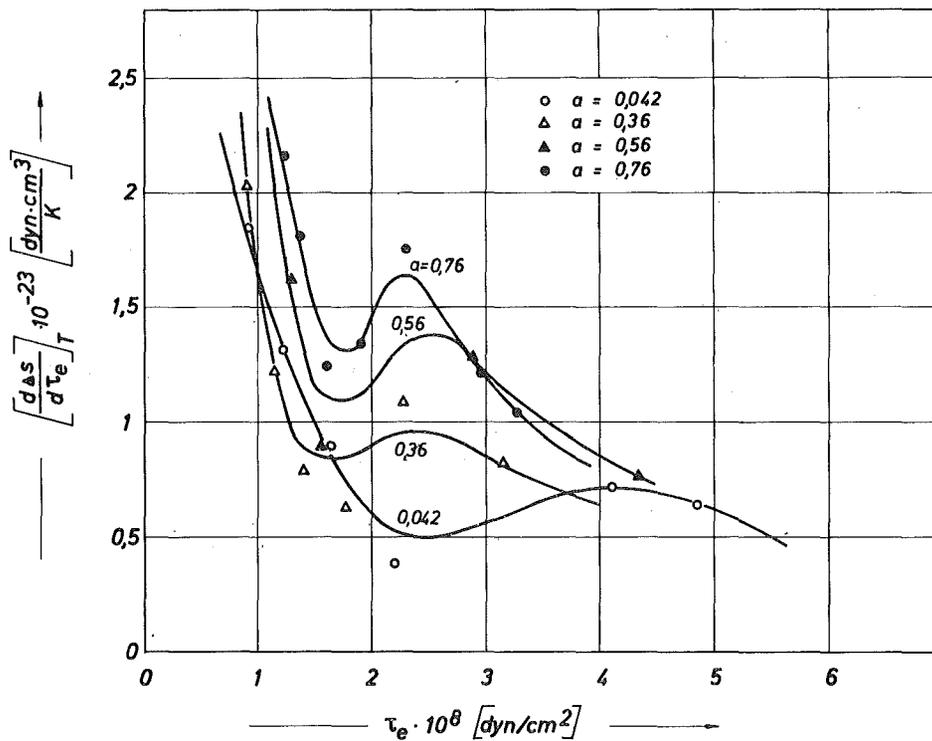


Abb. 18b: Verformungseinfluß auf die Spannungsabhängigkeit des Differentialquotienten $(\delta \Delta s / \delta \tau_e)_T$ von Vanadin mit mittlerem Fremdstoffgehalt.

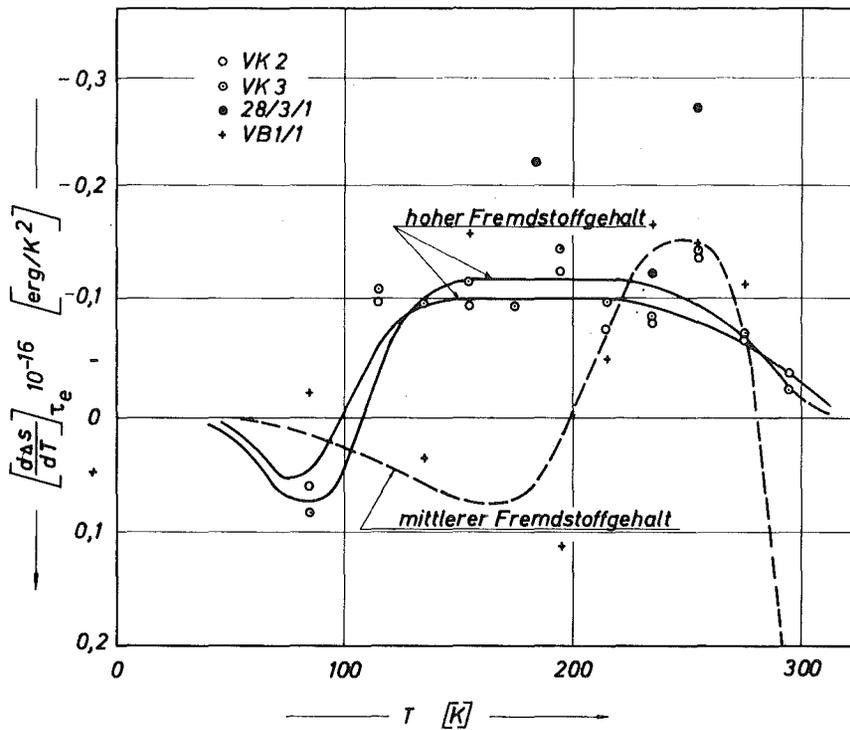


Abb. 19a: Fremdstoffeinfluß auf die Temperaturabhängigkeit des Differentialquotienten $(\delta_{\Delta s}/\delta T) \tau_e$ (Berechnet mittels Gl. (38a) aus Abb. 15a und Abb. 8a).

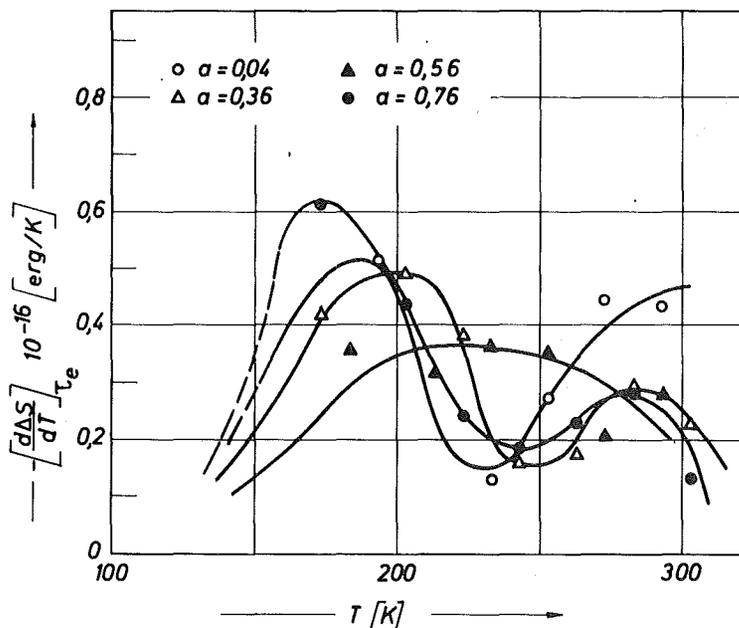


Abb. 19b: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit des Differentialquotienten $(\delta_{\Delta s}/\delta T) \tau_e$ (aus Abb. 16a und Abb. 7a gewonnen).

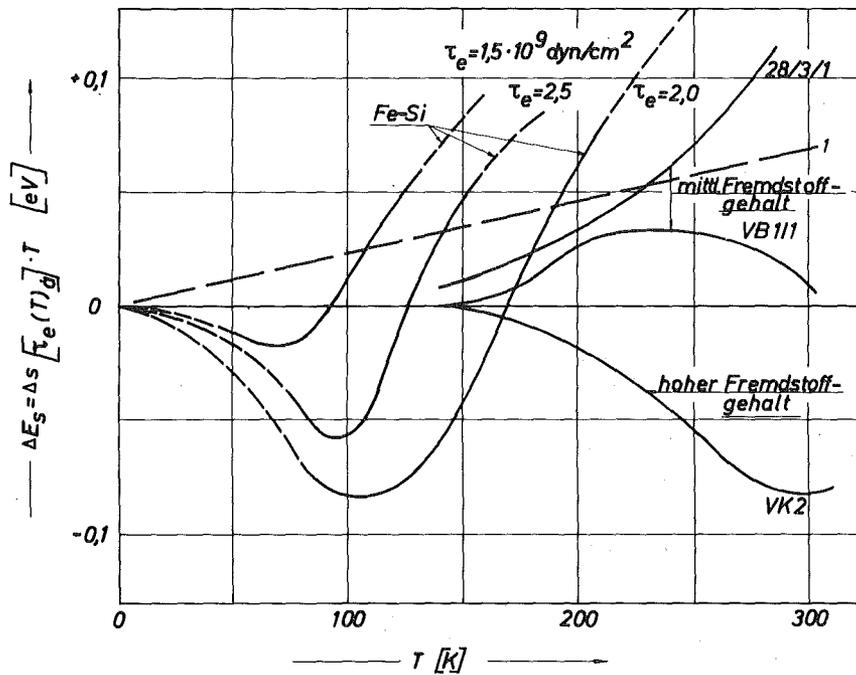


Abb. 19c: Temperaturabhängigkeit des Energiebeitrages der Entropie $\Delta E_s = \Delta s [\tau_e(T)_a] \cdot T$ für Vanadin mit unterschiedlichem Fremdstoffgehalt.

— gemessen an Vanadin

----- gemessen an Fe-Si /36/

a) Ist der anhand von Gl. (42b) berechnete Energieanteil ΔE_s^G der Entropie infolge Veränderungen von Gitterschwingungen

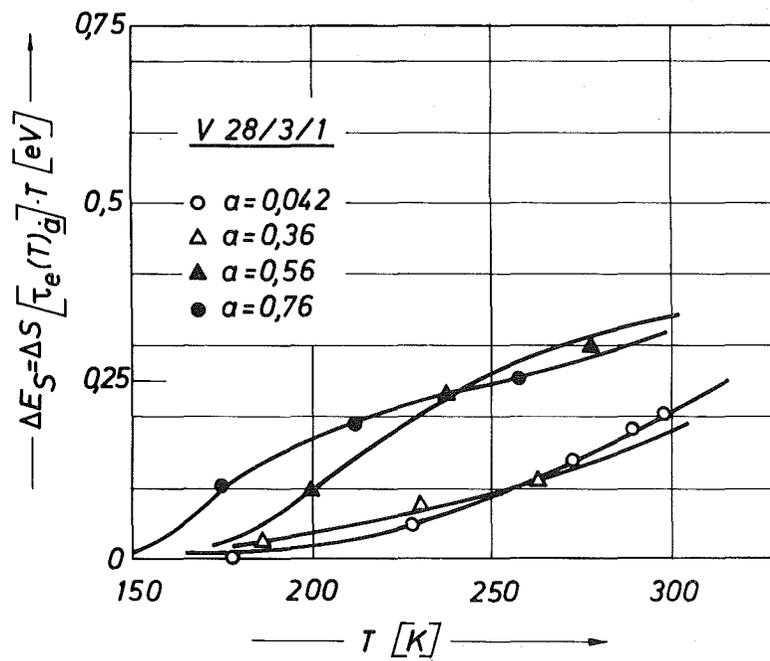


Abb. 19d: Verformungseinfluß auf die Temperaturabhängigkeit von $\Delta E_s(T)$.

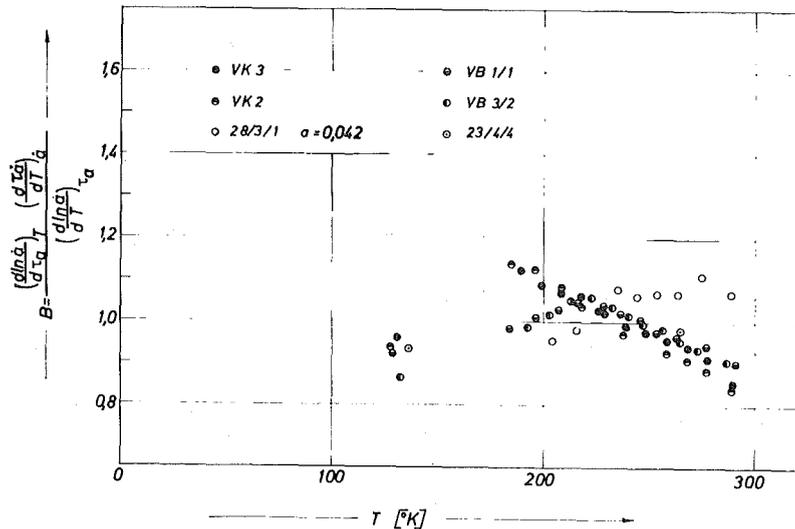


Abb. 20a: Temperaturabhängigkeit des experimentell bestimmbareren Faktors $B = K_Z$ der Konsistenzbedingung (Gl. 24) für einkristallines Vanadin mit unterschiedlichem Fremdstoffgehalt.

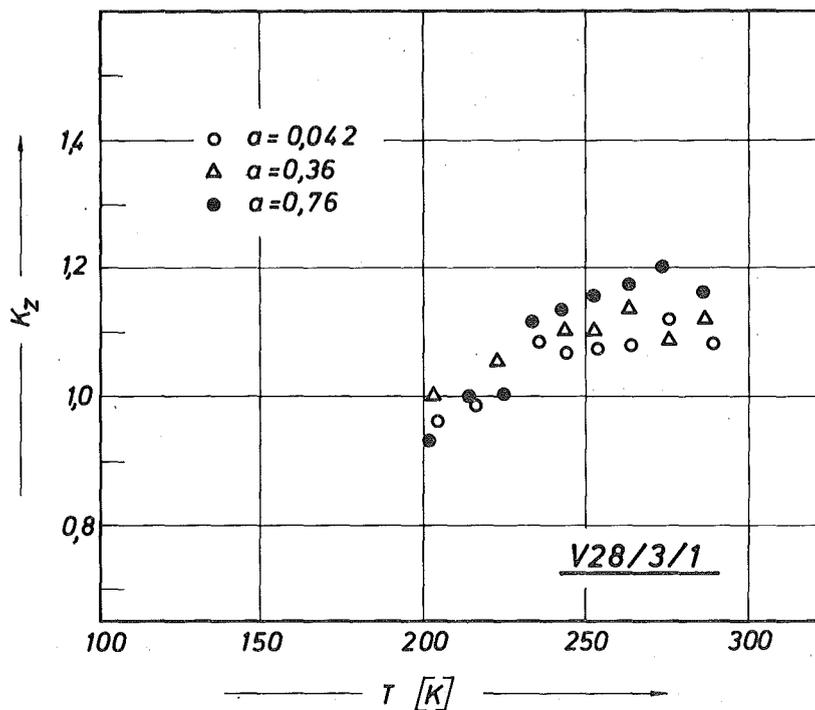


Abb. 20b: Verformungsabhängigkeit von $K_Z(T)$ (Konsistenzbedingung (Gl. 24)) für einkristallines Vanadin mit geringem Fremdstoffgehalt (28/3/1).

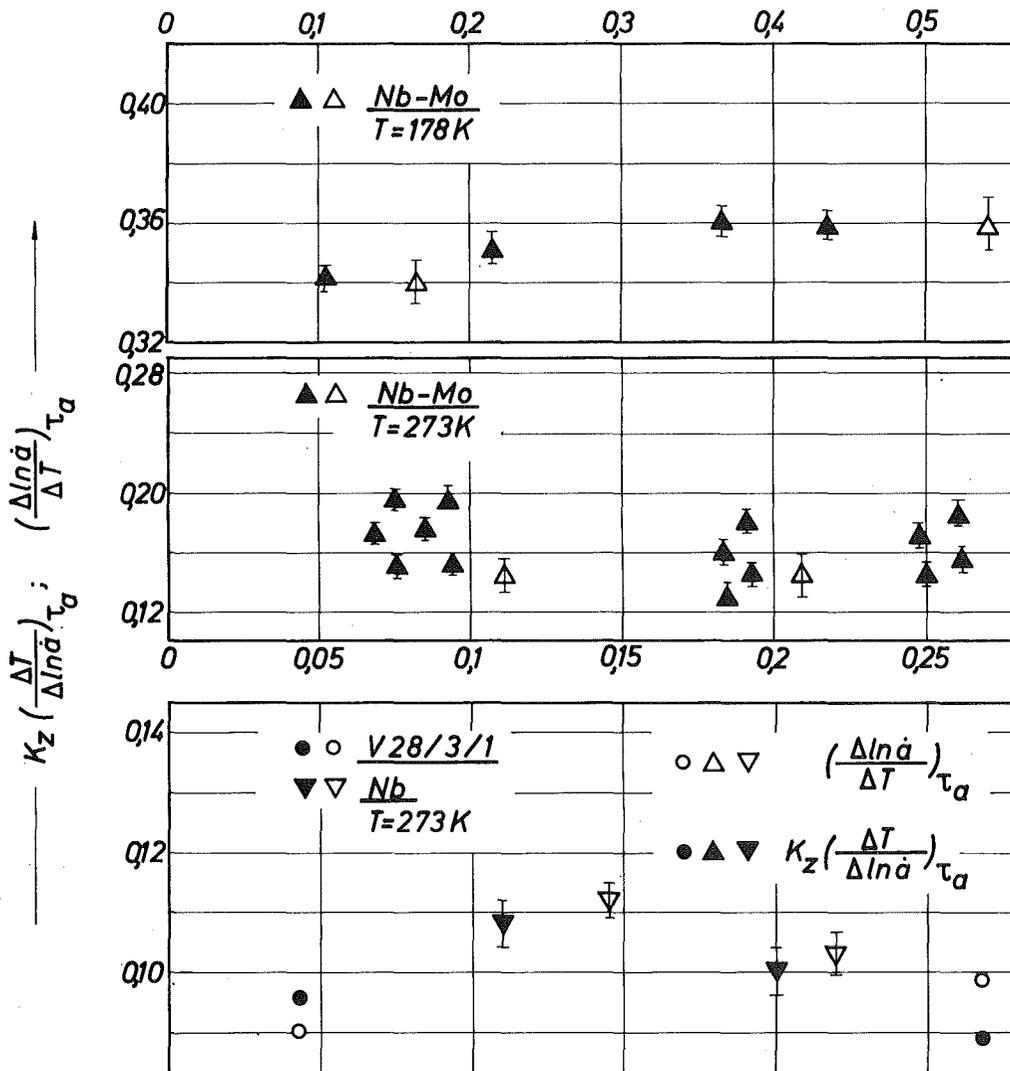


Abb. 20c: Verformungsabhängigkeit von K_z (Gl. 24) für einkristallines Nb, Nb-Mo /4/ und Vanadin bei verschiedenen Temperaturen.

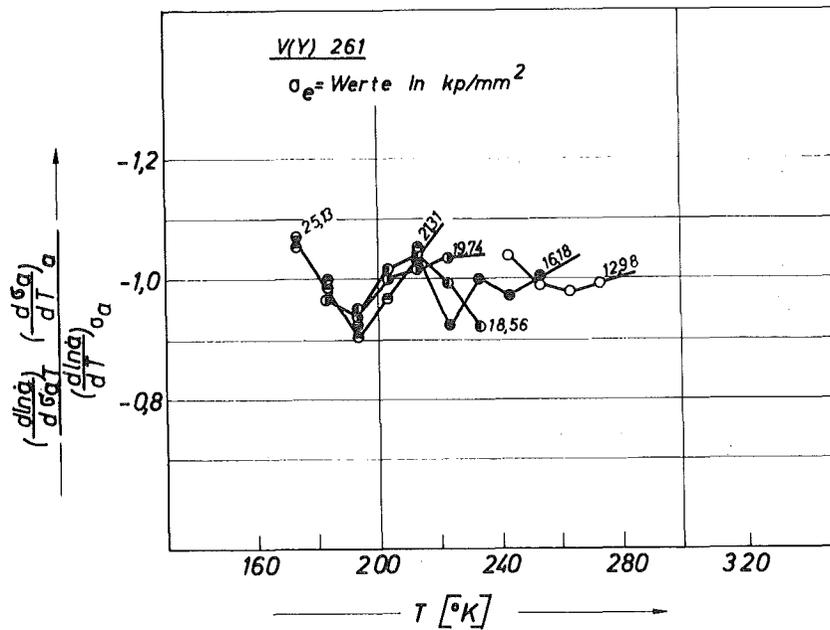


Abb. 21a: Temperaturabhängigkeit des experimentell bestimmbar
 Faktors- K_z der Konsistenzbedingung für vielkristallines
 Vanadin. ($T/T_s \ll 0,12$)

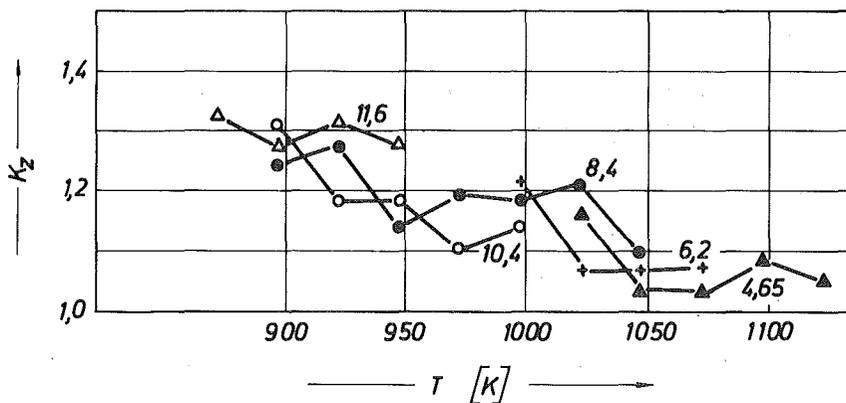


Abb. 21b: Temperaturabhängigkeit von K_z für Vanadin Vielkristall
 im Temperaturbereich von $T/T_s \geq 0,434$ (angegeben
 Werte sind τ_a in kg/mm^2)

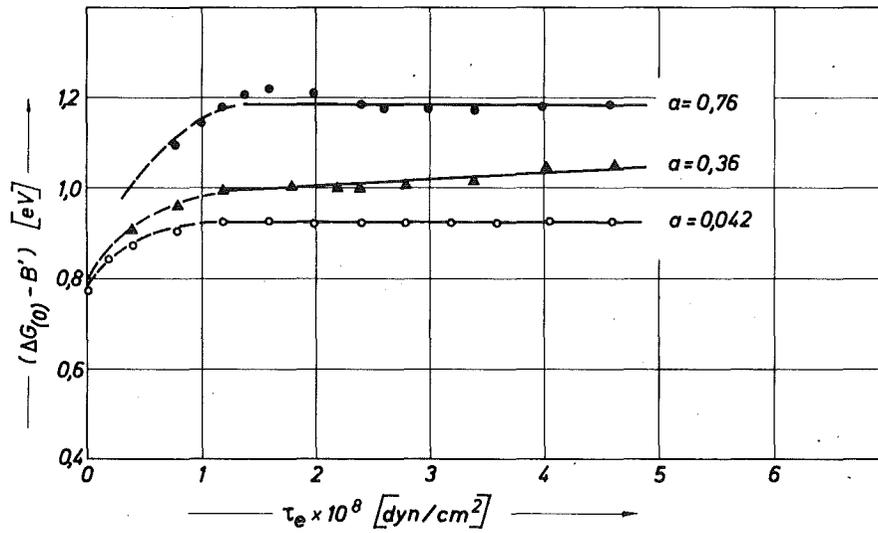


Abb. 22a: Spannungsabhängigkeit von $(\Delta G_{(0)} - B')$ für einkristallines Vanadin bei unterschiedlichen Verformungen (Verformung wurde bei RT ausgeführt).

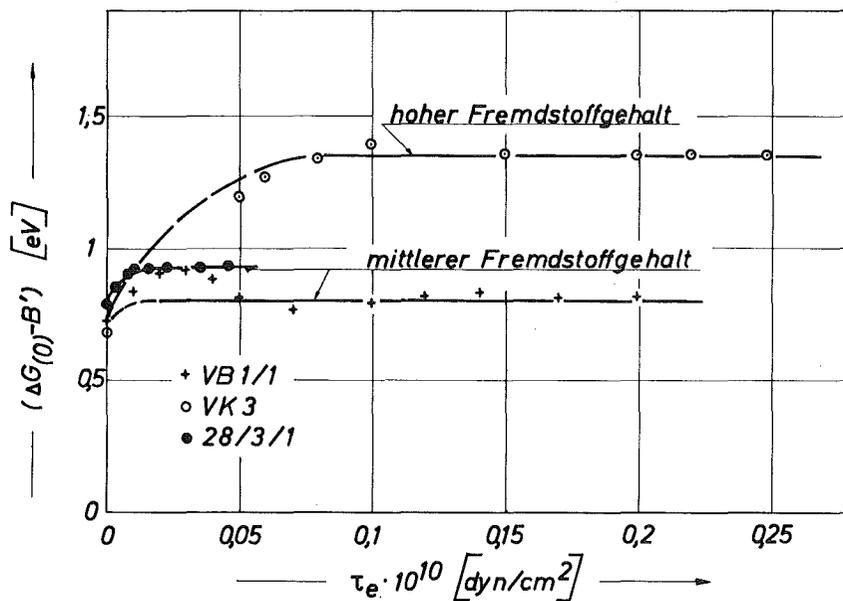


Abb. 22b: Spannungsabhängigkeit von $(\Delta G_{(0)} - B')$ für einkristallines Vanadin mit unterschiedlichem Fremdstoffgehalt.

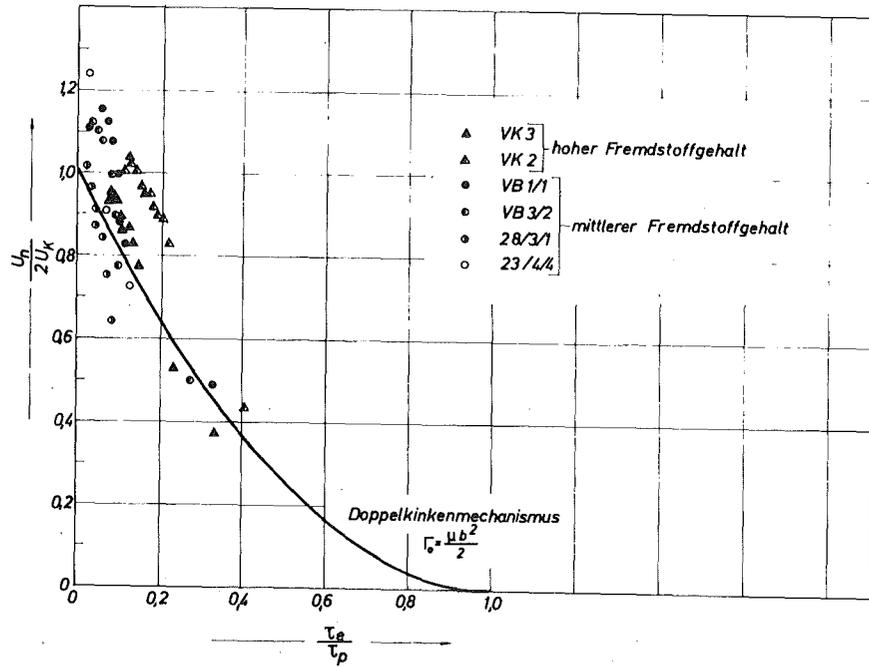


Abb. 23a: Anpassung der Doppelkinkentheorie auf den experimentellen Befund von ΔH (τ_e).

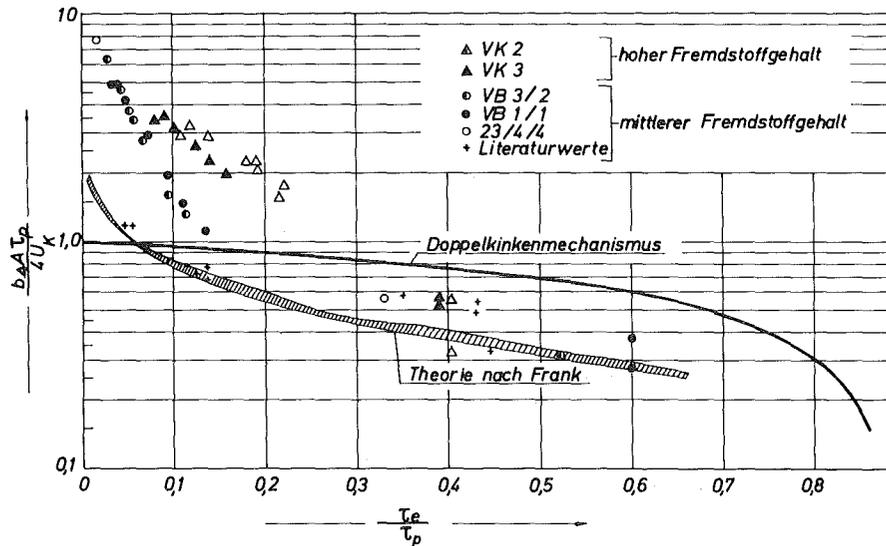


Abb. 23b: Vergleich der Doppelkinken und der Frank'schen Theorie mit der experimentell beobachteten Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche.

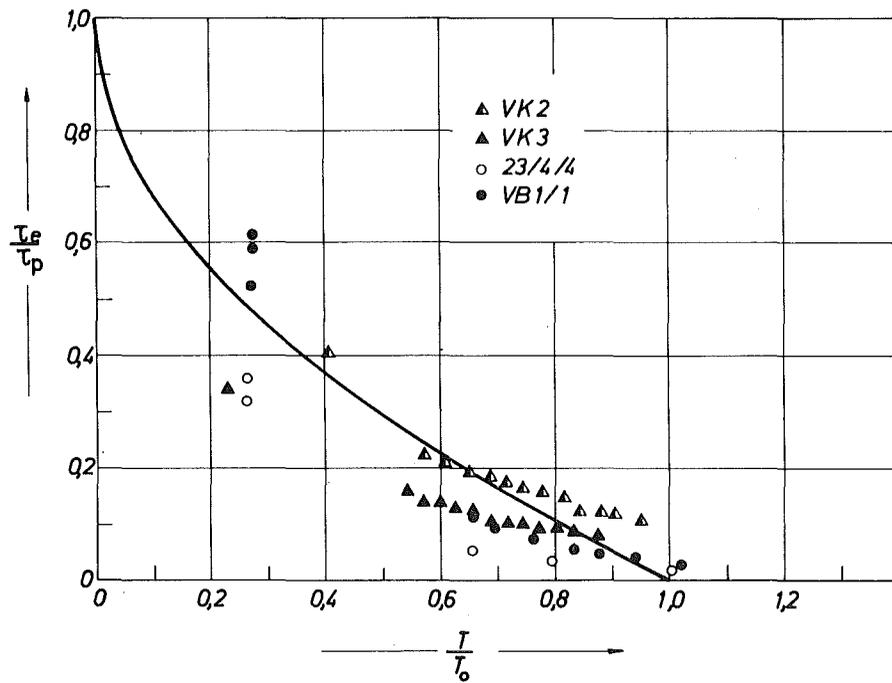


Abb. 23c: Vergleich der Doppelkinkentheorie mit der Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannungskomponente.

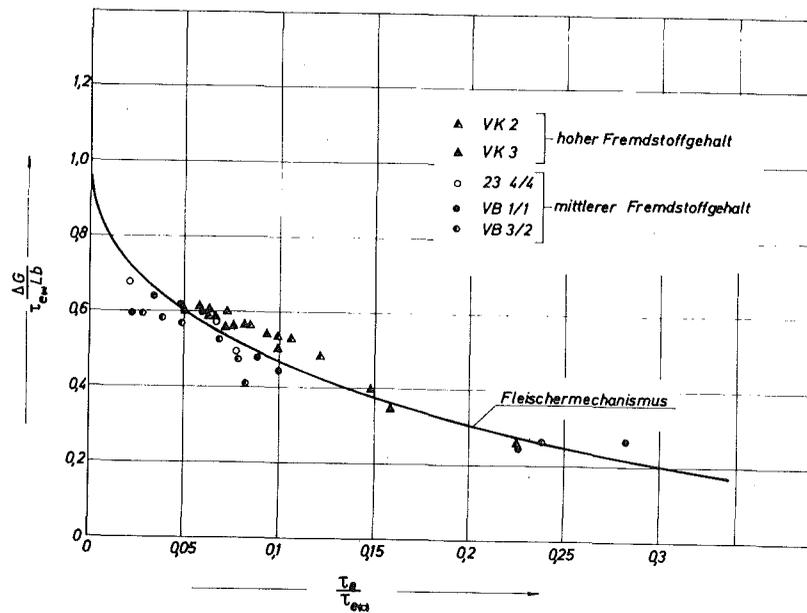


Abb. 24a: Anpassung der Fleischertheorie auf die Spannungsabhängigkeit der Enthalpie.

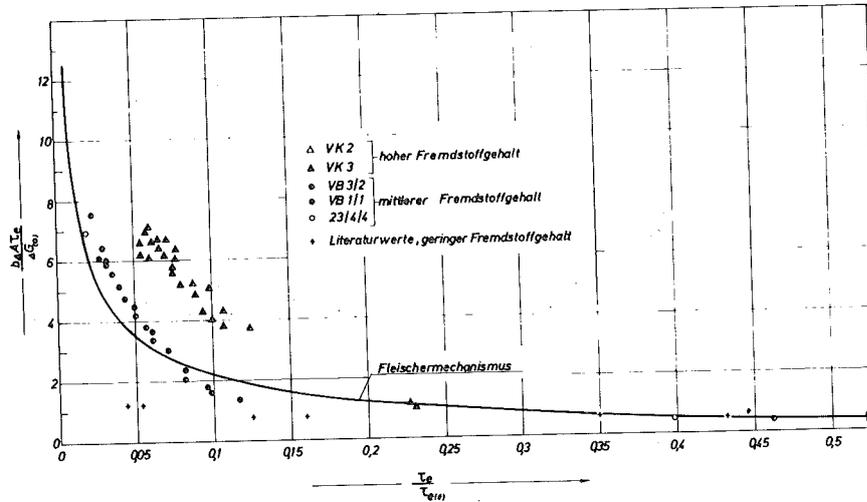


Abb. 24b: Vergleich des experimentellen Befundes der Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsfläche mit der Fleischertheorie.

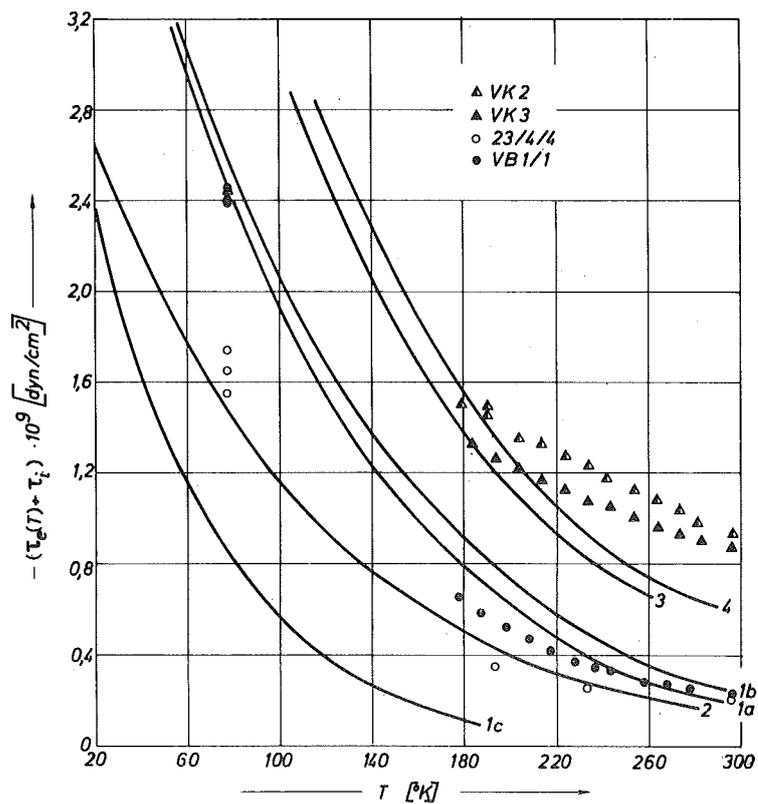


Abb. 24c: Anwendung der Fleischermechanismus Theorie auf die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung (vgl. dazu Tab. 6b).

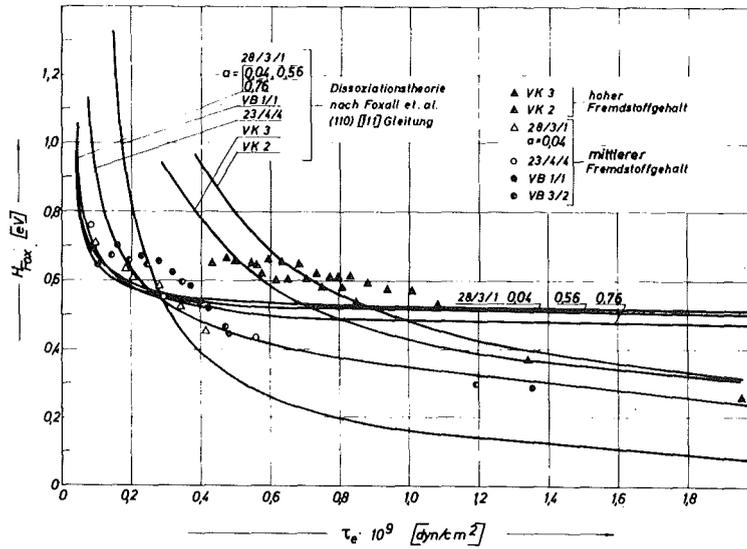


Abb. 25a: Vergleich der gemessenen Spannungsabhängigkeit der Enthalpie mit dem Modell nach Foxall.

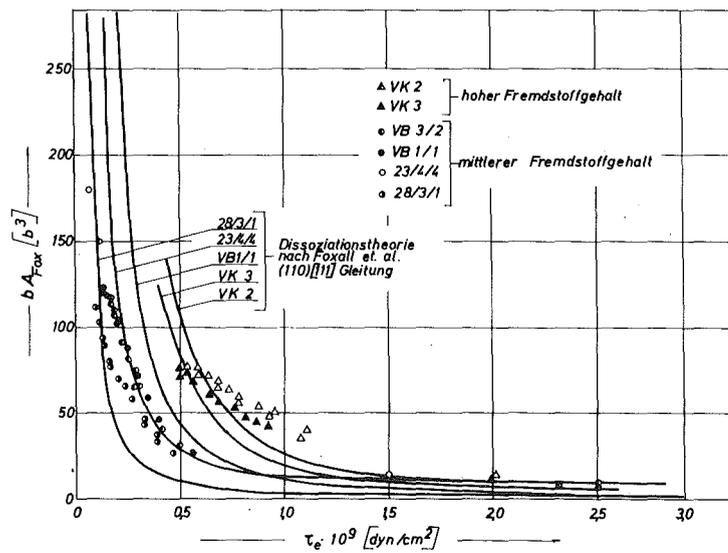


Abb. 25b: Vergleich der Spannungsabhängigkeit des Aktivierungsvolumens mit dem Modell nach Foxall.

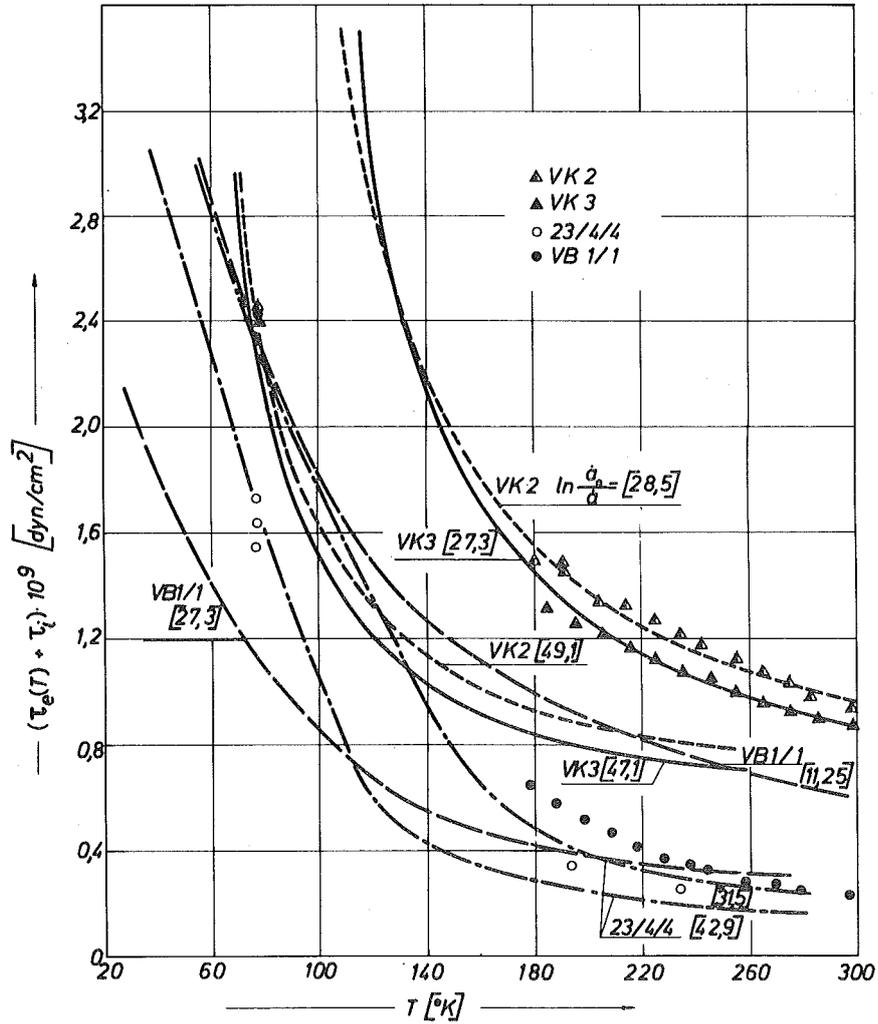


Abb. 25c: Vergleich der gemessenen Temperaturabhängigkeit der effektiven Spannungskomponente mit dem Aufspaltungsmodell nach Foxall (Gleitung (110) [111]).

	dynamischer Zugversuch	statischer Zugversuch	Spannungs- relaxation
$\left(\frac{\partial \ln \dot{a}}{\partial T}\right)_{\tau_a}$	—	+	+
$\left(\frac{\partial \ln \dot{a}}{\partial \tau_a}\right)_T$	+	+	+
$\left(\frac{\partial \tau_a}{\partial T}\right)_{\dot{a}}$	+	—	+

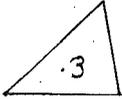
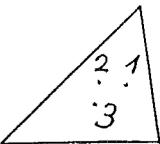
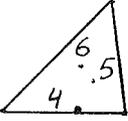
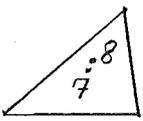
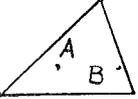
Tab. 1: Möglichkeiten zur Bestimmung des Faktors K_2 der Konsistenzbedingung (Gl. (24)).

Fremdstoff Gew. ppm.	Probenbezeichnung								Vielkris- tall
	23/344	28/4/1	28/4/2	28/3/1	VB 1/1	VB 3/2	VK 2	VK 3	
O ₂	72	100	95	100	50	50	65	100	240
N ₂	39	74	74	74	130	130	530	460	340
C									530
Y							3700	3700	3000

Tab. 2: Analysenwerte der untersuchten Prüflinge

Probenbezeichnung	ψ_1	λ_1	α_1
23/3/4	10°30'	52°30'	38°45'
28/4/1	14°	52°	40°
28/4/2	11°30'	50°45'	40°30'
28/3/4	10°30'	52°20'	38°30'
28/3/1	10°30'	50°	41°15'
23/4/4	10°	53°30'	38°45'
VB 3/3	7°	53°45'	36°30'
VB 1/1	11°	53°15'	38°
VB 3/2	11°	55°45'	35°20'
VK 1	5°	58°	32°15'
VK 2	22°30'	54.5°	41°
VK 3	22°30'	58°30'	38°

Tab. 3: Orientierungen der Prüflinge

Orientierung	Fremdstoffgehalt				$\frac{\mu}{\sigma_{max}}$	Bemerkungen Referenzen	
	O ₂ Gew.ppm.	N ₂ Gew.ppm.	H ₂ Gew.ppm.	C Gew.ppm.			
28/4/2	95	74	-	-	6030	eigene Untersuchung Zugverf.	
28/3/1	100	74	-	-	790		
28/4/1	100	74	-	-	855		
	70	10	10	20	995	/18/ Zugverformung	
	70	10	10	20	861		
	70	10	10	20	1330		
	70	10	10	20	1755		
 	1	30	2-10	3	3-11	700	/16/ Zugverformung
	2	95-120	4-10	3	4-13	700	
	4	95-120	4-10	3	4-13	577	
	5	95-120	4-10	3	4-13	565	
	6	95-120	4-10	3	4-13	740	
	7	30	2-10	3	4-13	795	
	7	30	2-10	3	3-11	848	/16/ Zugverformung
	8	30	2-10	3	3-11	2620	
	B	46	13	-	30	372	/72/ Druckverformung
	B	46	13	-	30	362	
	A	200	30	-	40	556	

Tab. 4: Verfestigungskoeffizienten von einkristallinem Vanadin
im Temperaturbereich von $193 \ll T \ll 500\text{K}$

	Hindernisart $\Delta G(\Delta R_\alpha)$		Entscheidung		Rückschlüsse aus:	keine Rück- schlüsse aus:
	vor der Verformung	nach Verformung	vor der Verformung	nach Verformung		
I a)			$\Delta G_{(0)} \neq f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) \neq f(\alpha)$	$\Delta G_{(0)} \neq f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) = f(\alpha)$	$\Delta A(\alpha)_\eta, \Delta A(\tau_e)_\eta$	$\Delta G_{(0)}(\tau_e) = f(\alpha)$
			$\Delta G_{(0)} = f(\tau_e)$	$\Delta G_{(0)} = f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) \neq f(\alpha)$	$\Delta A(\alpha)_\eta$	$\Delta G_{(0)}(\tau_e) = f(\alpha)$
II			$\Delta G_{(0)} \neq f(\tau_e)$	$\Delta G_{(0)} = f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) = f(\alpha)$	$\Delta A(\alpha)_\eta$	$\Delta G_{(0)}(\tau_e) = f(\alpha)$
III a)			$\Delta G_{(0)} \neq f(\tau_e)$	$\Delta G_{(0)} \neq f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) \neq f(\alpha)$	$\Delta A \neq f(\alpha)$ $\Delta A(\tau_e) \neq f(\alpha)$ nur Änderung in $\dot{\alpha}_0 = f(\alpha)$	
			$\Delta G_{(0)} = f(\tau_e)$	$\Delta G_{(0)} = f(\tau_e)$ $\Delta G_{(0)}(\tau_e) \neq f(\alpha)$	$\Delta A(\alpha)_\eta \neq f(\alpha)$ $\Delta A(\tau_e)_\eta \neq f(\alpha)$	$\Delta G_{(0)}(\tau_e)$

Tab.5 : Mögliche Änderungen der Hinderniseigenschaften durch Verformung

Tab. 6a: Doppelkinkentheorie

probenbezeichnung	$\Gamma_0 = \frac{\mu b^2}{2} X_1$		Abweichung		$\zeta_{pex} = \zeta_e$ auf	$\frac{\zeta_p}{\zeta_{pex}}$
	x_1	ζ_p	A_D	$2U_K$	$T \rightarrow 0$ extrapoliert	
		10^9 dyn/cm ²	10^{-2}	eV	10^9 dyn/cm ²	
23/4/4	1.0	4.54	4.25	0.6	3.09	1.47
	1.84	3.24	1.59	0.7	3.09	1.05
28/3/1 a = 0,04	1.0	5.0	3.02	0.7	-	-
	0,36	5.0	5.17	0.7	-	-
	0,76	5.0	9.44	0.7	-	-
VB/1/1	1.0	4.19	8.01	0.588	3.78	1.11
	2.09	2.99	3.9	0.725	3.78	0.79
VB3/2	1.0	4.42	6.03	0.605	4.14	1.07
	2.3	3.15	3.18	0.706	4.14	0.76
VK 2	1.0	5.0	2.21	0.643	2.72	1.84
	2.3	4.34	0.62	0.895	2.72	1.59
VK 3	1.0	5.91	4.25	0.7	2.84	2.09
	1.98	4.22	0.4	0.855	2.84	1.49

$$A_D = \frac{\int_0^{\tau_e} (\Delta H_{ex} - U_{DK})^2 d\tau_e}{\tau_e}$$

Tab. 6b: Anpassung der Fleischertheorie an $\Delta H(\tau_e)$				Anpassung der Fleischertheorie an $\tau_e(T)\dot{\alpha}$				
$\Delta H(\tau_e)$	C	$\tau_e(\omega)$	Ab- weichung	C	$\dot{\alpha}_0$	$\tau_e(\omega)$	Ab- weichung	No in Abb. 24 c
Proben- bezeichnung	10^{-4} at %	10^9 dyn/cm ²	A_{FH} 10^{-2}	10^{-4} at %	10^{20} s ⁻¹	10^9 dyn/cm ²	A_{FT} 10^4	
23/4/4	3.735	3.78	4.78	3.735	0.001	4.74	0.3	2
	13.33	6.02	0.27	6.325	5210.	8.15	0.16	1a
VB1/1	6.325	4.8	3.36	6.325	52.	8.15	0.46	1b
	9.41	5.29	2.15	6.325	5210.	4.8	12.	1c
VB3/2	0.325	5.0	6.65	-	-	-	-	
	12.45	5.84	1.96	-	-	-	-	
VK 2	21.37	8.9	4.61	21.37	13.7	13.7	1.7	4
	7.245	6.59	1.59	21.37	1.64	8.9	11.	
VK 3	19.94	8.63	1.97	19.94	0.86	12.8	1.57	3
	9.226	6.63	0.65	19.94	0.86	8.6	9.26	

$$A_{FH} = \frac{\int_0^{\tau_e} (\Delta H_{ex} - \Delta G_{FL})^2 d\tau_e}{\bar{\tau}_e}$$

$$A_{FT} = \frac{\int_0^{\tau_e} (\tau_{ex} - \tau_{FL})^2 d\tau_e}{\bar{\tau}_e}$$

Tab.6c: Anpassung der Frank'schen Theorie an $\Delta H(\tau_e)$				
Proben- bezeichnung		Ab- weichung		Analyse
	C	A _{FR}	$\Delta G_{(0)}$	C
	10 ⁻⁴ at %	10 ⁻²	eV	10 ⁻⁴ at %
23/4/4	38.34	1.21	0.756	3.73
	3.73	57.	1.24	3.73
VB 1/1	38.3	4.11	0.75	6.32
	6.32	34.	1.15	6.32
VB 3/2	43.3	3.28	0.74	6.32
	6.32	46.	1.15	6.32
VK 3	43.3	0.54	1.06	19.94
	19.9	9.73	1.1	19.94
VK 2	45.8	0.56	0.97	21.37
	21.4	6.2	1.16	21.37

Tab.6:

- a) Anwendung der Doppelkinkentheorie auf den experimentellen $\Delta H(\tau_e)$ Verlauf.
- b) Anwendung der Fleischertheorie auf den experimentellen Befund von $\Delta H(\tau_e)$ bzw. $\tau_e(T)_a$.
- c) Anwendung der Frank'schen Theorie auf den experimentellen Befund von $\Delta H(\tau_e)$.

$$A_{FR} = \frac{\int_0^{\tau_e} (\Delta H_{ex} - \Delta G_{FR})^2 d\tau_e}{\bar{\tau}_e}$$

Tabelle 7 : Einfluß der sub - und interstitiellen Elemente auf die Aktivierungsparameter für verschiedene k.r.z. Metalle bzw. Legierungen.

Steigender Gehalt an Fremdstoff bewirkt:

Material	Fremdstoff	Fließspannung		Plateau- spannung	Aktivierungsvolumen		Aktivierungs- enthalpie	Bemerkungen und Literaturangabe	
		$\left(\frac{\delta\tau_a}{\delta T}\right)_{a,T}$			$\Delta V=f(\tau_e)$	$\Delta V=f(T)$			
Kristall- art		niedere T / K /	hohe T <300 K	hohe T					
Fe	Ein	N ₂	fällt<113	steig>113	-	-	-	-	kein Einfluß auf ΔG / 87 /
	Ein	C	steig.	-	steig.	-	-	-	/ 88 /
	Po	C	nein	-	-	-	-	-	/ 88 /
	Ein		steig.	-	steig.	-	-	-	/ 89 /
				-	-	steig<170 fällt>170			/ 78 /
		Ni	fällt	steig.	-	-	-	-	/ 90 /
	Po	Ni	fällt<200	-	-	nein ⁺⁾			+)bei 20-30 kp/mm ² Minimum
		3Ni	fällt<200	steig.>200	-	-	-	-	/ 91 /
		Si	fällt	steig.	-	-	-	-	/ 90 /
		3Si	fällt<200	steig>200	-	-	-	-	/ 91 /
	Mo	fällt	steig.	-	-	steig. Max.bei 150		/ 92 /	

Mo	Ein		steig.	-	-	-	-	-	τ_a bei 4,2 K unabhängig von Verunreinigung
	Ein		nein	-	nein	-	-	-	/79 /
	Ein	Rh	fällt	-	steig.	-	-	fällt<180 Steig>180	/27 /
	Ein				nein			nein ⁺⁾	+)unabhängig von Ver- setzungsstruktur /80 /
	Ein		steig.	-	steig.	-	-	-	/81 /
	Ein	Rh	steig.	-	steig.	-	-	-	/82 /
Ta		Nb	fällt ⁺⁾	-	steig.	fällt ⁺⁾	-	-	+) bei kleinen Spannungen Umkehr /83 /
	Ein Po	Nb	-	-	-	konst.	-	fällt ⁺⁾	+) kein Einfluß von Ein- u. Polykristallen
		Nb							kein Reinigungseffekt /84 /
	Ein Po	W	-	-	-	steig.	-	konst. ⁺⁾	+) kein Einfluß ob Ein- oder Polykristall /28 /
		W							kein Reinigungseffekt /84 /
		Rh	fällt	-	steig.	steig.			/83 /
Nb	Ein	O ₂	steig.	-	steig.	steig.	-	steig. konst.	a _{III} steigt, II fällt, III steigt, kontinuierlicher Anstieg von ΔV /30 /
	Po	O ₂ >0,01 at%	nur wenig	-	steig.	-	-	-	
	Ein	N ₂	nein	-	-	-	-	-	/85 /
	Ein		nein	-	steig.	-	-	-	/86 /

			-	-	steig. >170			/ 78 /
Ein		nein ⁺⁾	-	steig.				+) starker Einfluß der Verunreinigungen im Microbereich bei hohen T
								Einfluß der Vorverformung auf Wirkung der Verunreinigungen / 49/
Ein	W	-	steig.	-	-	-	-	/ 30 /
	Ti-O ₂	nein ¹⁾	-	-	-	-	-	2) für $C_{Ti} > C_{O_2}$ kein Einfluß von O ₂
	Ti-O ₂	ja ²⁾	-	-	-	-	-	1) für $C_{Ti} < C_{O_2}$ Einfluß von O ₂
V	O ₂ -N ₂	steig. od. fällt ⁺⁾	steig.					+) Abhängig von (O ₂ +N ₂)-Gehalt vorliegende Untersuchung
	Ti	fällt < 150	steig.	steig.	-	-	-	/ 94 /
	0,75 Ti Bestrahlg.	fällt	-	-	-	-	-	/ 93 /
	1,6 Ti Bestrahlg.	fällt	-	-	-	-	-	/ 95 /