

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart,
und dem Institut für Theoretische und Angewandte Physik
der Technischen Hochschule Stuttgart

Die experimentelle Bestimmung von Stapelfehlerenergien kubisch-flächenzentrierter Metalle

Von

ALFRED SEEGER, ROLF BERNER und HELMUT WOLF

Mit 7 Figuren im Text

(Eingegangen am 20. März 1959)

The present paper gives experimental and theoretical results which enable us to determine the absolute values of stacking-fault energies of face-centred cubic metals from the stress-strain-curves of single crystals. The activation energy for the cross-slip of screw-dislocations is calculated as a function of the stacking-fault energy γ , the applied shear stress τ , and the size of the piled-up dislocation groups. An experimental value for the activation energy for cross-slip in copper is deduced from the strain-rate dependence of the shear stress τ_{III} at the beginning of stage III of the stress-strain-curve. Comparison between experiment and theory gives $\gamma_{Cu} = 170 \text{ ergs/cm}^2$.

The determination of the stacking-fault energy of other f.c.c. metals is possible by comparing the temperature dependence of τ_{III} . Experimental results are given for Au and Cu. Data from the literature are used for Ag, Ni, and Al. We find $\gamma_{Au} = 30 \text{ ergs/cm}^2$. The difference in stacking-fault energy of Cu and Au is much larger than was anticipated. It is substantiated, however, by a number of observations discussed in the paper. Constriction energies calculated on the basis of the newly determined stacking-fault energies are given.

1. Einleitung und Problemstellung

Schon vor längerer Zeit war dargelegt worden¹⁻³, daß die Stapelfehlerenergie γ bei der plastischen Verformung kubisch-flächenzentrierter Metallkristalle die Rolle eines „versteckten“ Parameters spielt, der die Fließspannung, das Verfestigungsverhalten und das Gleitlinienbild dieser Metalle bestimmt. Die bei der Oktaedergleitung mitwirkenden Versetzungen der kubisch-flächenzentrierten Metalle sind in sog. Halbversetzungen aufgespalten⁴, zwischen denen sich ein Stapelfehlerband

¹ SEEGER, A.: Z. Naturforsch. 9a, 856 (1954).

² SEEGER, A.: Rep. Conf. Defects Solids, Physic. Soc., London 1955, S. 328.

³ SCHÖCK, G., u. A. SEEGER: Rep. Conf. Defects Solids, Physic. Soc., London 1955, S. 340.

⁴ HEIDENREICH, R. D., u. W. SHOCKLEY: Rep. Conf. Strength of Solids, Physic. Soc., London 1948, S. 57.

erstreckt. Die Stärke dieser Aufspaltung und die Breite des Stapelfehlerbandes wird durch die Stapelfehlerenergie, oder — genauer gesagt — durch den dimensionslosen Parameter γ/Gb bestimmt, wo G den Schubmodul und b die Versetzungsstärke der vollständigen Versetzungen bedeutet. Die Aktivierungsenergien für die bei der plastischen Verformung auftretenden Versetzungsprozesse hängen (außer von den „offenkundigen“ Parametern G und b) in starkem Maße von der Größe der Versetzungsaufspaltung ab, wodurch der Einfluß der Stapelfehlerenergie auf die Gleitvorgänge verständlich wird. In der Tat hat sich die Ordnung der bei den verschiedenen kubisch-flächenzentrierten Kristallen beobachteten Erscheinungen an Hand der Stapelfehlerenergie in einer Reihe von Arbeiten aufs beste bewährt⁵⁻¹¹.

Hinsichtlich der absoluten Größe der Stapelfehlerenergien wurde in den aufgeführten (und vielen anderen Arbeiten) in der Regel von den Angaben von SEEGER und SCHÖCK¹² ausgegangen, wonach die Stapelfehlerenergie des Kupfers 40 erg/cm² und diejenige des Aluminium 200 erg/cm² betrage. Diese Werte waren durch einen Vergleich mit den experimentell bestimmten Energien kohärenter Zwillingsgrenzen in diesen Metallen gewonnen worden, wobei ein Stapelfehler als eine monatomare Zwillingsschicht aufgefaßt wurde. Diese Auffassung ist sicherlich gerade bei der metallischen Bindung, bei der ja die Leitungselektronen verhältnismäßig weitreichende interatomare Kräfte vermitteln (Brillouin-Zonen-Effekte!), nicht korrekt. Da eine Absolutberechnung der Stapelfehlerenergie sehr schwierig ist, sehen wir uns deshalb der für die quantitative Weiterentwicklung der Theorie der plastischen Verformung wichtigen Aufgabe gegenüber, die Stapelfehlerenergie der kubisch-flächenzentrierten Metalle und Legierungen experimentell zu bestimmen. (Ähnliches gilt für die hexagonale dichteste Kugelpackung, doch gehen wir auf diese in der vorliegenden Arbeit nicht ein.)

Zur experimentellen Bestimmung von γ/Gb knüpft man zweckmäßigerweise an solche Kenngrößen der Verfestigungskurven kubisch-

⁵ DIEHL, J., S. MADER u. A. SEEGER: Z. Metallkde. **46**, 650 (1955).

⁶ SEEGER, A.: Verformung und Fließen des Festkörpers (Colloquium Madrid 1955), S. 90. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956.

⁷ SEEGER, A., J. DIEHL, S. MADER u. H. REBSTOCK: Phil. Mag. **2**, 323 (1957).

⁸ SEEGER, A.: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, S. 243. New York: J. Wiley & Sons 1957.

⁹ WHELAN, M. J., P. B. HIRSCH, R. W. HORNE u. W. BOLLMANN: Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A **240**, 524 (1957).

¹⁰ HAASEN, P.: Phil. Mag. **3**, 384 (1958).

¹¹ SEEGER, A.: Kristallplastizität. In Handbuch der Physik, Bd. VII/2. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

¹² SEEGER, A., u. G. SCHÖCK: Acta metallurg. **1**, 519 (1953).

flächenzentrierter Metalle (Fig. 1) an, die quantitativ verstanden sind¹³. Hierzu gehört die Einsatzspannung τ_{III} des Bereiches III der Verfestigungskurve, die durch die Quergleitung von Schraubenversetzungen bestimmt wird^{5, 7, 8, 14}. Experimentell^{10, 15} findet man für die Abhängigkeit der Spannung τ_{III} von der absoluten Temperatur T mit recht guter Genauigkeit an Nickel- und Kupfer-einkristallen

$$\left. \begin{aligned} \ln \tau_{III}(T) \\ = \ln \tau_{III}(0) - BT, \end{aligned} \right\} (1)$$

wo B eine für das jeweilige Metall charakteristische Konstante ist. Fig. 2 zeigt die Ergebnisse von BERNER an Kupferkristallen einheitlicher Orientierung.

Die theoretische Grundlage für Gl. (1) bildet die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie U der Quergleitung. An einem einfachen Modell war gefunden worden³, daß für diese Spannungsabhängigkeit näherungsweise

$$U(\tau) = -A \ln \left[\frac{\tau}{\tau_{III}(0)} \right] (2)$$

gilt. Wie HAASEN¹⁰ gezeigt hat, und wie in §3 a näher erläutert werden wird, führt Gl. (2) in der Tat auf Gl. (1). Aufgabe der

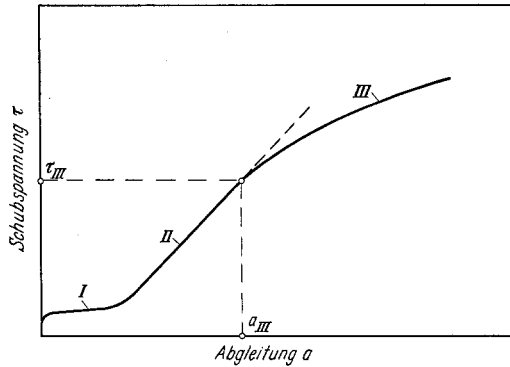


Fig. 1. Schema der typischen Verfestigungskurve eines kubisch-flächenzentrierten Einkristalls. Die Spannung τ_{III} ist durch das erste merkliche Abweichen der Verfestigungskurve vom geraden Verlauf im Bereich II definiert

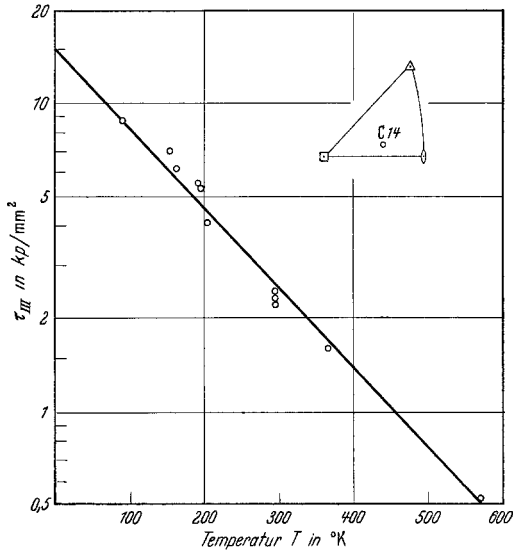


Fig. 2. Abhängigkeit von τ_{III} (in logarithmischer Auftragung) von der absoluten Temperatur T bei Kupferkristallen der Orientierung C 14. Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a} = 9 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$

¹³ Bei Metallen und Legierungen mit extrem niedriger Stapelfehlerenergie kann man, wie M. WHELAN [Proc. Roy. Soc. Lond. **249**, 114 (1959)] gezeigt hat, die Stapelfehlerenergie näherungsweise auch aus elektronenmikroskopischen Durchstrahlungsaufnahmen ermitteln.

¹⁴ MADER, S.: Z. Physik **149**, 73 (1957).

¹⁵ BERNER, R.: Diplomarbeit Stuttgart 1957.

Theorie ist es, die Größen A und $\tau_{\text{III}}(0)$ als Funktion der für den jeweiligen Kristall charakteristischen Größen auszudrücken und insbesondere ihre Abhängigkeit von der Stapelfehlerenergie γ und der effektiven Zahl n der im Bereich II in einer Versetzungsgruppe aufgestauten Versetzungen zu berechnen. Wie an anderer Stelle⁸ gezeigt wurde, gilt für den Beginn des Bereichs III bei Extrapolation auf den absoluten Nullpunkt

$$\tau_{\text{III}}(0) = \frac{2G}{n} \left(0,056 - \frac{\gamma}{Gb} \right). \quad (3)$$

Die Ergebnisse einer kürzlich durchgeführten Berechnung der Variation von A mit γ/Gb und n werden in §2 mitgeteilt werden.

Um die erwähnten theoretischen Ergebnisse zur experimentellen Bestimmung von γ aus dem gemessenen Gesetz (1) verwenden zu können, muß der Zusammenhang zwischen der „experimentellen“ Konstanten B und der „theoretischen“ Konstanten A [Gl. (2)] bekannt sein. Dieser muß experimentell ermittelt werden; er dürfte nur wenig von Metall zu Metall variieren. Wir werden in §3a die Resultate einer experimentellen Bestimmung an Kupfer mitteilen. Damit können für jene Metalle und Legierungen, für die Gl. (1) gemessen worden ist, die Stapelfehlerenergien angegeben werden. Zusätzlich zu den oben erwähnten Metallen werden wir in §3 die Gl. (1) auch für Gold-Einkristalle bestätigen. Aus diesen Messungen ergibt sich ein wesentlich kleinerer γ/Gb -Wert für Gold als für Kupfer. Dieses Ergebnis wird gestützt durch Beobachtungen an abgeschreckten und an bestrahlten Metallen.

Während die Stapelfehlerenergie von Gold etwa in der erwarteten Größenordnung liegt, ergeben sich die Zahlenwerte von γ für Kupfer und Nickel wesentlich größer als dies seither allgemein angenommen wurde. Dies hat zur Folge, daß die Abschätzungen der eingangs erwähnten Aktivierungsenergien revidiert werden müssen. Die bis jetzt vorliegenden Resultate der diesbezüglichen Rechnungen werden in §4 berichtet werden.

Die vorliegende Arbeit beschränkt sich auf die Mitteilung unserer wichtigsten Resultate, ohne auf die Einzelheiten der experimentellen und theoretischen Verfahren einzugehen. Eine gründlichere Erörterung dieser Fragen wird in Einzelarbeiten erfolgen, die sich in Vorbereitung befinden.

2. Theoretische Ergebnisse

Eine quantitative Theorie der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der Quergleitung von Schraubenversetzungen ist sehr schwierig. Die Hauptschwierigkeit rührt davon her, daß ein thermisch aktivierter Prozeß vorliegt, der keinem eindeutig festgelegten Reaktionsweg mit definiertem Sattelpunkt folgt. Dies bedeutet, daß die übliche Ableitung

des Arrheniusschen Ausdrucks

$$\nu = \nu_0 e^{-U/kT} \quad (4)$$

für die Frequenz ν des thermisch aktivierten Prozesses, wo ν_0 ein temperaturunabhängiger Frequenz- und Entropie-Faktor, k die Boltzmannsche Konstante und die Aktivierungsenergie U die Differenz zwischen den Energien im Grundzustand und im Sattelpunkt ist, nicht mehr zutrifft. Ähnliche Verhältnisse liegen bei der Theorie des Bordoni-Maximums der inneren Reibung von Kristallen vor¹⁶⁻¹⁸. In diesem Falle konnte jedoch mit Hilfe der Theorie der stochastischen Prozesse das Aktivierungsproblem trotz des Fehlens einer eindeutigen Sattelpunktskonfiguration vollständig gelöst werden¹⁷. Das Ergebnis läßt sich in einem nicht zu weiten Temperaturintervall durch einen Ausdruck von der Form (4) annähern. Da eine stochastische Theorie der Quergleitung bis jetzt noch nicht durchgeführt werden konnte, werden wir annehmen, daß wir Gl. (4) benützen dürfen und versuchen, eine Sattelpunktskonfiguration und damit einen mittleren Wert für die Aktivierungsenergie U geeignet zu wählen.

Ein Vergleich zwischen der strengen und der genäherten Lösung beim Bordoni-Maximum läßt erkennen, daß die früher³ getroffene Wahl des Sattelpunktes (s. auch⁸) gute Ergebnisse liefern sollte. Sie wurde deshalb auch für die vorliegenden Rechnungen benützt. Auf den Einfluß etwaiger Verbesserungen des verwendeten Modells werden wir in § 4b eingehen.

Die eben erwähnte Sattelpunktskonfiguration für die Quergleitung besteht darin, daß die Aufspaltung in einer Schraubenversetzung längs einer Länge $2l_0$ vollständig rückgängig gemacht wird. Die Größe von $2l_0$ bestimmt sich daraus, daß eine Versetzungslinie der Länge $2l_0$ sich in der Quergleitebene unter der herrschenden Schubspannung gerade noch ausbreiten kann. $2l_0$ hängt also von der angelegten Spannung ab und ist um so kleiner, je größer die Spannung ist.

Für die Berechnung der Aktivierungsenergie, die weitgehend numerisch durchgeführt werden mußte, wurden zwei verschiedene, einander ergänzende Verfahren verwendet. Die Resultate ließen sich durchweg in sehr guter Näherung durch die Gl. (2) darstellen, wobei A von γ/Gb stark und von der Zahl n der aufgestauten Versetzungen in einer Gruppe nur schwach abhängig war. [Im Gegensatz dazu hängt — wie Gl. (3) zeigt — $\tau_{III}(0)$ von n stark, aber von γ/Gb nur wenig ab.] Für Stapelfehlerenergien, bei denen die Aufspaltung einige Atomabstände übersteigt, wurden die Wechselwirkungsenergien der einzelnen Versetzungs-

¹⁶ SEEGER, A.: Phil. Mag. **1**, 651 (1956).

¹⁷ DONT, H.: Z. Physik **149**, 111 (1957).

¹⁸ SEEGER, A., H. DONT, u. F. PFAFF: Disc. Faraday Soc. **23**, 19 (1957).

linien mit dem von KRÖNER¹⁹ entwickelten Verfahren im Rahmen der linearen Elastizitätstheorie berechnet. Durch Interpolation wurde gefunden, daß in diesem Bereich für $n \ll 10^3$

$$A = \frac{0,352 G b^3}{\left(1 + \frac{n}{900}\right) \left(1 + 180 \frac{\gamma}{G b}\right)} = \frac{0,352 G b^3}{\left(1 + \frac{n}{900}\right) \left(1 + \frac{2,87 b}{2 \eta_0}\right)} \quad (5)$$

gilt, wobei wie üblich¹² $2\eta_0$ den Gleichgewichtsabstand (ohne äußere Spannung) der beiden Halbversetzungen einer aufgespaltenen Schraubenversetzung bedeutet.

Gl. (5) versagt für große Werte von γ/Gb , was man schon daran sieht, daß für kleine Aufspaltungen $2\eta_0/b$ nicht mehr proportional zu Gb/γ

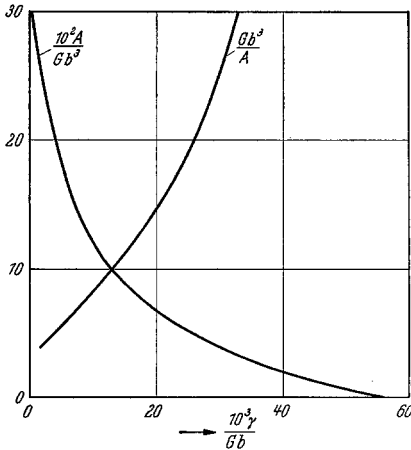


Fig. 3. Abhängigkeit der Größe A in Gl. (2) von der Stapelfehlerenergie γ

ist. Das Peierlssche Modell, das in diesem Bereich anwendbar ist, liefert^{1, 12} $2\eta_0 = 0$ für $\gamma/Gb = 0,056$ [vgl. auch Gl. (3)]. Wir haben deshalb die Aktivierungsenergie der Quergleitung für wenig aufgesplante Versetzungen auf Grund des Peierlsschen Modells mit der früher^{3, 20} verwendeten, auf Versetzungsgruppen erweiterten Methode berechnet.

Die durch Kombination der beiden Rechenverfahren erhaltenen A -Werte sind als Funktion der Stapelfehlerenergie in Fig. 3 aufgetragen. Wie man sieht, schließen sich die Ergebnisse der beiden Verfahren nahtlos aneinander an. Da die Variation

von A mit n in dem interessierenden Wertebereich in der Zeichnung kaum darzustellen wäre, haben wir die Kurven für $n = 20$ gezeichnet. Ferner ist die sehr geringe Abhängigkeit vom Poissonschen Verhältnis unterdrückt; die Ergebnisse sind für die bei Kupfer unter näherungsweise Berücksichtigung der Anisotropie¹² zutreffenden Verhältnisse wiedergegeben. Als Schubmodul G hat man in der Ordinate den für die elastische Wechselwirkung von Schraubenversetzungen in der $\{111\}$ -Ebene maßgeblichen Modul G_2 (bei SEEGER und SCHÖCK¹² mit $1/K_2$ bezeichnet), in der Abszisse den bei der Scherung der $\{111\}$ -Ebenen auftretenden Modul G_3 einzusetzen (s. Tabelle 1).

¹⁹ KRÖNER, E.: Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen, insbes. §18. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

²⁰ SCHÖCK, G.: Diss. Stuttgart 1954.

3. Experimentelle Ergebnisse

a) **Der Zusammenhang zwischen den Konstanten A und B.** Die zwischen den Konstanten A und B in Gl. (2) und Gl. (1) bestehende Beziehung, also die Umrechnung von der experimentell bekannten Temperaturskala auf die der Rechnung (s. §2) zugängliche Energieskala, läßt sich in folgender Weise ermitteln: Bei gegebener Temperatur T ist der Beginn des Bereichs III der Verfestigungskurve (d.h. eine meßbare Abweichung vom Verfestigungsanstieg des Bereichs II) dadurch bestimmt, daß eine hinreichend große Anzahl von Schraubenversetzungen pro Volumeneinheit und pro Abgleitungseinheit Quergleitung ausführt. Deren Beitrag zur Abgleitungsgeschwindigkeit ergibt sich nach Gl. (4) in der Form

$$\dot{a} = \dot{a}_0 e^{-\frac{U(\tau_{III})}{kT}}, \quad (6)$$

wobei in der Konstante \dot{a}_0 sowohl der Frequenzfaktor ν_0 wie auch geometrische Größen enthalten sind. Setzt man Gl. (2) in Gl. (6) ein und löst nach $\ln \tau_{III}(T)$ auf, so erhält man

$$\ln \frac{\tau_{III}(T)}{\tau_{III}(0)} = \frac{kT}{A} \cdot \ln \frac{\dot{a}}{\dot{a}_0}. \quad (7)$$

Mißt man also bei einer Temperatur T die Abhängigkeit von τ_{III} von der Abgleitungsgeschwindigkeit \dot{a} , so erhält man bei logarithmischer Auftragung direkt das Verhältnis kT/A und damit die Konstante A. Die linke Seite von Gl. (7) ist aus der Messung der Temperaturabhängigkeit von τ_{III} gemäß Gl. (1) bekannt; somit kann die Größe \dot{a}_0 ermittelt werden. Für verschiedene Metalle dürfte \dot{a}_0 etwa wie die Debyeschen Frequenzen der betreffenden Metalle variieren, da es neben der Frequenz ν_0 nur geometrische Größen enthält. Die rechte Seite von Gl. (7) ist $-BT$. Es gilt also

$$B = \frac{k}{A} \ln \frac{\dot{a}_0}{\dot{a}}. \quad (7a)$$

Aus den Meßwerten von B und \dot{a} kann man also bei bekanntem \dot{a}_0 den Zahlenwert von A berechnen.

Fig. 4 zeigt die Meßergebnisse für Kupferkristalle einheitlicher Orientierung (C 14), die bei Raumtemperatur verformt worden waren. Aus diesen Messungen ergibt sich

$$kT/A = 0,067; \quad A = 0,38 \text{ eV}. \quad (8)$$

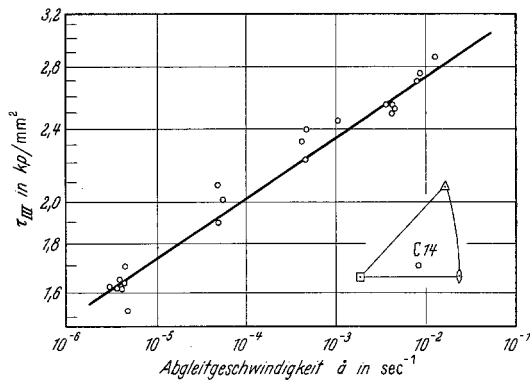


Fig. 4. Abhängigkeit von τ_{III} von der Abgleitungsgeschwindigkeit \dot{a} bei Kupferkristallen der Orientierung C 14. Raumtemperatur, doppelt-logarithmische Auftragung

Ferner findet man

$$\ln(\dot{\epsilon}_0 \cdot 1 \text{ sec}) = 19,2. \quad (8a)$$

b) **Messungen an Goldeinkristallen.** Da sich Gold trotz der Zugehörigkeit zur gleichen Gruppe des periodischen Systems in mancher Hinsicht anders verhält wie Kupfer, wurden Goldkristalle der Orientierung Au 14, die der besonders gut untersuchten Orientierung C 14 bei Kupferkristallen entspricht, bei verschiedenen Temperaturen im Zugversuch verformt. Die zur Temperaturabhängigkeit von τ_{III} erhaltenen Ergebnisse sind in Fig. 5 dargestellt, wo auch die Ergebnisse von ANDRADE

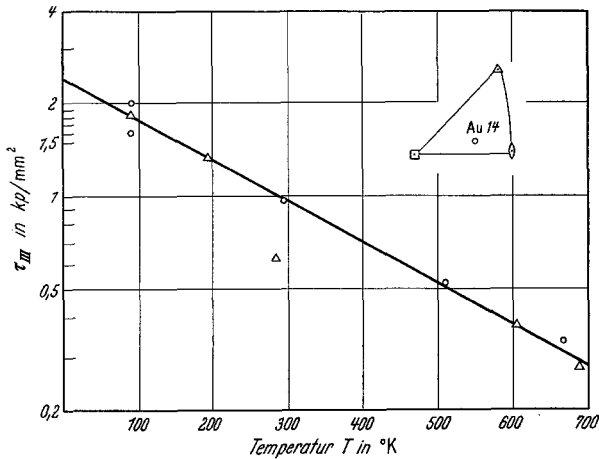


Fig. 5. Abhängigkeit von τ_{III} (in logarithmischer Auftragung) von der absoluten Temperatur T bei Goldkristallen. O Eigene Messungen an Kristallen der Orientierung Au 14. Δ Umgerechnet (s. Text) aus den Messungen von ANDRADE und HENDERSON²¹

und HENDERSON²¹ berücksichtigt sind. Die letztgenannten Messungen waren an Kristallen verschiedener Orientierung gewonnen worden; wir haben sie deshalb auf Grund der von DIEHL²² an Kupfereinkristallen gemessenen Orientierungsabhängigkeit der Verfestigungskurve kubischflächenzentrierter Metalle auf die Orientierung Au 14 reduziert, und zwar schon bevor eigene Messungen vorlagen. Wie man sieht, stimmen die Messungen der vorliegenden Arbeit mit denjenigen von ANDRADE und HENDERSON recht gut überein; beide bestätigen auch bei Gold das Gesetz Gl. (1). Wir entnehmen aus Fig. 5 die Werte $\tau_{III}(0) = 2,4 \text{ kp/mm}^2$ und $B = 3,08 \cdot 10^{-3}/^\circ\text{K}$, die beide erheblich niedriger als bei Kupfer liegen und die darauf hinweisen, daß bei Gold n größer und γ/Gb wesentlich kleiner als bei Kupfer (vgl. Fig. 2) ist. Wir werden in der Diskussion hierauf ausführlicher eingehen.

²¹ DA C. ANDRADE, E. N., u. C. HENDERSON: Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A **244**, 177 (1951).

²² DIEHL, J.: Diss. Stuttgart 1955. — Z. Metallkde. **47**, 331 (1956).

Tabelle 1. Auswertung der experimentellen Daten zur Bestimmung von γ . Hierbei ist G_2 der für die Wechselwirkung der Schraubenversetzungen maßgebende Modul (siehe § 2) und G_3 der bei der Scherung der {111}-Ebenen auftretende Modul (bei A. SEEBER, Handbuch der Physik, Bd. VII/1, S. 609, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1955, mit G_{st} bezeichnet)

Metall	Au	Ag	Cu	Ni	Al*
$\tau_{III}(0)$ [kp/mm ²]	2,4	5,4	15,1	19,8	~4,35
B [10 ⁻³ /°K]	3,08	~3,6	6,0	4,6	~10,1
Herkunft der experimentellen Werte . . .	Fig. 5	²¹	Fig. 2	¹⁰	10, ^{23, 24}
G_2 $\left[10^{11} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right]$	2,49	2,57	4,24	8,30	2,69
b [10 ⁻⁸ cm]	2,88	2,88	2,56	2,49	2,86
$\ln(\dot{a}_0 \cdot 1 \text{ sec})$	18,5	18,8	19,2	19,2	19,4
A [eV]	0,71	~0,62	0,38	0,49	~0,22
$G_2 b^3/A$	5,2	~6,1	11,8	16,2	~17,6
$10^3 \gamma/G_3 b$	4,3	~6,1	16	22	~24
G_3 $\left[10^{11} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \right]$	2,38	2,46	4,12	7,48	2,48
γ [erg/cm ²]	30	~43	169	410	~170
n	108	~49	23	29	~41

* Zusatz bei der Korrektur: Vorläufige eigene Messungen haben ergeben, daß abweichend von den Angaben in Tabelle 1 bei Aluminium $B = 17,5 \cdot 10^{-3}/^\circ\text{K}$ ist. Daraus folgt $G_2 b^3/A = 30,5$, $10^3 \gamma/G_3 b = 33$ und $\gamma = 230$ erg/cm². Die Werte von E_1 und E_2 fallen damit etwas kleiner als in Tabelle 2 angegeben aus.

4. Diskussion

a) **Ermittlung der Stapelfehlerenergien.** In Tabelle 1 sind die an kubisch-flächenzentrierten Metallen vorliegenden Messungen von $\tau_{III}(0)$ und B eingetragen. Wir bemerken, daß die Angaben für Silber²¹ und Aluminium^{23, 24}, da nicht an Kristallen einheitlicher Orientierung gewonnen, wesentlich weniger zuverlässig als diejenigen für die anderen Metalle sind. Die Angaben für B bei Cu, Ni und Al weichen etwas von denjenigen bei HAASEN¹⁰ ab, da wir eine etwas andere Definition für τ_{III} (s. Fig. 1) als HAASEN¹⁰ zugrunde gelegt haben. Die Werte für \dot{a}_0 wurden aus dem für Kupfer gemessenen Wert an Hand der Debye-Temperaturen umgerechnet. Aus diesen Angaben wurden A , γ , $\gamma/G_3 b$ und schließlich n berechnet.

²³ JAOUË, B.: J. Mech. Phys. Solids 5, 95 (1957).

²⁴ SOSIN, A., u. J.S. KOEHLER: Phys. Rev. 101, 972 (1956).

Auffallend an den in Tabelle 1 angegebenen Stapelfehlerenergien ist, daß Gold, Silber und Aluminium die bisher allgemein akzeptierte Größenordnung aufweisen, während die Stapelfehlerenergien von Cu und Ni erheblich größer als bisher angenommen sind. Die im Abschnitt c) zu diskutierenden Beobachtungen lassen es jedoch als sicher erscheinen, daß der in Tabelle 1 zum Ausdruck kommende Unterschied in den Stapelfehlerenergien von Kupfer und Gold reell ist.

b) **Kritische Betrachtung des verwendeten Modells.** Wie in § 2 dargelegt, haben wir bei der Berechnung der Aktivierungsenergie der Quergleitung spezielle Annahmen gemacht, deren Berechtigung wir untersuchen müssen. Fig. 6 zeigt schematisch den Zusammenhang zwischen $\ln(\tau_{III}/\tau_{III}(0))$ und der Aktivierungsenergie U für verschiedene bei der Quergleitung denkbare Reaktionswege.

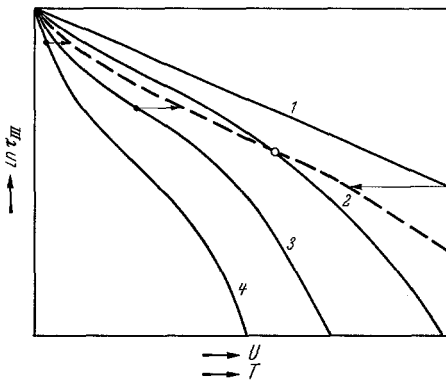


Fig. 6. Zur Diskussion des Gültigkeitsbereichs des verwendeten Modells (s. § 4 b)

Wie in § 2 dargelegt, haben wir bei der Berechnung der Aktivierungsenergie der Quergleitung spezielle Annahmen gemacht, deren Berechtigung wir untersuchen müssen. Fig. 6 zeigt schematisch den Zusammenhang zwischen $\ln(\tau_{III}/\tau_{III}(0))$ und der Aktivierungsenergie U für verschiedene bei der Quergleitung denkbare Reaktionswege. Der logarithmische Zusammenhang (Kurve 1) folgt aus der in § 2 besprochenen Theorie. Daneben gibt es aber, wie besonders FRIEDEL²⁵ betont hat, noch weitere Reaktionswege, denen bei gegebener äußerer Spannung eine kleinere Aktivierungsenergie zukommt. Bei diesen breitet sich die Versetzung in der Quergleitebene aus, noch bevor das Versetzungsstück, längs dem die Aufspaltung vollständig rückgängig gemacht ist, die in § 2 eingeführte kritische Länge $2l_0$ erreicht hat. In Fig. 6 sind schematisch als Kurven 2, 3 und 4 die für einige der soeben besprochenen Reaktionswege

zu erwartenden Zusammenhänge zwischen τ_{III} und U aufgetragen. Solche Reaktionswege erfordern jedoch sehr komplizierte korrelierte Versetzungsbewegungen, die vom statistischen Standpunkt aus ziemlich unwahrscheinlich erscheinen und die deshalb in die gesamte Reaktionswahrscheinlichkeit mit sehr geringem Gewicht, d.h. mit einem kleinen Frequenzfaktor, eingehen. Eine entsprechende Situation liegt bei der Theorie des oben erwähnten Bordoni-Maximums vor. Hier zeigt die strenge Lösung, daß die tatsächlich zu beobachtende (mittlere) Aktivierungsenergie ganz erheblich über der kleinstmöglichen liegt, die eben zu einem sehr komplizierten und deshalb unwahrscheinlichen Reaktionsweg gehört. Aus diesem Grunde sind wir der Ansicht, daß das von uns verwendete Modell eine befriedigende Annäherung an die wirklichen Verhältnisse gibt.

Im allgemeinen fallen die Reaktionswege mit kleiner Aktivierungsenergie am ehesten bei tiefen Temperaturen ins Gewicht, bei denen die Bedeutung der Entropieglieder in der freien Energie an Bedeutung zurücktreten. Wie Fig. 6 zeigt, unterscheiden sich beim vorliegenden Problem die verschiedenen Reaktionswege gerade bei kleinen U sehr wenig voneinander; außerdem sind bei tiefen Temperaturen im thermischen Gleichgewicht nur Gitterschwingungen großer Wellenlänge angeregt, so daß die oben erwähnten komplizierten Versetzungsbewegungen nur selten zustande kommen werden. Wir erwarten also selbst bei tiefen Temperaturen keine

²⁵ FRIEDEL, J.: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, S. 330. New York: J. Wiley & Sons 1957.

wesentlichen Abweichungen von der hier verwendeten Theorie, wollen jedoch der Vollständigkeit halber die Richtung etwaiger Abweichungen diskutieren.

Zu derjenigen Temperatur T , bei der der Zahlenwert von \dot{a}_0 experimentell bestimmt wurde, und einer Spannung τ_{III} gehöre die in Fig. 6 mit einem Kreis bezeichnete Aktivierungsenergie U . Wir denken uns nun alle bei unserem Prozeß auftretenden Aktivierungsenergien gemäß der Formel $T = U/k \ln(\dot{a}_0/\dot{a})$ auf eine ebenfalls in Fig. 6 eingezeichnete Temperaturskala umgerechnet. Der Maßstab für diese Skala sei der Einfachheit wegen so gewählt, daß der mit einem Kreis markierte Punkt in sich selbst übergeht. Da bei kleineren Aktivierungsenergien die Frequenzfaktoren kleiner sind, werden bei dieser Umrechnung alle links vom Kreis liegenden Punkte nach rechts verschoben, während der größere Frequenzfaktor bei großen Aktivierungsenergien die rechts vom Kreis liegenden nach links verschiebt. Als $\ln \tau_{III} - T$ -Beziehung kommt also, wenn man das Auftreten eines Spektrums von Aktivierungsenergien und Frequenzfaktoren berücksichtigt, eine Kurve von der Art der in Fig. 6 gestrichelt gezeichneten zustande. Sie verläuft im allgemeinen steiler als Kurve *I*. Wenn man die Neigung einer gemessenen $\ln \tau_{III} - T$ -Kurve nach der in § 2 gegebenen Theorie auswertet, kann also eine zu große Stapelfehlerenergie vorgetäuscht werden. Die in § 3 mitgeteilten Stapelfehlerenergien stellen somit obere Grenzen dar. Wir sind jedoch der Überzeugung, daß diese oberen Grenzen recht nahe bei den wirklichen Werten liegen. Würde nämlich in Wirklichkeit die in Fig. 6 gestrichelt gezeichnete Kurve stark von Kurve *I* abweichen, so wäre nicht zu verstehen, warum experimentell die der Kurve *I* entsprechende Beziehung Gl. (1) so gut erfüllt sein sollte, wie dies in der Tat der Fall ist (s. hierzu auch^{10, 11}). Im speziellen Fall von Kupfer werden wir im Abschnitt c) eine Abschätzung der Stapelfehlerenergie nach unten geben und finden, daß diese nicht weit unterhalb der hier ermittelten oberen Grenze liegt.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die vorstehende Diskussion auf die Frage hinausläuft, ob man die Geschwindigkeit der Quergleitung durch Gl. (4) gut beschreiben kann oder ob man in Wirklichkeit eine Summe von derartigen Gliedern zu verwenden hat, wobei dann bei einer bestimmten Temperatur im allgemeinen eines dieser Glieder dominiert. Das Resultat der vorstehenden Erörterungen ist, daß man wohl mit einem Glied auskommt. Dies läßt sich dadurch experimentell nachprüfen, daß man die in § 3 a beschriebenen Versuche bei verschiedenen Temperaturen ausführt; wenn unsere Voraussetzungen zutreffen, muß sich A temperaturunabhängig ergeben. Entsprechende Versuche sind in Vorbereitung.

c) Beobachtungen an abgeschreckten und bestrahlten Metallen. In der Literatur wurde wiederholt die Möglichkeit diskutiert, daß die beim Abschrecken von hohen Temperaturen in Metallen eingefrorenen Leerstellen auf den dichtest gepackten Ebenen zu plattenförmigen Gebilden koagulieren und aus diesen schließlich Versetzungsringe entstehen. Als konkretes Beispiel betrachten wir eine (111)-Ebene eines kubisch-flächenzentrierten Metallkristalls, auf der sich im einfachsten Fall Stufenversetzungsringe mit Burgers-Vektor $b_1 = 1/3 [111]$ bilden. Ein solcher Versetzungsring berandet einen Stapelfehler. KUHLMANN-WILSDORF²⁶ hat darauf hingewiesen, daß bei großer Stapelfehlerenergie eine derartige Anordnung instabil sein kann. Es kann energetisch günstiger sein, daß sich spontan ein Versetzungsring mit dem Burgers-Vektor

²⁶ KUHLMANN-WILSDORF, D.: Phil. Mag. 3, 125 (1958).

$b_2 = \frac{1}{6} [\bar{2}11]$ bildet, der den Stapelfehler überstreicht, ihn auslöscht und dann mit den ursprünglichen vorhandenen Versetzungslinien zu einer sog. *R*-Versetzung („resultierende“ Versetzung) mit dem Burgers-Vektor

$$b_R = b_1 + b_2 = \frac{1}{3} [111] + \frac{1}{6} [\bar{2}11] = \frac{1}{2} [011]$$

reagiert. Solche *R*-Versetzungen sind elektronenmikroskopisch in abgeschreckten Aluminium-Folien von HIRSCH, SILCOX, SMALLMAN und WESTMACOTT²⁷ nachgewiesen worden.

Wir leiten nunmehr die Stabilitätsbedingung für einen kreisförmigen *R*-Versetzungsring mit Radius ϱ ab, wobei wir der Einfachheit halber ein elastisch isotropes Medium mit Poissonscher Konstante ν (nicht zu verwechseln mit dem Frequenzfaktor ν !) zugrunde legen und die bei KRÖNER²⁸ angegebenen Formeln verwenden. Die Energie eines Stufenversetzungsrings mit Stapelfehler ist

$$E_1 = \frac{2}{3} \frac{1}{1-\nu} G b^2 \varrho (\ln(4\varrho/\varrho_0) - 2) + \pi \varrho^2 \gamma, \quad (9a)$$

und diejenige einer *R*-Versetzung

$$E_R = \left(\frac{2}{3} \frac{1}{1-\nu} + \frac{1}{3} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \right) G b^2 \varrho \left(\ln \frac{4\varrho}{\varrho_0} - 2 \right), \quad (9b)$$

wo $b = |b_R|$ und ϱ_0 den inneren Abschneideradius bedeutet. Das Kriterium $E_R \leq E_1$ gibt als Stabilitätsbereich für die *R*-Versetzung

$$\gamma \geq \frac{G b^2}{3\pi} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{\varrho} (\ln(4\varrho/\varrho_0) - 2). \quad (10)$$

Die Stabilitätsgrenzen $\gamma_0(\varrho)$ sind in Fig. 7 mit der Poissonschen Konstanten ν als Parameter eingetragen.

In abgeschrecktem Kupfer²⁹⁻³¹ und Nickel²⁹ werden Versetzungsringe ohne Stapelfehler, also *R*-Versetzungen, beobachtet. Da man nicht weiß, bei welchem Ringradius sich der Übergang von den bei kleinen Radien stabileren Stapelfehlern zu den *R*-Versetzungen vollzieht, kann man aus diesen Beobachtungen nur eine untere Grenze für γ entnehmen, und zwar

$$\gamma \geq \gamma_0(\varrho_{\min}), \quad (11)$$

²⁷ HIRSCH, P. B., J. SILCOX, R. E. SMALLMAN u. K. H. WESTMACOTT: Phil. Mag. **3**, 897 (1958).

²⁸ KRÖNER, E.: Zitat 19, insbes. § 32.

²⁹ SMALLMAN, R. E., K. H. WESTMACOTT u. J. H. COILEY: Im Druck.

³⁰ SMALLMAN, R. E., u. K. H. WESTMACOTT: J. Appl. Phys. (im Druck).

³¹ HIRSCH, P. B., u. J. SILCOX: Growth and Perfection of Crystals (herausgeg. von DOREMUS, ROBERTS u. TURNBULL), S. 262. New York: J. Wiley & Sons 1958.

wo ϱ_{\min} der kleinste Ringradius ist, bei dem man mit Sicherheit sagen kann, daß er zu einer R -Versetzung gehört. Bei den Beobachtungen an Kupfer³⁰⁻³² dürfte ϱ_{\min} etwa 100 Å betragen, woraus $\gamma/Gb \gtrsim 15 \cdot 10^{-3}$, also $\gamma \gtrsim 160 \text{ erg/cm}^2$ folgt. Wie schon oben erwähnt, liegt dieser Wert nicht wesentlich unterhalb unserer in Abschnitt a) erhaltenen oberen Grenze, so daß damit die Stapelfehlerenergie von Kupfer in ziemlich enge Grenzen eingeschlossen ist.

Im Gegensatz zu Kupfer, Nickel und Aluminium ergibt sich der kritische Radius bei Gold so groß, daß es zweifelhaft erscheint, ob die spontane Bildung eines Versetzungsringes mit Burgers-Vektor b_2 stattfinden kann. In der Tat wurden als Agglomerationsprodukte eingefrorener Leerstellen in abgeschrecktem Gold stets Gebilde mit Stapelfehler beobachtet, und zwar Tetraeder, deren Kanten aus Stufenversetzungen und deren Flächen aus Stapelfehlern gebildet werden^{31,32}. Diese Gebilde entstehen aus den wohl zuerst gebildeten Stufenversetzungsringen der oben besprochenen Art schon bei einem ziemlich kleinen Durchmesser, so daß im Gold die R -Versetzungen nicht auftreten können. Diese Beobachtungen finden also ihre natürliche Erklärung auf Grund des in der vorliegenden Arbeit abgeleiteten Unterschiedes in den Stapelfehlerenergien von Kupfer und Gold.

In abgeschrecktem Silber^{29,30} werden sowohl Stapelfehler als auch stapelfehlerfreie Versetzungsringe beobachtet. Silber nimmt also eine Zwischenstellung ein; sein γ/Gb -Wert dürfte somit zwischen denjenigen des Goldes und des Kupfers liegen. Die Beobachtungen an abgeschrecktem Silber weisen darauf hin, daß die Verhältnisse bei Silber denjenigen bei Kupfer ähnlich sind, während aus den Angaben der Tabelle 1 eine engere Verwandtschaft zwischen Silber und Gold hervorzugehen scheint. Wie schon oben betont wurde, ist jedoch der experimentelle Wert von B bei Silber so unsicher, daß die daraus abgeleiteten Werte höchstens der Größenordnung nach richtig sind.

Der Unterschied in der Stapelfehlerenergie von Kupfer und Gold bietet möglicherweise eine Erklärung³³ für das seit langem bekannte, aber bis jetzt noch nicht

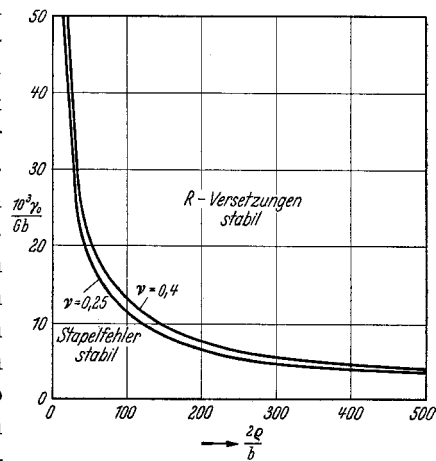


Fig. 7. Stabilitätsgrenze $\gamma_0(q)$ der R -Versetzungen

³² SILCOX, J., u. P. B. HIRSCH: Phil. Mag. 4, 72 (1959).

³³ Wegen weiterer Einzelheiten zum folgenden Abschnitt vgl. A. SEEGER, The Theory of Radiation Damage and Radiation Hardening of Metals, Metallurgy and Fuels, Vol. III (im Druck).

befriedigend gedeutete verschiedenartige Erholungsverhalten von deuteronenbestrahltem Kupfer und Gold³⁴ im Temperaturbereich zwischen 20 und 50° K, also in der sog. Erholungsstufe I. Aus der Tatsache, daß die Bestrahlungsverfestigung (von Elektronenbestrahlung sei hier abgesehen) erst bei relativ hohen Temperaturen ausheilt, schließt man, daß ein Teil der bei der Bestrahlung mit schweren Teilchen geschaffenen Zwischengitteratome von den zugehörigen Leerstellen räumlich getrennt worden ist. Bei der Bestrahlung mit Protonen, Deuteronen oder schnellen Neutronen ist die Strahlungsschädigung in dem Sinne inhomogen, daß in lokalisierten Gebieten eine verhältnismäßig große Zahl von Atomen aus ihren Gitterplätzen losgeschlagen worden ist, während in den Zwischenbereichen nur wenige Verlagerungen von Atomen stattgefunden haben. Dies bedeutet, daß Gebiete entstanden sind, in denen eine große Leerstellendichte (also ein Mangel an Materie) vorhanden ist. Bei hinreichend hohen Temperaturen versuchen diese Leerstellen, eine energetisch möglichst günstige Konfiguration einzunehmen. Die zunächst naheliegende Möglichkeit, daß sie kleine Hohlräume mit ungefähr kugelförmiger Gestalt bilden, kann man als unwahrscheinlich beiseite lassen, da derartige Hohlräume bei *abgeschreckten* Metallen nicht beobachtet werden und man an Hand von Energiebetrachtungen zeigen kann, daß von einer gewissen ziemlich kleinen Abmessung an die Hohlräume gegenüber den oben besprochenen ebenen Anordnungen energetisch ungünstig sind. Wegen des oben besprochenen Materiemangels kann die ideale Kristallstruktur in dem fraglichen Gebiet nicht hergestellt werden; es bleibt notwendigerweise eine gestörte Zone zurück. Von den Untersuchungen über den Aufbau der Grenzflächen zwischen verschiedenen metallischen Phasen weiß man, daß die Trennfläche zwischen zwei Gebieten verschiedener Kristallstruktur immer durch Versetzungslinien beschrieben werden kann. Offen ist im vorliegenden Fall lediglich die Frage, ob neben den Versetzungen in der Grenzfläche auch noch Stapelfehler auftreten oder nicht. Es liegt die Vermutung nahe, daß zwar nicht bei Kupfer, wohl aber bei Gold Stapelfehler vorhanden sind. Zwischen diesen beiden Möglichkeiten kann man auf Grund der Tatsache unterscheiden, daß Stapelfehler in Edelmetallen verglichen mit Versetzungslinien einen sehr großen Beitrag zum elektrischen Widerstand geben. Bestrahlt man nun ein Edelmetall bei sehr tiefen Temperaturen und verfolgt beim Anlassen die oben besprochene Agglomeration der Leerstellen durch Messung des elektrischen Widerstands, so erwartet man bei Kupfer einen sehr starken Widerstandsabfall, während man bei Gold nur mit einem schwachen oder gar keinem Effekt zu rechnen hat. Dieses Verhalten wird, wie eingangs dieses Abschnitts erwähnt, in der Tat in der sog. Erholungsstufe I, die dem besprochenen Effekt zugeordnet wird, experimentell beobachtet. Es erscheint interessant, die Richtigkeit der hier gegebenen Erklärungsmöglichkeit durch weitere Untersuchungen, z. B. Messungen der Erholungswärme, nachzuprüfen.

d) Anwendung der Ergebnisse auf die Vorgänge bei der plastischen Verformung. Wie schon in §1 erwähnt, spielt die Größe der Stapelfehlerenergie für das quantitative Verständnis der Vorgänge bei der plastischen Verformung der flächenzentrierten Kristalle eine wichtige Rolle. Wir begnügen uns hier mit der Angabe der für die Berechnung der Sprungenergien wichtigen Einschnürungsenergien für Stufen- und Schraubenversetzungen (siehe z. B. ³⁵). Unter der Einschnürungsenergie versteht man jene Energie, die man aufwenden muß, um die beiden Halbver-

³⁴ COOPER, H. G., J. S. KOEHLER u. J. W. MARX: Phys. Rev. **97**, 599 (1955).

³⁵ SEEGER, A.: Rep. Conf. Defects Solids, Physic. Soc., London 1955, S. 391.

setzungen einer aufgespaltenen Versetzung in symmetrischer Weise in einem Punkt zusammenzubringen. Tabelle 2 gibt die Zahlenwerte für diese Einschnürungsenergien für Au, Cu, Ni und Al an, die mit den Angaben von Tabelle 1 berechnet worden sind. Dabei wurden wie in § 2

Tabelle 2. *Einschnürungsenergie für aufgespaltene Stufenversetzungen (E_1) und aufgespaltene Schraubenversetzungen (E_2) für einige kubisch-flächenzentrierte Metalle. $2\eta_0$ = Abstand der Halbversetzungen in der aufgespaltenen Versetzung. $(G/1-\nu)_1$ = effektiver Wert für Stufenversetzung. Alle Werte auf Grund der Angaben von Tabelle 1 berechnet*

Metall	Au	Cu	Ni	Al
$\left(\frac{2\eta_0}{b}\right)_2$ [Schraubenversetzung]	3,6	1,5	1,1	1,0
E_2 [eV]	0,86	0,24	0,30	0,13
$\left(\frac{2\eta_0}{b}\right)_1$ [Stufenversetzung] . .	10,8	3,2	1,9	1,8
$\left(\frac{G}{1-\nu}\right)_1 \left[10^{11} \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}\right]$	4,7	7,6	13	3,9
E_1 [eV]	3,4	0,80	0,66	0,28

die beiden dort erwähnten Rechenverfahren benützt. Bei den Schraubenversetzungen wurde wie in Tabelle 1 der anisotrop berechnete effektive Schubmodul G_2 zugrunde gelegt, während bei den Stufenversetzungen die in Tabelle 2 mit aufgeführten Konstanten $G/(1-\nu)$ verwendet wurden.

Gegenüber früheren Abschätzungen erscheinen vor allem die Zahlenwerte für Cu und Ni wesentlich verkleinert. Entsprechend verkleinern sich auch die Energien, die für die Bildung von Sprüngen in Versetzungen und für das Durchschneiden von Versetzungen aufzuwenden sind. Dies macht im Falle von Kupfer eine Neufassung der quantitativen Angaben in der Theorie der Fließspannung erforderlich³⁶. In qualitativer Hinsicht dürften die dort gezogenen Schlüsse jedoch ungeändert bleiben.

Die verkleinerten Werte der Einschnürungsenergien lassen die Beobachtung³⁷ verständlich erscheinen, daß bei direkter Durchstrahlung dünner Folien im Elektronenmikroskop (also etwas oberhalb Raumtemperatur) gelegentlich Quergleitung einzelner Schraubenversetzungen in Kupfer und Nickel auftritt.

e) Schlußbemerkungen. Das Hauptergebnis der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Bestimmung der Stapelfehlerenergien von Kupfer

³⁶ SEEGER, A.: Phil. Mag. 46, 1194 (1955).

³⁷ HIRSCH, P. B.: Private Mitteilung.

und Gold. Es ergab sich, daß die Stapelfehlerenergie von Gold etwa die von früheren Abschätzungen her erwartete Größenordnung besitzt, während sie im Falle von Kupfer erheblich größer ist. Die für Kupfer und Aluminium gefundenen Zahlenwerte sind jedoch durchaus mit der allgemeinen Beobachtung⁸ im Einklang, daß die Verfestigungskurve von Kupfereinkristallen bei Raumtemperatur etwa derjenigen von Aluminium bei der Temperatur der flüssigen Luft entspricht. Der Faktor 3 bis 4 zwischen diesen beiden äquivalenten Temperaturen dürfte je etwa zur Hälfte der verschieden starken Versetzungsaufspaltung (bestimmt durch γ/Gb) und der Verschiedenheit der bei Aluminium und Kupfer anzuwendenden Temperaturskalen (bestimmt etwa durch Gb^3) zuzuschreiben sein.

Überraschend ist, daß sich die Edelmetalle in so starkem Maße in ihrer Stapelfehlerenergie, einer durch die Elektronenstruktur der Metalle bestimmten Eigenschaft, unterscheiden. Wie schon in § 1 erwähnt, ist eine Absolutberechnung der Stapelfehlerenergie bis jetzt noch nicht gelungen. Man kann jedoch folgendes zeigen (unveröffentlichte Ergebnisse): Beschreibt man die Leitungselektronen mit der sog. Zellenmethode, so gibt der s - und p -Anteil der Wellenfunktionen in jeder Zelle einen verschwindenden Beitrag zur Stapelfehlerenergie. Erst der d -Anteil der Wellenfunktion liefert eine endliche Stapelfehlerenergie. Nun ist aber der d -Anteil der Wellenfunktion an der Fermi-Oberfläche bei einwertigen Metallen klein, so daß schon geringe Unterschiede in der Elektronenstruktur, wie sie zwischen den Edelmetallen zweifellos bestehen, einen großen Einfluß auf die Stapelfehlerenergie haben können.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die hier gefundene Ordnung der flächenzentrierten Metalle nach aufsteigenden Werten von γ/Gb (Au, Ag, Cu, Ni, Al) derjenigen entspricht (abgesehen von Ag), die man aus dem Auftreten von Zwillingsbildung während der Verformung bei tiefen Temperaturen^{10, 38, 39} erschließt. Im Falle von Gold ergibt sich hieraus auch der Absolutwert in Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen³⁹.

Die Verfasser danken den Herren Professor DEHLINGER, Professor HAASEN, Dr. E. KRÖNER und Dr. S. MADER für ihre Unterstützung und für wertvolle Diskussionen, sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung der Arbeit.

³⁸ BLEWITT, T. H., R. R. COLTMAN u. J. K. REDMAN: Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, S. 179. New York: J. Wiley & Sons 1957.

³⁹ SUZUKI, H., u. C. S. BARRETT: Acta metallurg. 6, 156 (1958).