

(Nadel) u. U. weniger elastische Energie verbraucht, als wenn sich das in ihm enthaltene Material in Form vieler dünner Schichten ansammeln würde. Das heißt praktisch, daß der Satz von NABARRO<sup>41</sup>, wonach vom elastischen Standpunkt aus bei völliger Kohärenz der Netzebenen in der Grenzfläche Ausscheidungen, Keimbildungen usw. in festen Körpern Scheibenform haben sollten, bei großen Ausscheidungen usw. nicht mehr zuständig ist. Energieberechnungen von FRANZ und KRÖNER<sup>42</sup> am Beispiel der GUINIER-PRESTON-Zonen in Al-Cu-Legierungen

<sup>41</sup> F. R. N. NABARRO, Proc. Roy. Soc. Lond. A 175, 519 [1940].

<sup>42</sup> H. FRANZ u. E. KRÖNER, Z. Metallkde. 46, 639 [1955].

haben dies bestätigt und geben ein Beispiel für den Nutzen der Versetzungsauffassung auch im Falle der Eigenspannungen bei Ausscheidungen, Keimbildungen usw. in festen Körpern. Es ist kaum nötig, zu sagen, daß sich ähnliche Betrachtungen bei beliebiger Form der Phase I anstellen lassen.

Den Herren Prof. Dr. U. DEHLINGER und Doz. Dr. A. SEEGER danke ich herzlich für die Anregung zur Beschäftigung mit diesem interessanten Gebiet, für zahlreiche fruchtbare Diskussionen und aufbauende Kritik. Herrn Prof. E. FUES gilt mein Dank für kritische Durchsicht des Manuskripts. Ziffer 2 ist das Ergebnis längerer Zusammenarbeit des Verfassers mit Herrn Dipl.-Phys. G. RIEDER. Auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für ihre Unterstützung gedankt.

## Theorie der Kristallplastizität\*

### IV. Verfestigung und Gleitmechanismus dichtest gepackter Metalle und Legierungen

Von ALFRED SEEGER

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart, und dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart  
(Z. Naturforschg. 11 a, 985—998 [1956]; eingegangen am 18. August 1956)

Nach einer allgemeinen Erörterung des systematischen Aufbaus der Theorie der Kristallverfestigung werden die für das plastische Verhalten der hexagonalen Metalle Zink, Cadmium und Magnesium charakteristischen Prozesse besprochen. Es wird gezeigt, daß bei diesen Metallen in der Umgebung der Raumtemperatur „dynamische Erholung“ stattfindet, deren Grundprozeß mit demjenigen der „statischen Erholung“ übereinstimmt und wohl das zuerst von MOTT betrachtete Klettern von Versetzungen ist. Die entsprechenden Verhältnisse bei kubisch-flächenzentrierten Metallen werden an anderer Stelle \*\* ausführlich behandelt. In der vorliegenden Arbeit werden in Anlehnung an die reinen Metalle die homogenen kubisch-flächenzentrierten Legierungen besprochen. Die Unterdrückung der Gleitbandbildung bei manchen Legierungen sowie die latente Verfestigung und das „Überschießen“ von Metallen und Legierungen werden im einzelnen diskutiert.

#### 1. Einleitung und allgemeiner Überblick

Folgender systematischer Aufbau bietet sich für eine deduktive Theorie der plastischen Verformung von Kristallen in natürlicher Weise an:

- Theorie der Grundstruktur des unverformten Kristalls, d. h. Ableitung der Zahl und der Anordnung der Versetzungen aus den Vorgängen beim Kristallwachstum;
- Berechnung der Fließspannung bei gegebener Versetzungsanordnung;
- Ermittlung der Veränderungen, welche die Versetzungsanordnung infolge der Abgleitung  $a$  des Kristalls erleidet.

Wendet man b) auf einen *vorverformten* Kristall mit bekannter Versetzungsordnung an, so erhält man die Fließspannung  $\tau$  des betreffenden Kristalls, während sich bei der Anwendung auf die *Grundstruktur* die kritische Schubspannung  $\tau_0$  (= Fließspannung des unverformten Kristalls) ergibt. Um daraus die Fließspannung als Funktion der Abgleitung, also die sog. Verfestigungskurve  $\tau = \tau(a)$ , zu erhalten, muß man das Problem c) lösen und somit berechnen können, wie sich die Versetzungsanordnung mit der Abgleitung ändert. Dabei würde im Prinzip zunächst eine Kenntnis der infinitesimalen Änderung, also des Verfestigungsanstiegs (auch Verfestigungskoeffizient genannt)  $\vartheta = d\tau/da$  genügen, da man ja dar-

\* Frühere Arbeiten dieser Serie: A. SEEGER, Z. Naturforschg. 9 a, 758, 856, 870 [1954] (im folgenden als I, II bzw. III zitiert). Die Veröffentlichung der vorliegenden Arbeit wurde infolge anderweitiger Inanspruchnahme des Autors verzögert; ihre Grundgedanken wurden auf der 3. Dis-

kussionstagung über Metallplastizität, Stuttgart 1954, und auf der Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde, Klagenfurt 1955, vorgetragen.

\*\* A. SEEGER, J. DIEHL, S. MADER u. H. REBSTOCK, Phil. Mag., im Druck.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

aus durch Integration die Gleichung der Verfestigungskurve ableiten kann.

Das eben skizzierte Programm ist natürlich heute noch nicht vollständig durchgeführt. Am weitesten ist man bei den Metallen mit dichtest gepackten Gleitebenen ( $Zn, Cd, \dots, Al, Cu, Au \dots$ ) bei Punkt b) gekommen. Sofern gewisse geometrische Parameter, die mit der Versetzungsanordnung zusammenhängen, gegeben sind, kann man die Fließspannung als Funktion der Temperatur und der Abgleitungsgeschwindigkeit angeben. Wie in III an Hand der in I und II entwickelten Grundgedanken im einzelnen gezeigt worden war, ergibt sich bei den hexagonalen Metallen  $Mg, Zn$  und  $Cd$  sowie bei  $Bi$  gute Übereinstimmung mit der Theorie. Diese Theorie ist auch auf das flächenzentrierte Metall Aluminium anwendbar. Ihre hinsichtlich der auftretenden Aktivierungsenergie quantitative Verfeinerung<sup>1, 2</sup> ergab bei Aluminium vorzügliche Übereinstimmung<sup>3</sup> mit genauen Messungen aus neuerer Zeit<sup>4</sup>. Wie schon in II und III angedeutet, gibt es flächenzentrierte Metalle, nämlich diejenigen mit niedriger Stapelfehlerenergie, bei denen die Verhältnisse komplizierter als bei den bisher erwähnten Beispielen liegen. Sorgfältige Messungen an Kupfereinkristallen<sup>5</sup> haben ergeben, daß deren Fließspannung nicht, wie von NEURATH und KOEHLER<sup>6</sup> sowie BLEWITT<sup>7</sup> angegeben, temperaturunabhängig ist, sondern im Temperaturbereich zwischen  $180^\circ K$  und  $250^\circ K$  eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit aufweist. Dieses Verhalten konnte durch eine Erweiterung der für Metalle mit großer Stapelfehlerenergie ( $Mg, Zn, Cd, Al$ ) gültigen Fließspannungstheorie recht gut erklärt werden<sup>8</sup>. Auch die wenigen an Nickeleinkristallen vorliegenden Meßpunkte ordnen sich dieser Theorie unter. In II und III war Nickel versuchsweise eine hohe Stapelfehlerenergie zugeschrieben worden; neuere theoretische und experimentelle Ergebnisse<sup>1, 8, 9</sup> haben jedoch gezeigt, daß Ni ebenso wie  $Cu, Ag$  und  $Au$  eine niedrige Stapelfehlerenergie besitzt.

<sup>1</sup> A. SEEGER, Rep. Conf. Defects in Solids, The Physical Society, London 1955, p. 328.

<sup>2</sup> A. SEEGER, Rep. Conf. Defects in Solids, The Physical Society, London 1955, p. 391.

<sup>3</sup> A. SEEGER, Colloquium on Deformation and Flow of Solids, Madrid 1955. Springer-Verlag: Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956, S. 90.

<sup>4</sup> A. H. COTTRELL u. R. J. STOKES, Proc. Roy. Soc., Lond. A **233**, 17 [1955].

<sup>5</sup> M. A. ADAMS u. A. H. COTTRELL, Phil. Mag. **46**, 1187 [1955].

Hinsichtlich des Punktes a) liegen heute fast noch gar keine theoretischen Ergebnisse vor<sup>10</sup>. Man ist deshalb im wesentlichen darauf angewiesen, aus Verformungsversuchen auf die Grundstruktur zurückzuschließen. Die wichtigsten in dieser Weise gewonnenen Erkenntnisse sind in I und II aufgeführt worden.

Das Hauptproblem der Plastizitätstheorie ist c), also die Ermittlung der atomistischen Vorgänge, die die Verfestigung bewirken und damit die Verfestigungskurve bestimmen. (Sind diese Vorgänge bekannt, so dürfte es ohne prinzipielle Schwierigkeiten möglich sein, die mit der Verfestigung verbundenen Eigenschaftsänderung zu verstehen.) Zur Lösung dieses Problems wird man natürlich, wie dies bereits in III im Hinblick auf die Temperaturabhängigkeit der Verfestigung und die damit gekoppelte Abhängigkeit von der Abgleitungsgeschwindigkeit  $a$  begonnen wurde, von den gesicherten Kenntnissen über die Fließspannung [Problem b)] Gebrauch machen.

In der Ausdrucksweise der Fließspannungstheorie wurden die grundsätzlichen Ergebnisse der Theorie schon früher folgendermaßen zusammengefaßt<sup>11</sup>: Bei einer festen Abgleitung  $a$  setzt sich die Fließspannung

$$\tau(a) = \tau_G(a) + \tau_S(a) \quad (1)$$

aus zwei Anteilen additiv zusammen, nämlich aus  $\tau_G$ , das von den weitreichenden elastischen Spannungsfeldern der Versetzungen herrührt und bei gegebener Versetzungsanordnung nur indirekt über die elastischen Konstanten (z. B. den Schubmodul  $G$ ) von der Temperatur abhängt, und aus  $\tau_S$ , das von den sog. „Schneidprozessen“ herrührt, also vom Überkreuzen von Versetzungen in verschiedenen Gleitebenen und von Folgeprozessen dieses Vorgangs, wie z. B. der thermisch aktivierten Erzeugung von Leerstellen und Zwischengitteratomen durch sog. Sprünge („jogs“) in Schraubenversetzungen. Eine Temperaturabhängigkeit des Verfestigungsanstiegs

$$\vartheta(a) = \frac{d\tau(a)}{da} \quad (2)$$

<sup>6</sup> P. W. NEURATH u. J. S. KOEHLER, J. Appl. Phys. **22**, 621 [1951].

<sup>7</sup> T. H. BLEWITT, Phys. Rev. **91**, 1115 [1953].

<sup>8</sup> A. SEEGER, Phil. Mag. **46**, 1194 [1955].

<sup>9</sup> A. SEEGER, Les Electrons dans les Métaux, Bericht vom 10. Solvay-Kongreß für Physik, Brüssel 1954; Stoops-Brüssel 1955, p. 329.

<sup>10</sup> Siehe jedoch neuerdings F. C. FRANK, Colloquium on Deformation and Flow of Solids, Madrid 1955, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956, p. 73.

<sup>11</sup> A. SEEGER, Phil. Mag. **45**, 771 [1954].

kann sowohl durch  $\tau_G$  als auch durch  $\tau_S$  entstehen. Wie schon erwähnt, hängt bei gegebener Versetzungsanordnung  $\tau_G$  nur indirekt über die elastischen Konstanten von der Temperatur ab<sup>12</sup>. Diese geringe Abhängigkeit wollen wir hier vernachlässigen. Eine starke von  $\tau_G$  herührende Temperaturabhängigkeit der Verfestigungskurve kann dadurch entstehen, daß sich die Versetzungsanordnung während der Verformung in temperaturabhängiger Weise ändert. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn gleichzeitig mit den verfestigenden Vorgängen auch noch thermisch aktivierte Prozesse stattfinden, die ihre treibende Kraft dem *Abbau innerer Spannungen* (die ja durch  $\tau_G$  charakterisiert werden) entnehmen und deshalb zu einer *Entfestigung* führen. Die betreffenden Vorgänge laufen um so rascher ab, je höher die Temperatur ist: es handelt sich also um „erholungsartige Prozesse“. Da ihre entfestigende Wirkung während der Verformung auftritt, sprechen wir von „*dynamischer Erholung*“ im Gegensatz zur „*statischen Erholung*“ im entlasteten Zustand<sup>13</sup>. Die physikalischen Prozesse können bei beiden Erholungsarten dieselben sein; es gibt jedoch auch Beispiele, in denen die dynamische Erholung durch thermisch aktivierte Prozesse gesteuert wird, welche zwar in einem sich unter der äußeren Spannung verformen, nicht aber in einem entlasteten Kristall mit messbarer Geschwindigkeit stattfinden können (vgl. Ziff. 2 und 3: „Quergleitung“).

Die Temperaturabhängigkeit von  $\tau_S$  lässt sich am einfachsten an Hand der in III abgeleiteten, jeweils für ein bestimmtes Temperaturintervall gültigen Formel

$$\tau_S = \frac{U_0 - k T \ln(N F b v_0 / \dot{a})}{b d l'_0} \quad (3)$$

übersehen. In Gl. (3) bedeuten  $U_0$  die Aktivierungsenergie des betreffenden „Schneidprozesses“,  $k$  die BOLTZMANNsche Konstante,  $T$  die absolute Temperatur,  $N$  die Zahl der an thermisch überwindbaren Hindernissen aufgehaltenen Versetzungslinienstücke

<sup>12</sup> Die „triviale“ Temperaturabhängigkeit infolge der (in der Regel sehr geringen) Temperaturvariation der elastischen Konstanten muß natürlich bei einer sorgfältigen Analyse experimenteller Ergebnisse berücksichtigt werden. Entsprechendes gilt für die Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie  $U_0$ .

<sup>13</sup> Der hier eingeführte Begriff der dynamischen Erholung umfaßt auch die von KOCHENDÖRFER und DEHLINGER (U. DEHLINGER, A Symposium on the Plastic Deformation of Crystalline Solids, Mellon Institute, Pittsburgh 1950, S. 103) betrachtete dynamische Erholung, sollte aber mit dieser nicht identifiziert werden.

pro Volumeneinheit,  $F$  die als Folge der Aktivierung von einem Versetzungsstück überstrichene Fläche,  $b$  die Versetzungsstärke,  $v_0$  eine Frequenz von der Größenordnung der DEBYE-Frequenz,  $d$  der „Versetzungsduchmesser“ und  $l'_0$  schließlich der Abstand der mit Hilfe thermischer Aktivierung zu überwindenden Hindernisse. Beim Überkreuzen von Versetzungen in verschiedenen Gleitebenen (auf das sich die folgende Diskussion vor allem bezieht) bedeutet  $l'_0$  in der von COTTRELL<sup>14</sup> eingeführten Ausdrucksweise den in der Hauptgleitebene gemessenen Abstand der „Bäume“ im „Versetzungswald“, der von den sich in der Hauptgleitebene bewegenden Versetzungslinien durchschnitten werden muß.  $\theta_S = d\tau_S / da$  wird immer dann temperaturabhängig, wenn eine der Kenngrößen auf der rechten Seite von Gl. (3) von der *Abgleitung* abhängt (ferner natürlich auch, wenn sich  $l'_0$  infolge von *erholungsartigen* Prozessen ändert, was wir zunächst nicht betrachten wollen). Für eine solche Abhängigkeit kommt vor allem  $l'_0$  in Frage, das im allgemeinen entsprechend der wachsenden Verdichtung des Versetzungsnetzwerks mit zunehmender Abgleitung abnimmt<sup>15</sup>.

Die von  $\tau_G$  und  $\tau_S$  herrührenden Beiträge zur Temperaturabhängigkeit der Verfestigung

$$\tau_V = \tau - \tau_0 \quad (4)$$

lassen sich experimentell durch Temperatur- oder Geschwindigkeits-Wechselversuche trennen.

Die von  $\tau_S$  herrührende Änderung der Fließspannung bei einem derartigen Wechsel ist reversibel, da sich ja dabei die Versetzungsanordnung nicht ändert. Kommt man bei dem Temperaturwechsel in ein Temperatur- und Spannungsgebiet, in dem erholungsartige Prozesse ablaufen, so ändert sich die Versetzungsanordnung während der Verformung in anderer Weise als dies bei der ursprünglichen Temperatur der Fall gewesen wäre (zur Vereinfachung wird angenommen, daß bei dieser keine dynamische Erholung stattfindet). Kehrt man zur ursprünglichen Temperatur zurück, so stellt man fest, daß ein Abbau der Fließspannung, also ein irreversibler Vorgang, stattgefunden hat. Man nennt diesen Vorgang „Verformungs-Entfestigung“. Er wurde an Aluminium-

<sup>14</sup> A. H. COTTRELL, Conference on Mechanical Effects of Dislocations in Crystals, Birmingham 1954.

<sup>15</sup> Wie schon an anderer Stelle<sup>16</sup> ausgeführt wurde, hat der in III unternommene Versuch, auch die Variation von  $N F$  mit der Abgleitung zur Deutung von Experimenten heranzuziehen, sich nicht bewährt. Die betreffenden Erscheinungen sind durch die oben diskutierte Temperaturabhängigkeit von  $\tau_G$  zu erklären.

<sup>16</sup> J. DIEHL, S. MADER u. A. SEGER, Z. Metallkde. **46**, 650 [1955].

einkristallen sowohl nach Temperaturwechsel<sup>4, 17, 18</sup> als auch nach Geschwindigkeitswechsel<sup>19</sup> beobachtet.

Eine Lösung des Problems c) und damit eine Theorie der Verfestigung ist nur möglich in Verbindung mit einer Deutung des *Gleitmechanismus*, d. h. der sich während der Verformung im Kristallinnern in atomaren Dimensionen abspielenden *Vorgänge*. Einen direkten Zugang hierzu ermöglichen die in I – III noch nicht herangezogenen licht- und elektronenmikroskopischen Beobachtungen der Oberfläche verformter Kristalle. In jüngster Zeit konnte an Hand von Beispielen bei kubisch-flächenzentrierten Kristallen gezeigt werden<sup>3, 16, 20, 21</sup>, daß die Oberflächenerscheinungen für die hauptsächlichsten im Kristallinnern ablaufenden Vorgänge typisch sind – ein Ergebnis, das keineswegs selbstverständlich ist und das lange Zeit umstritten war.

Wir werden in dieser Arbeit, wo erforderlich und möglich, von den Oberflächenerscheinungen bei der Aufklärung der Vorgänge im Kristallinnern Gebrauch machen. Bei den *hexagonalen Metallen*, die wir in Ziff. 2 behandeln werden, liegen die Verhältnisse hinsichtlich des Gleitmechanismus so einfach, daß sie durch die Darlegungen in III fast vollständig erfaßt werden. Die in dieser Hinsicht viel komplizierteren Verhältnisse bei den *kubisch-flächenzentrierten Metallen* werden an anderer Stelle<sup>22</sup> theoretisch und experimentell behandelt. In Ziff. 3 der vorliegenden Arbeit konzentrieren wir uns auf *kubisch-flächenzentrierte Legierungen* und behandeln nur das Spezialproblem der latenten Verfestigung sekundärer Gleitsysteme auch bei reinen kubisch-flächenzentrierten Metallen etwas ausführlicher. Als maßgebendes Ordnungsprinzip wird sich bei allen diesen Fragen ebenso wie bei der Theorie der Fließspannung die vor allem in II herausgestellte Unterscheidung zwischen Metallen bzw. Legierungen hoher Stapelfehlerenergie (Aluminium und wahrscheinlich auch Blei) und niedriger Stapelfehlerenergie (typischer Vertreter: Kupfer) erweisen.

## 2. Hexagonale Metalle

Für die Diskussion der Verfestigung hexagonaler Metalle erscheint es zweckmäßig, diese in drei Gruppen zu unterteilen. Der ersten gehören Metalle an, bei denen

<sup>17</sup> R. J. STOKES u. A. H. COTTRELL, Acta Met. **2**, 341 [1954].

<sup>18</sup> M. HEINZELMANN, Diplomarbeit Stuttgart 1948/49 (siehe III, Abb. 12).

<sup>19</sup> W. STAUBWASSER, Dissertation Göttingen 1954.

<sup>20</sup> H. MÜLLER u. G. LEIBFRIED, Z. Phys. **142**, 87 [1955]; H. MÜLLER, Diplomarbeit Göttingen 1954.

die Basisebene die Hauptgleitebene ist und eine hohe Stapelfehlerenergie besitzt, der zweiten Metalle mit Basisebene als Hauptgleitebene, jedoch niedriger Stapelfehlerenergie; die dritte Gruppe umfaßt Metalle wie Titan, Tantal, Zirkon, bei denen Pyramiden- und Prismenebenen die Hauptgleitebenen sind und die Basisebene nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die letztgenannte Gruppe schließen wir aus dem Kreise unserer Betrachtungen aus, da der Zusammenhang mit den flächenzentriert-kubischen Metallen bis jetzt noch sehr locker ist. Ein Studium der zweiten Gruppe, deren wichtigster Vertreter die hexagonale Modifikation des Kobalts ist, wäre von großem Interesse besonders im Hinblick auf die wichtige Rolle, welche die Größe der Stapelfehlerenergie bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen spielt. Leider liegen jedoch an Kobalteinkristallen keine hierfür geeigneten Daten vor. Es verbleibt schließlich die erste Gruppe, mit der wir uns ausschließlich befassen werden und in der vor allem an Zink- und Cadmiumkristallen reichliches experimentelles Material vorliegt, das zum großen Teil bei SCHMID und BOAS<sup>23</sup> zusammengestellt ist. Gelegentlich werden wir des Vergleichs wegen in dieser Ziffer auch auf die kubisch-flächenzentrierten Metalle eingehen.

### a) Verfestigung und Kriechen

Die Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der kritischen Schubspannung und der Verfestigung von Zn und Cd ist bereits in III ausführlich besprochen worden. Sie läßt sich mit dem folgenden Bild für den Gleitmechanismus verstehen: Die Gleitung ist ganz überwiegend eine Translation in der Basisebene. Deshalb ändert sich  $l_0'$ , der Abstand zwischen den die Basisebene durchstoßenden Versetzungslinien, während der Abgleitung praktisch nicht, so daß  $\vartheta_S = d\tau_S / da$  temperaturunabhängig ist. Bei sehr tiefen Temperaturen, bei denen noch keine dynamische Erholung stattfindet, ist der von  $\tau_G$  herührende Beitrag zur Verfestigung temperaturunabhängig, so daß sich in diesem Bereich ein temperaturunabhängiger Verfestigungsanstieg  $\vartheta$  ergibt (vgl. III, Abb. 6). Bei höherer Temperatur tritt dynamische Erholung ein, was sich in einer Abnahme von  $\vartheta = d\tau / da$  mit wachsender Temperatur äußert. Die dynamische Erholung bewirkt, daß der Verfestigungskoeffizient sowohl bei Zink als auch bei Cadmium in der Umgebung der Raumtemperatur (und zwar bei Cd bei etwas tieferen Temperaturen als bei Zn) von den verhältnismäßig großen Tieftemperatur-

<sup>21</sup> J. DIEHL u. H. REBSTOCK, Z. Naturforsch. **11a**, 169 [1956].

<sup>22</sup> A. SEEGER, J. DIEHL, S. MADER u. H. REBSTOCK, Phil. Mag., im Druck.

<sup>23</sup> E. SCHMID u. W. BOAS, Kristallplastizität, Springer-Verlag, Berlin 1935.

werten  $\vartheta_0$  auf die sehr kleinen Hochtemperaturwerte absinkt. Da der Übergangsbereich mit dem Temperaturintervall zusammenfällt, in dem ausgiebige statische Erholung einsetzt, haben POLANYI und SCHMID<sup>24</sup> angenommen, daß sich einem athermischen verfestigenden Grundvorgang, der bei tiefen Temperaturen allein vorhanden ist, bei höheren Temperaturen die entfestigende Wirkung der Erholung überlagert. Dementsprechend wird der Anstieg der Verfestigungskurve bei hohen Temperaturen, bei denen sich die Kristalle „momentan“ erholen, praktisch gleich Null. Bei Raumtemperatur stehen dagegen Verfestigung und Erholung im „Wettbewerb“ miteinander, weshalb hier der Verlauf der Verfestigungskurve verhältnismäßig stark von der Verformungsgeschwindigkeit abhängt<sup>25, 26</sup>.

Wir schließen uns im vorliegenden Falle der Auffassung von POLANYI und SCHMID an, wonach bei der hier behandelten Gruppe von hexagonalen Metallen der während der Verformung ablaufende Erholungsprozeß wesensgleich mit der „gewöhnlichen“ (statischen) Erholung ist<sup>27</sup>. Bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen liegen die Verhältnisse ganz anders (Ziff. 3). Hier werden die dynamische und die statische Erholung durch verschiedene Prozesse hervorgerufen. Dementsprechend ist auch das empirische Bild anders als bei Zink oder Cadmium.

Wenn zwischen dynamischer und statischer Erholung kein wesentlicher Unterschied besteht, so müssen auch die Erholungsgeschwindigkeiten in beiden Fällen von derselben Größenordnung sein. Wir legen zum Vergleich die Messungen von LÜCKE, MASING und SCHRÖDER<sup>28</sup> an Zink zugrunde; qualitativ die gleichen Schlussfolgerungen lassen sich auch an Hand der Resultate von HAASE und SCHMID<sup>25</sup> (Zink) und ANDRADE und ROSCOE<sup>26</sup> (Cadmium) ziehen. Abb. 1 gibt die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Verfestigungsanstiegs  $\vartheta$  bei Raumtemperatur für Abgleitungen  $a \lesssim 1$  an. (Es handelt sich dabei um Kristalle, deren Stabachsen in der Mitte des Orientierungsdreiecks liegen und bei denen die Verfestigungskurve wenig von der Orientierung abhängt.) Die Meßwerte sind nach hohen Geschwindigkeiten hin so extrapoliert, daß sie asymptotisch mit den bei hinreichend tiefen Temperaturen erhaltenen ( $\vartheta = \vartheta_0$ )

übereinstimmen. Die offenen Kreise wurden mit Hilfe von Erholungsmessungen bei Raumtemperatur ( $20^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$ ) ermittelt, und zwar in folgender Weise: Die in Abb. 1 bezeichneten Kristalle wurden bis etwa  $a = 3/4$  gedehnt und dann bei Raumtemperatur verschieden lang angelassen. Als Verfestigungsanstieg wurde die auf die Abgleitung bezogene Schubspannungsdifferenz zwischen dem Beginn der Verformung und dem Ende der Erholung eingetragen, während als Abgleitungsgeschwindigkeit der Quotient aus Abgleitung und Gesamtdauer des Versuchs verwendet wurde. Wie man sieht, sind die so erhaltenen Werte, die im wesentlichen durch die statische Erholungsgeschwindigkeit bestimmt sind, im Einklang mit den durch die dynamische Erholung bestimmten direkten Messungen des Verfestigungsanstiegs.

Abb. 1 stellt eine starke Stütze für die Gleichheit der statischen und der dynamischen Erholung dar.

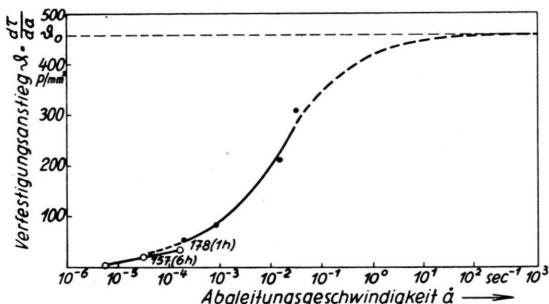


Abb. 1. Abhängigkeit des Verfestigungsanstiegs  $\vartheta$  von Zinkeinkristallen bei Raumtemperatur (mittlere Abgleitungen) von der Verformungstemperatur (volle Kreise — gestrichelter Kurventeil durch Extrapolation erhalten). Die mit offenen Kreisen, Kristallnummer und Erholungsdauer bezeichneten Meßpunkte gehören zu Erholungsversuchen (siehe Text).

Die kleinen Unterschiede zwischen den beiden Meßmethoden sind wohl auf die Unvollkommenheiten des verwendeten Verfahrens zurückzuführen; ein besseres Verfahren bestünde voraussichtlich darin, einen bei tiefer Temperatur vorverformten Kristall bei höherer Temperatur mit verschiedenen großen Geschwindigkeiten weiterzuverformen (Verformungs-Entfestigung) bzw. statisch zu erholen.

<sup>24</sup> M. POLANYI u. E. SCHMID, Naturwiss. 17, 301 [1929].  
<sup>25</sup> O. HAASE u. E. SCHMID, Z. Phys. 33, 413 [1925].

<sup>26</sup> E. N. DA C. ANDRADE u. R. ROSCOE, Proc. Phys. Soc., Lond. 49, 152 [1937].  
<sup>27</sup> Die Möglichkeit einer von der statischen Erholung verschiedenen „dynamischen“ Erholung war POLANYI und SCHMID noch unbekannt.  
<sup>28</sup> K. LÜCKE, G. MASING u. K. SCHRÖDER, Z. Metallkde. 46, 792 [1955]; K. SCHRÖDER, Dissertation Göttingen 1954.

Der einzige Prozeß, der nach heutiger Kenntnis für statische *und* dynamische Erholung bei hexagonalen Metallen im Temperaturgebiet um  $300^{\circ}\text{K}$  in Frage kommt, ist das von MOTT<sup>29</sup> als Erholungsprozeß 1951 vorgeschlagene *Klettern* von Stufenversetzungen. Es ist dazu erforderlich, daß eine hinreichend große Konzentration beweglicher Leerstellen (in Ausnahmefällen auch von Zwischengitteratomen) sowie eine ausreichende Zahl von Sprüngen in den Versetzungslinien vorhanden ist. Während der Verformung werden durch sog. Schneidprozesse dauernd neue Sprünge gebildet, so daß die Bildungsenergie der Sprünge unter den vorliegenden Bedingungen in die Aktivierungsenergie für das Klettern nicht eingeht<sup>30</sup>. Dies gilt jedoch nicht mehr, wenn die Sprünge im thermischen Gleichgewicht vorhanden sind, wie dies bei der statischen Erholung näherungsweise der Fall sein dürfte. Für das Klettern während eines Zugversuchs mit normaler Geschwindigkeit sind somit die *Aktivierungsenergien* der *Bildung* und der *Wanderung* von Leerstellen maßgebend. Die tatsächliche Aktivierungsenergie  $Q_K$  sollte jedoch etwas kleiner als die Summe dieser beiden Energien (welche gleich der Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion  $Q_D$  ist) sein. Dies röhrt einerseits davon her, daß bei der Kaltverformung immer eine gewisse Übersättigung an Leerstellen entsteht und ist andererseits dadurch bedingt, daß die oben genannten Aktivierungsenergien durch die Spannungsfelder der Versetzungen etwas geändert werden.

BOAS und SCHMID<sup>31</sup> haben durch Temperaturwechselversuche die Aktivierungsenergie des Fließen von Zink- und Cadmium-Einkristallen im Gebiet der Zimmertemperatur bestimmt. Nach unserer Auffassung handelt es sich dabei um die Aktivierungsenergie für das Klettern im eben besprochenen Sinne; die experimentellen Werte sind als  $Q_K$  zusammen mit den Aktivierungsenergien für Selbstdiffusion in Tab. 1 eingetragen.

Wie man sieht, ist unsere qualitative theoretische Diskussion mit den experimentellen Ergebnissen im Einklang. Ein quantitativer Vergleich würde eine genauere Kenntnis der Versetzungsanordnung wäh-

rend der Verformung erfordern, als sie heute vorliegt (vgl. Abschn. b).

	Zn	Cd
$Q_K$ cal/Mol	$16\,900 \pm 4,3\%$	$15\,240 \pm 5,2\%$
$Q_D$ cal/Mol	20 400	17 300

Tab. 1. Aktivierungsenergien  $Q_K$  für das Klettern von Versetzungen und  $Q_D$  für die Selbstdiffusion<sup>32</sup> senkrecht zur hexagonalen Achse.

Zieht man die Verhältnisse bei der dynamischen Erholung von kubisch-flächenzentrierten Kristallen zum Vergleich heran, so ergibt sich eine weitere Stütze für die Richtigkeit der hier dargelegten Auffassung der dynamischen Erholung bei Zn, Cd und Mg. Die Aktivierungsenergie für den bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen bei nicht allzu hohen Temperaturen geschwindigkeitsbestimmenden Prozeß, die sog. Quergleitung von Schraubenversetzungen, kann durch Anlegen einer genügend großen äußeren Spannung so weit erniedrigt werden, daß auch noch bei sehr tiefen Temperaturen, z. B. derjenigen der flüssigen Luft, dynamische Erholung beobachtet werden kann<sup>33</sup>. Dies wirkt sich so aus, daß in einem Zugversuch bei fester Temperatur eine Spannung erreicht wird, bei der die dynamische Erholung mit meßbarer Geschwindigkeit einsetzt und den Verfestigungsanstieg vermindert (Beginn des sog. Bereichs III der Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Metalle). Bei den Tieftemperaturverfestigungskurven von Zn, Cd und Mg (siehe<sup>23</sup> sowie dort angegebene Literatur) wird bei höheren Spannungen keine derartige temperaturabhängige Abnahme des Verfestigungsanstiegs beobachtet. Dies ist damit im Einklang, daß die Aktivierungsenergie  $Q_K$  für das Klettern viel weniger von der äußeren Spannung abhängt als die Aktivierungsenergie der Quergleitung und daß sie insbesondere einen Minimalwert, der etwa bei der Aktivierungsenergie der Leerstellenwanderung liegt, nicht unterschreiten kann.

<sup>29</sup> N. F. MOTT, Proc. Phys. Soc., Lond. B **64**, 729 [1951].  
<sup>30</sup> A. SEEGER, Rep. Conf. Defects in Solids, London 1955, p. 391.

<sup>31</sup> W. BOAS u. E. SCHMID, Z. Phys. **100**, 463 [1936].

<sup>32</sup> Entnommen aus J. E. DORN, Creep and Fracture of Metals at High Temperatures, p. 89. Her Majesty's Stationery Office, London 1956.

<sup>33</sup> Bei der Temperatur des flüssigen Heliums wurde bisher weder an Kupferkristallen<sup>34</sup> noch an Aluminiumkristal-

len (A. SOSIN u. J. S. KOEHLER, Phys. Rev. **101**, 972 [1956]) dynamische Erholung beobachtet. Dies darf jedoch daran liegen, daß die erforderlichen hohen äußeren Spannungen nicht aufgebracht werden können, ohne daß der Kristall bricht.

<sup>34</sup> T. H. BLEWITT, R. R. COLTMAN u. J. K. REDMAN, Rep. Conf. Defects in Solids, p. 369. The Physical Society, London 1955.

Zum Abschluß fügen wir noch einige Bemerkungen über die Rolle der dynamischen Erholung beim Kriechen an. Kriechprozesse sind immer an thermisch (oder durch quantentheoretische Nullpunktschwankungen<sup>35)</sup> aktivierte Prozesse gebunden. Bei reinen Metallen kommen hierfür, falls keine dynamische Erholung vorliegt, vor allem die zu  $\tau_s$  beitragenden Prozesse in Frage. Sie geben bekanntlich zum logarithmischen Kriechen oder auch zu davon etwas abweichendem hyperbolischem oder parabolischem Kriechen Anlaß (vgl. z. B. die Ausführungen in I). In Zink und Cadmium ist das logarithmische Kriechgesetz ( $t = \text{Zeit}$ )

$$a = \alpha \ln \nu t \quad (5)$$

gut erfüllt, wie die auf Grund der Angaben von BOAS und SCHMID<sup>31</sup> gezeichnete Abb. 2 an einem

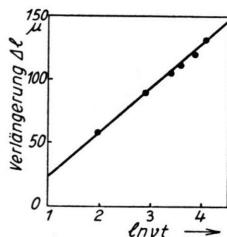


Abb. 2. Logarithmisches Kriechen eines Zinkkristalls bei 80°K.  
(BOAS und SCHMID<sup>31</sup>: Zn II, 2; Last 221 p).  
 $\nu$  ist eine willkürliche Konstante.

Beispiel zeigt. Durch Umrechnung auf den Abgleitungsmaßstab findet man  $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-3}$ ; durch Anwenden der Gl. (27 b) von Teil I mit

$$\vartheta_0 = 400 \text{ p/mm}^2 *$$

und  $d = b$  ergibt sich für den mittleren Abstand der die Gleitebene durchstoßenden Versetzungslinien  $l'_0 = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ , was eine plausible Größenordnung ist.

Bei höheren Temperaturen tritt bei Zink und Cadmium ein anderes Fließgesetz auf, z. B. das von COTTRELL und AYTEKIN<sup>36</sup> an Zinkkristallen von Raumtemperatur an aufwärts experimentell bestätigte sogenannte ANDRADESche Fließgesetz

$$a = a_0 + \beta t^{1/3} + \gamma t. \quad (6)$$

Ist die Fließgeschwindigkeit so langsam geworden, daß sich Erholungs- und Verfestigungsgeschwindigkeit gerade die Waage halten, so beobachtet man das stationäre  $\gamma$ -Fließen<sup>36, 37</sup>. Das  $\beta$ -Kriechen (sowie die damit verwandten Kriechgesetze mit etwas

<sup>35</sup> Siehe J. W. GLEN, Phil. Mag. **101**, 400 [1956].

\* Als Mittelwert den Tieftemperaturversuchen von W. FAHRENHORST und E. SCHMID, Z. Phys. **64**, 845 [1930] und LÜCKE, MASING u. SCHRÖDER<sup>28</sup> entnommen.

anderen Exponenten) sind unserer Meinung nach charakteristisch für das Auftreten einer dynamischen Erholung, die den Verfestigungsanstieg infolge zunehmender Verformung nicht ganz kompensieren kann. Besonders deutlich scheint uns dieser Sachverhalt aus den Kriechversuchen von WYATT<sup>38</sup> an vielkristallinem Aluminium und Kupfer hervorzugehen. Er findet, daß für das  $\beta$ -Kriechen, im Gegensatz zu dem bei der Temperatur der flüssigen Luft vorherrschenden  $\alpha$ -Kriechen (logarithmische Kriechgesetze), keine Zustandsgleichung gilt. Dies ist im Einklang mit dem Auftreten erholungsartiger Prozesse. Ferner ist im Einklang mit den schon oben erwähnten Eigenschaften der dynamischen Erholung durch Quergleitung, daß bei gleicher Spannung das  $\beta$ -Kriechen in Kupfer bei höheren Temperaturen als bei Aluminium einsetzt und daß die Temperatur beginnenden  $\beta$ -Fließens bei beiden Metallen mit wachsender angelegter Spannung absinkt<sup>38</sup>.

### b) Gleitmechanismus und Bruch

Die Gleitlinien, die nach plastischer Verformung von Zink und Cadmium bei Raumtemperatur auftreten, sind sehr lang und verlaufen jeweils in einer einzigen Ebene (im Gegensatz zu den „welligen“ Gleitlinien, die bei kubischen Metallen auftreten können). Dies läßt sich zusammen mit dem (verglichen mit dem mittleren Verfestigungsanstieg kubisch-flächenzentrierter Metalle) geringen Verfestigungskoeffizienten der hexagonalen Metalle durch einen langen Versetzungslaufweg erklären. Dieser kommt wohl dadurch zustande, daß in hexagonalen Metallen die Versetzungen in der Basisebene nicht durch LOMER-COTTRELL-Barrieren aufgehalten werden können<sup>39</sup>. Vermutlich wird bei den hexagonalen Metallen der Versetzungslaufweg durch zufällige, während des Kristallwachstums entstandene Verdichtungen der Grundstruktur, Feinkorngrenzen etc. begrenzt.

Näheren Aufschluß hierüber könnten Beobachtungen über die Variation der Gleitliniellänge mit der Abgleitung geben<sup>34, 21, 22</sup>. Die bei tiefen Temperaturen in guter Näherung lineare Verfestigungskurve von Zink und Cadmium kann entweder durch einen konstanten Versetzungslaufweg und eine mit zunehmender Spannung linear anwachsende Zahl der je-

<sup>36</sup> A. H. COTTRELL u. V. AYTEKIN, J. Inst. Met. **77**, 389 [1950].

<sup>37</sup> E. OROWAN, J. West Scotland Iron Steel Inst. **54**, 45 [1947].

<sup>38</sup> O. H. WYATT, Proc. Phys. Soc., Lond. B **66**, 459 [1953].

<sup>39</sup> N. F. MOTT, Phil. Mag. **44**, 1151 [1951].

weils an *einem* Hindernis aufgehaltenen Versetzungen<sup>40</sup>, oder aber durch eine mehr statistische Versetzungsverteilung mit umgekehrt proportional zur Abgleitung abnehmendem Laufweg<sup>3</sup> erklärt werden (selbstverständlich auch durch einen Kompromiß zwischen diesen beiden Grenzfällen). Während für den linearen Verfestigungsverlauf im Bereich II der Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Metalle die zweitgenannte Möglichkeit als zutreffend erwiesen werden konnte<sup>22</sup>, neigen wir zu der Ansicht, daß die Linearität der Verfestigungskurve der hexagonalen Metalle (und wohl auch des Bereiches I der Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Metalle) auf die zuerst geschilderte Weise zustande kommt. Es ist vor allem nicht recht einzusehen, welche während der Verformung gebildeten Hindernisse die Versetzungslaufwege in der richtigen Weise reduzieren sollen. Die angeschnittene Frage bedarf jedoch noch der experimentellen Klärung.

Von STRAUMANIS<sup>41</sup> (Zn) und ANDRADE und RОССЕ<sup>26</sup> (Cd) wurde gefunden, daß bei hexagonalen Metallen Gleitlinien bzw. Gleitbänder sehr verschiedenartiger Stärke und Ausbildung auftreten<sup>42</sup>. Die Autoren bemerken, daß die kleinsten abgeglittenen Bereiche wohl nicht mehr aufgelöst werden konnten. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß bei den hexagonalen Metallen typischerweise die von Aluminium her gut bekannten, im Lichtmikroskop sichtbaren breiten Gleitbänder nicht auftreten, sondern die Gleitung in einer weniger gebündelten Form vorliegt. Diese Vermutung wurde mit dem Elektronenmikroskop von BROWN<sup>43</sup> (Cd) und WILSDORF<sup>44</sup> (Zn) bestätigt. Diese Untersuchungen zeigen, daß bei den genannten Metallen einzelne Gleitlinien sehr variabler Stärke vorhanden sind, die jedoch unregelmäßige Abstände haben und nicht wie in den Gleitbändern der kubisch-flächenzentrierten Metalle zu Bündeln zusammengefaßt sind.

<sup>40</sup> N. F. MOTT, Phil. Mag. **45**, 742 [1952].

<sup>41</sup> M. STRAUMANIS, Z. Kristallogr. **83**, 29 [1932].

<sup>42</sup> Wegen eines Überblicks über die „klassische“ Literatur der Gleitbandbeobachtung siehe D. KUHLMANN, Z. Metallkde. **41**, 129 [1950].

<sup>43</sup> A. F. BROWN, Adv. Physics **1**, 427 [1952].

<sup>44</sup> H. WILSDORF, Z. Metallkde. **45**, 14 [1954]. — D. KUHLMANN-WILSDORF, Conference on Mechanical Effects of Dislocations in Crystals, Birmingham 1954.

<sup>45</sup> P. H. MORTON, R. TREON u. W. M. BALDWIN, jr., J. Mech. Phys. Solids, **2**, 177 [1954].

<sup>46</sup> Dies stellt ein weiteres Argument dafür dar, daß bei den hexagonalen Metallen die spannungswirksame Zahl der Versetzungen in einer Aufstauung mit der Spannung (z. B. linear) anwachsen kann.

Dem Fehlen der Gleitbänder bei hexagonalen Metallen wird durch die von uns vertretene Theorie der Gleitbandbildung<sup>22</sup> Rechenschaft getragen: Bei hexagonalen Metallen findet keine Quergleitung und deshalb auch keine Gleitbandbildung statt. Die durch Klettern geschaffenen, parallel zu einer schon ausgebildeten Gleitzone verlaufenden Versetzungsstücke sind wohl zu kurz, um als FRANK-READ-Quelle für die Bildung einer zur ursprünglichen Linie benachbarten Gleitlinie wirken und damit zur Gleitbandbildung Anlaß geben zu können<sup>16</sup>.

Abschließend sei ohne jeden Anspruch auf Vollständigkeit kurz ein möglicher Zusammenhang zwischen dem spröden Bruch von Zinkkristallen und den seitherigen Überlegungen besprochen. Der Übergang zwischen sprödem und duktilem Verhalten findet in demselben Temperaturbereich statt, in dem auch die dynamische Erholung einsetzt, und zwar in Kristallbereichen, in denen Gitterkrümmungen auftreten<sup>45</sup>. Die energetisch günstigste Art, solche Gitterkrümmungen aufzunehmen, wäre eine Anordnung von Stufenversetzungen in Feinkorngrenzen in ähnlicher Weise wie bei der Polygonisierung. Bei tiefen Temperaturen sind die Stufenversetzungen jedoch an ihre Gleitebene gebunden. Aufstauungen von Stufenversetzungen in einer Gleitebene rufen ebenfalls Gitterkrümmungen hervor, außerdem aber auch noch weitreichende Spannungsfelder. Diese können nicht wie bei den kubischen Metallen durch Gleitung in sekundären Systemen teilweise abgebaut werden<sup>46</sup>. Die Verminderung dieser Spannungen unter Erhaltung der Gitterkrümmung kann bei den hexagonalen Metallen nur durch Klettern und Polygonisierung erfolgen. Dies ist bei tiefen Temperaturen nicht möglich; wir vermuten, daß darin der Anlaß für den Übergang spröd-duktile bei Zinkkristallen zu sehen ist<sup>47</sup>. Die von GREENWOOD und QUARRELL<sup>48</sup> an vielkristallinem Zink beobachtete

<sup>47</sup> Das Aufreißen selbst bedarf zweifellos noch einer genaueren Untersuchung. Da es bei Spannungen unterhalb der theoretischen Reißfestigkeit erfolgt und nicht der von A. N. STROH (Proc. Roy. Soc. (Lond.) A **223**, 404 [1954]) berechneten Ebene maximaler Normalspannung, sondern der Basisebene folgt, ist anzunehmen, daß die nichtlinearen Verzerrungen im Versetzungskern (siehe etwa H. STEHLE u. H. SEEGER, Z. Phys. **146**, 217 [1956], oder W. T. READ, Dislocations in Crystals, McGraw Hill, New York 1953) wesentlich zur Herabsetzung der Reißfestigkeit beitragen.

<sup>48</sup> G. W. GREENWOOD u. A. G. QUARRELL, J. Inst. Met. **82**, 551 [1954].

Aktivierungsenergie von  $(21\,000 \pm 5000)$  cal/Mol für den genannten Übergang ist mit dieser Erklärung im Einklang.

### 3. Kubisch-flächenzentrierte Metalle und Legierungen

#### a) Die Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Metalle

Der Gleit- und Verfestigungsmechanismus kubisch-flächenzentrierter Metalle wird experimentell und theoretisch an anderer Stelle<sup>22</sup>, auf die ausdrücklich verwiesen sei, behandelt. Wir begnügen uns hier mit einigen allgemeinen Bemerkungen.

Die Verfestigungskurve der kubisch-flächenzentrierten Metalle ist sowohl hinsichtlich der Abhängigkeit von der Kristallorientierung und der Temperatur als auch in ihrem Gesamtverlauf wesentlich komplizierter als diejenige der in Ziff. 2 besprochenen hexagonalen Metalle. Dementsprechend sind auch die für den Verlauf der Verfestigungskurve maßgebenden Prozesse mannigfaltiger. Dieser für die theoretische Deutung der Vorgänge wichtige Unterschied wurde erst verhältnismäßig später erkannt. Auf Grund der Versuche von BOAS und SCHMID<sup>49</sup> an technisch reinem Aluminium (99,6%) war lange Zeit die typische Verfestigungskurve der kubisch-flächenzentrierten Metalle als Parabel angesehen worden, deren Parameter  $\tau^2/a$  in einfacher Weise von der Temperatur abhängt<sup>50</sup>. Erst 1954 wurde auf Grund eines Vergleichs der damals vorliegenden Verfestigungskurven an Kupfer-, Silber-, Gold- und Nickelkristallen erkannt, daß die typische Verfestigungskurve dieser Metalle aus drei wesentlich verschiedenen Bereichen I, II und III aufgebaut ist und gleichzeitig vorgeschlagen, daß der Bereich III durch dynamische Erholung zustande kommt<sup>51</sup>. Aluminium nimmt im Vergleich mit den letztgenannten kubisch-flächenzentrierten Kristallen in doppelter Hinsicht eine Sonderstellung ein: Erstens neigen schon verhältnismäßig geringe Konzentrationen von Verunreinigungen in Aluminium dazu, in ausgeschiedener Form vorzuliegen und den Charakter der Verfestigungskurve gegenüber demjenigen des „reinen“ Metalls vollkommen zu ändern, wie das zitierte Beispiel des technisch reinen Aluminiums zeigt. Zweitens bildet bei Zimmertemperatur (und darüber) auch „reines“ Aluminium eine Aus-

nahme, da der Bereich II der Verfestigungskurve in einen Wendepunkt entartet ist\*. Diese Erscheinung, die mit charakteristischen Unterschieden in den Oberflächenerscheinungen bei der plastischen Verformung Hand in Hand geht<sup>16</sup>, konnte theoretisch zwangsläufig durch den Unterschied zwischen der Stapelfehlerenergie des Aluminiums und derjenigen der oben erwähnten kubisch-flächenzentrierten Metalle Kupfer, Silber, Gold und Nickel erklärt werden<sup>52</sup>. Da diese Erklärung, die auch Rechenschaft über die Unterschiede zwischen Zink und Cadmium einerseits und den kubisch-flächenzentrierten Metallen andererseits ablegt, inzwischen an anderer Stelle<sup>3, 22</sup> ausführlich mitgeteilt wurde, beschränken wir uns hier auf das Notwendigste.

Bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen haben die Gleitbandbildung und die dynamische Erholung einen gemeinsamen Grundprozeß, nämlich die Quer-gleitung von Schraubenversetzungen<sup>53</sup>. Wegen der Bevorzugung der Basisebene als Gleitebene tritt bei Zink und Cadmium die Quer-gleitung nicht in nennenswertem Maße auf; dies erklärt die Beobachtung (Ziff. 2 b), daß sich bei diesen Metallen keine Gleitbänder bilden. Auch bei der *dynamischen Erholung* tritt dieser Unterschied zwischen den beiden dichtest gepackten Metallstrukturen zu Tage, und zwar in der schon in Ziff. 2 a besprochenen Spannungs- (und Temperatur-) Abhängigkeit des Beginns der dynamischen Erholung.

Quer-gleitung bei kubisch-flächenzentrierten Metallen ist nur möglich, wenn hinreichend große Spannungen wirken. Aus diesem Grunde trägt sie zur statischen Erholung dieser Metalle nichts oder nur wenig bei. Die Verschiedenheit der Mechanismen der statischen und dynamischen Erholung erkennt man sehr deutlich daran, daß die kubisch-flächenzentrierten Metalle bei der Temperatur der flüssigen Luft oder bei Raumtemperatur dynamische Erholung zeigen, während statische Erholung, wenn überhaupt, erst bei höheren Temperaturen auftritt. Bei Metallen wie Aluminium, das von etwa  $100^\circ\text{C}$  an statische Erholung mechanischer Eigenschaften zeigt, ist der Mechanismus der statischen Erholung wohl ebenfalls

\* Dabei ist von Kristallen abgesehen, deren Stabachse in der <111>-Richtung liegt. Vgl. W. STAUBWASSER, Dissertation, Göttingen 1954, sowie U. KOCKS, 3. Diskussionstagung über Metallplastizität, Stuttgart 1954.

<sup>52</sup> A. SEEGER, 3. Diskussionstagung über Metallplastizität, Stuttgart 1954, Hauptversammlung der Deutschen Gesellschaft für Metallkunde, Klagenfurt 1955. Siehe auch A. SEEGER, Rep. Conf. Defects in Solids, The Physical Society, London 1955, S. 328.

<sup>53</sup> Bei der Quer-gleitung geht beispielsweise eine Schraubenversetzung mit BURGERS-Vektor  $1/2 \langle 110 \rangle$  von der Gleitebene (111) auf die Gleitebene (111) über.

<sup>49</sup> W. BOAS u. E. SCHMID, Z. Phys. 71, 703 [1931].

<sup>50</sup> A. KOCHENDÖRFER, Plastische Eigenschaften von Metallen und Legierungen, Springer-Verlag, Berlin 1941, S. 29.

<sup>51</sup> J. DIEHL, Arbeitstagung des Max-Planck-Instituts für Metallforschung, Stuttgart, 1954: 3. Diskussionstagung über Metallplastizität, Stuttgart 1954. — Das Kriterium für Bereich II ist, daß  $\vartheta/G$  praktisch spannungs- und temperaturunabhängig ist, vom Reinheitsgrad und der Kristallorientierung verhältnismäßig wenig abhängt und für alle kubisch-flächenzentrierten Metalle etwa denselben Wert  $\sim 4 \cdot 10^{-3}$  besitzt. (Bereich I = „easy glide region“).

wie bei den hexagonalen Metallen das Klettern der Stufenversetzungen. Bei Metallen mit niedriger Stufenfehlerenergie wie Kupfer liegen die Verhältnisse wegen der Unmöglichkeit thermischer Sprungbildung komplizierter<sup>50</sup>; hier ist wohl gar keine von der Rekristallisation klar getrennte statische Erholung der mechanischen Eigenschaften vorhanden.

### b) Die Verfestigungskurve kubisch-flächenzentrierter Legierungen

Die Behandlung der plastischen Eigenschaften kann ebenfalls dem in Ziff. 1 dargelegten systematischen Weg folgen. Wir wollen uns hier nur mit den homogenen (eventuell übersättigten) primären Legierungen befassen, die den reinen Metallen am ähnlichsten sind, und uns dabei auf die Diskussion des allgemeinen Verlaufs der Verfestigungskurve beschränken. Die mit der kritischen Schubspannung und mit der Grundstruktur zusammenhängenden Fragen werden an anderer Stelle behandelt<sup>54</sup>. Es sei hier nur erwähnt, daß sich die Fremdatome außer in der Fließspannungserhöhung durch Nahordnung<sup>55</sup>, durch Wolkenbildung<sup>56, 57</sup> und durch Spannungsfelder<sup>58</sup> auch noch „indirekt“ auf die kritische Schubspannung auswirken. Die Ausbildung des Versetzungsnetzwerkes der Grundstruktur hängt nämlich in starkem Maße vom Fremdatom-Gehalt ab: je größer dieser ist, desto dichter wird das Versetzungsnetzwerk und desto größer werden die Anteile von  $\tau_s$  und  $\tau_g$  an der kritischen Schubspannung.

Diese indirekte Wirkung von Fremdatomen auf die kritische Schubspannung dürfte besonders stark bei homogenen Substitutionsmischkristallen sehr geringer Konzentration sein. Auf andere Weise ließe sich die in solchen Fällen außerordentlich starke Konzentrationsabhängigkeit der kritischen Schubspannungen von Einkristallen, wie sie z. B. Rosi<sup>59</sup> gefunden hat, wohl kaum verstehen (Abb. 3). Die für die Erforschung der „reinen“ Metalle wichtige empirische Tatsache, daß ein geringer Verunreinigungsgehalt (man denke z. B. an 99,98% Kupfer) zwar die kritische Schubspannung gegenüber reinen Materialien etwas heraufsetzt, jedoch sonst keine „Legierungseffekte“ hervorruft, wird ebenfalls auf diese Weise erklärt.

<sup>54</sup> A. SEEGER, Conference on Dislocations and Mechanical Properties, Lake Placid, N. Y., 1956.

<sup>55</sup> J. C. FISHER, Acta Met. **2**, 9 [1954].

<sup>56</sup> A. H. COTTRELL, Dislocations and Flow of Solids, Clarendon Press, Oxford 1953.

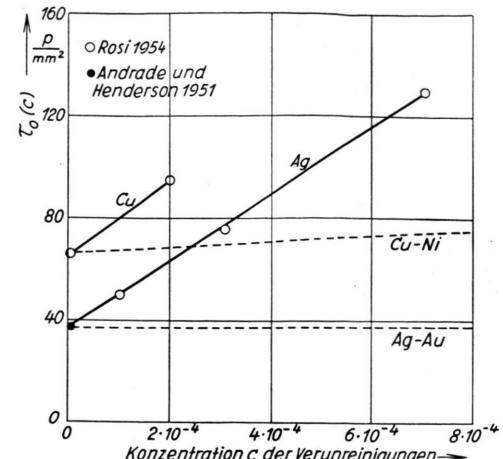


Abb. 3. Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Ag- und Cu-Kristallen von der Konzentration  $c$  der Verunreinigungen. Ausgezogene Kurve nach Messungen von Rosi<sup>59</sup>; gestrichelte Kurven extrapoliert nach den Messungen an Cu-Ni<sup>60</sup> und Ag-Au<sup>61</sup> im Bereich  $c \approx 0,5$  gemäß dem Gesetz  $\tau_0(c) = \tau_0(0) + A c (1 - c)$ .

Die Verfestigungskurven der meisten primären Legierungen zeigen qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie diejenigen der reinen Metalle. In quantitativer Hinsicht treten jedoch Unterschiede auf, die, wie Abb. 4 zeigt, mit wachsendem Gehalt des zulegier-

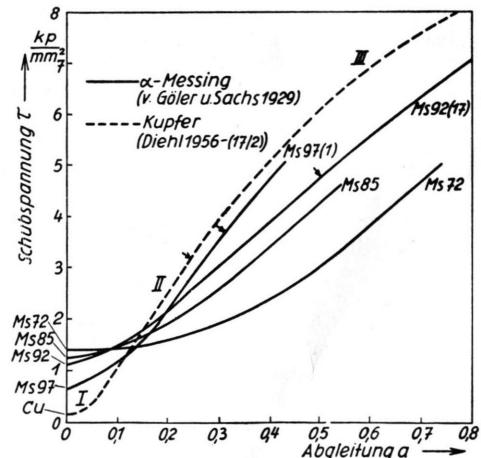


Abb. 4. Verfestigungskurven von Kupfer- und  $\alpha$ -Messing-Einkristallen bei Raumtemperatur nach K.-F. v. GÖLER u. G. SACHS, Z. Phys. **55**, 581 [1929] und J. DIEHL, Z. Metallkd. **47**, 331 [1956].

<sup>57</sup> H. SUZUKI, Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univers. Ser. A **4**, 455 [1952].

<sup>58</sup> N. F. MOTT, Imperfections in Nearly Perfect Crystals, Wiley, New York 1952, S. 173.

<sup>59</sup> F. D. ROSI, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Engrs **200**, 1009 [1954].

ten Elements immer ausgeprägter werden: Außer der schon erwähnten Erhöhung der kritischen Schubspannung  $\tau_0$  beobachtet man eine Verlängerung des Bereichs I und eine Verminderung des Verfestigungsanstiegs  $\vartheta = d\tau/d\epsilon$  in diesem Bereich der Verfestigungskurve. Der auf den Schubmodul  $G$  bezogene Anstieg  $\vartheta/G$  der Verfestigungskurve im Bereich II ist von der gleichen Größenordnung wie bei den reinen Metallen. Bei manchen Legierungen, wie Cu – Ni<sup>60</sup> und Ag – Au<sup>61</sup>, setzt bei Raumtemperatur nach Erreichen hinreichend hoher Spannungen wie bei reinen Metallen der Bereich III mit kleiner werdendem Verfestigungsanstieg ein. Bei anderen Legierungen, wie z. B. zinkreichen  $\alpha$ -Messing-Legierungen, wird dieses Stadium nicht erreicht, da vorher Einschnürung der Kristalle und Bruch eintritt. Bei vielen Legierungen erscheint der Beginn des Bereichs III gegenüber den reinen Metallen zu höheren Spannungen verschoben. Auf die damit zusammenhängenden Fragen (Gleitbandbildung etc.) werden wir in Abschnitt c) eingehen. Bei Legierungen tritt ferner in stärkerem Maße als bei reinen Metallen das sog. „Überschießen“ auf, d. h. die Stabachse überschreitet im Zugversuch beträchtlich die Symmetrale, bevor Doppelgleitung bzw. Gleitung im konjugierten Gleitsystem einsetzt. Dies hängt bekanntlich mit der latenten Verfestigung des konjugierten Gleitsystems zusammen und wird in Abschnitt d) besprochen werden.

Wir wenden uns zunächst der Frage nach der Natur des „easy glide“-Bereiches bei Legierungen, insbesondere bei  $\alpha$ -Messing, und nach dem Kriterium für den Übergang zu Bereich II zu. CAHN, PIERCY und COTTRELL<sup>62</sup> haben gezeigt, daß sich im Bereich I der Verfestigungskurve von 70/30-Messing LÜDERS-Bänder ausbreiten, und daß der Anstieg der Verfestigungskurve dann beginnt, wenn der ganze Kristall von der Gleitung erfaßt ist. Wir glauben jedoch, daß es sich dabei um eine Nebenerscheinung handelt, die deswegen auftritt, weil bei höheren Zink-Gehalten die Verfestigungskurve bei kleinen Abgleitungen etwa horizontal verläuft (vgl. Abb. 3). Wir sind der Ansicht, daß im Bereich I ebenso wie bei reinen Metallen der Laufweg der Versetzungen mit dem Kristalldurchmesser vergleichbar ist, so daß sehr wenig Versetzungen im Kristallinnern stecken

bleiben. Am Ende von Bereich I bilden sich wie bei den Metallen durch Versetzungsreaktionen, an denen Versetzungen der Nebengleitsysteme beteiligt sind, LOMER-COTTRELL-Versetzungen in der primären Gleitebene, an denen sich die Versetzungen des primären Gleitsystems aufstauen. Ihre Spannungsfelder rufen dann den Verfestigungsanstieg in Bereich II hervor.

Diese Auffassung wird durch Messungen von BURGHOFF<sup>63</sup> an einem kritisch orientierten 71/29-Messing-Einkristall gestützt. Die Kristallachse lag etwa in  $\langle 112 \rangle$ -Richtung, also auf der Symmetralen. Abgesehen vom ersten Prozent der Verformung glitten offensichtlich längs des ganzen Kristalls das primäre und das konjugierte Gleitsystem gleichzeitig (diese beiden Gleitsysteme können LOMER-COTTRELL-Versetzungen miteinander bilden). Den Angaben des Autors kann man entnehmen, daß die Verfestigung des Kristalls wesentlich stärker war als bei anderen Messingkristallen derselben Zusammensetzung und etwa derjenigen von Kupferkristallen oder Messingkristallen mit geringerem Zinkgehalt entsprach. Der Bruch erfolgte bei kleinerer Dehnung als bei Messingkristallen üblich. Die gleichzeitige Betätigung der beiden zueinander konjugierten Gleitsysteme von einem frühen Stadium der Verformung an trug also dazu bei, den typischen  $\alpha$ -Messingcharakter der Verfestigungskurve (ausgedehnter Bereich I, deshalb geringe Verfestigung) zu reduzieren.

### c) Gleitmechanismus und Gleitbandbildung bei Legierungen

Wir haben oben dargelegt, daß der steil verlaufende Bereich der Verfestigungskurve von  $\alpha$ -Messing dem Bereich II von Kupfer entspricht. Dies wird auch dadurch gestützt, daß  $\vartheta/G$  in diesem Bereich nicht oder nur wenig von der Gleitgeschwindigkeit und der Verformungstemperatur abhängt<sup>62</sup>. Bei zinkreichem  $\alpha$ -Messing wird bei Raumtemperatur der Teil III der Verfestigungskurve überhaupt nicht erreicht. Der elektronenmikroskopische Befund, daß bei vielkristallinem 70/30-Messing bei Raumtemperatur keine Gleitbänder, sondern nur einzelne Gleitstufen variabler Tiefe auftreten<sup>64, 65</sup>, entspricht also vollkommen den Gegebenheiten bei reinen Metallen<sup>16, 22</sup>.

Ein Grund für die erschwerte Gleitbandbildung und für das Nichtauftreten der dynamischen Erholung ist in der niedrigen Stapelfehlerenergie und der damit verbundenen Erhöhung der Aktivierungs-

<sup>60</sup> E. OSSWALD, Z. Phys. **83**, 55 [1933]; Dissertation Stuttgart 1932.

<sup>61</sup> G. SACHS u. J. WEERTS, Z. Phys. **62**, 473 [1930].

<sup>62</sup> G. R. PIERCY, R. W. CAHN u. A. H. COTTRELL, Acta Met. **3**, [1955].

<sup>63</sup> H. L. BURGHOFF, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Engrs. **137**, 214 [1940].

<sup>64</sup> D. KUHLMANN-WILSDORF u. H. WILSDORF, Acta Met. **1**, 293 [1953].

<sup>65</sup> H. WILSDORF u. J. T. FOURIE, Acta Met. **4**, 271 [1956].

energie für die thermisch aktivierte Quergleitung zu suchen, die ja den Grundprozeß der dynamischen Erholung im flächenzentriert-kubischen Gitter bildet. Von den experimentellen Hinweisen auf eine Erniedrigung der Stapelfehlerenergie beim Zulegieren von Zink zu Kupfer seien nur einige erwähnt: 1. Die große Häufigkeit, mit der sich Rekristallisationszwillinge in  $\alpha$ -Messing bilden; 2. das Auftreten röntgenographisch nachweisbarer Stapelfehler bei der Verformung zinkreichen  $\alpha$ -Messings<sup>66, 67</sup>; 3. das Auftreten einer hexagonal dichtest gepackten Phase bei Valenzelektronenkonzentrationen von etwa 3/2<sup>68</sup>.

Die Erniedrigung der Stapelfehlerenergie kann nicht die einzige Ursache für die Erschwerung der Gleitbandbildung von kubisch-flächenzentrierten Legierungen gegenüber dem reinen Metall sein\*. THOMAS und NUTTING<sup>69</sup> haben elektronenmikroskopisch gezeigt, daß in homogenen festen Lösungen von Magnesium in Aluminium bei plastischer Verformung bei Raumtemperatur bei mäßig hohen Spannungen *nicht* die von reinem Aluminium her bekannten Gleitbänder, sondern nur einzelne Gleitlinien auftreten. Es scheint undenkbar, daß durch Zulegierung weniger Atomprozent Magnesium die Stapelfehlerenergie des Aluminiums auf den etwa 5-mal kleineren Wert von Kupfer, das ein ähnliches Verhalten zeigt, erniedrigt wurde. Den Schlüssel für die Deutung dieser Erscheinung haben THOMAS und NUTTING dadurch gegeben, daß sie bei Aluminium-Silber-Legierungen ähnliche Gleitbandbildung wie bei reinem Aluminium nachwiesen und darauf aufmerksam machten, daß die verschiedenartige Wirkung von Mg- und Ag-Zusätzen wohl mit der Verschiedenheit der Atomradien zusammenhängt. Da Silber und Aluminium praktisch dieselbe Gitterkonstante haben, rufen Ag-Atome in Aluminium keine Spannungen hervor. Dagegen ist der Einbau der wesentlich größeren Mg-Atome in das Aluminiumgitter vom Auftreten innerer Spannungen begleitet. Den Mechanismus, durch den diese inneren Spannungen die dynamische Erholung und die Gleit-

bandbildung unterdrücken, stellen wir uns folgendermaßen vor:

Die beiden eben genannten Prozesse werden, wie schon mehrfach erwähnt, durch thermisch aktivierte Quergleitung gesteuert. Diese wird von Schraubenversetzungen ausgeführt, die gegen in  $\langle 110 \rangle$ -Richtung verlaufende LOMER-COTTRELL-Versetzungslinien angepreßt werden. Die quergleitenden Versetzungen müssen über etwa 30 Atomabstände hinweg Schraubencharakter haben, also geradlinig verlaufen. Diese Bedingung ist bei reinen Metallen stets erfüllt, da die LOMER-COTTRELL-Versetzungslinien, soweit sie nicht Sprünge enthalten, gerade sind. Im Falle von Al-Mg-Legierungen verlaufen jedoch die Versetzungen gewellt, um die von den Mg-Atomen herrührenden Spannungen nach Möglichkeit abzubauen<sup>70</sup> (vgl. Abb. 5). Es ist in diesem Falle ein zusätzlicher Energieaufwand nötig, um die Versetzungen in die für die Quergleitung richtige Lage zu bringen.

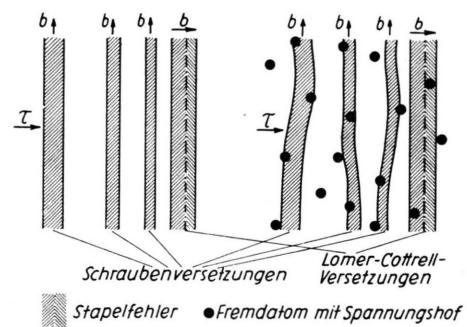


Abb. 5. In Halbversetzungen aufgespaltene Schraubenversetzungen werden von der Schubspannung  $\tau$  gegen eine LOMER-COTTRELL-Versetzung angepreßt. a) Reines Metall, geradlinige Versetzungen; b) Legierung mit Spannungshöfen in der Umgebung von Fremdatomen oder Fremdatomegruppen, gewellte Versetzungslien.

Mit der vorstehenden Diskussion ist in bester Übereinstimmung, daß Al-Mg-Einkristalle (ebenso wie Al-Cu-Kristalle) bei Raumtemperatur einen ausgeprägten Bereich II mit  $\vartheta \approx 15 \text{ kp/mm}^2$  aufweisen (im Gegensatz zu reinen Aluminiumkristallen und

<sup>66</sup> C. S. BARRETT, Imperfections in Nearly Perfect Crystals, Wiley, New York 1952, Kap. 3.

<sup>67</sup> B. E. WARREN u. E. P. WAREKOIS, Acta Met. 3, 473 [1955]. Dort auch frühere Literatur.

<sup>68</sup> C. S. SMITH, Diskussionsbemerkung beim Symposium on the Mechanism of Phase Transformations in Metals, London 1955, nach Versuchen von C. S. BARRETT u. T. B. MASALSKI.

\* Die folgenden Überlegungen sind neueren Datums (vgl. Anm. \*\* auf S. 985).

<sup>69</sup> G. THOMAS u. NUTTING, J. Inst. Met., demnächst; G. THOMAS, Dissertation Cambridge 1955. Den Herren Dr. J. NUTTING und Dr. G. THOMAS sei für Diskussionen herzlich gedankt.

<sup>70</sup> Dies gilt auch für Schraubenversetzungen wegen der nicht-linearen Effekte im Versetzungskern und (im vorliegenden Falle in geringerem Maße) wegen der Aufspaltung in Halbversetzungen.

zu Legierungskristallen bei höheren Temperaturen<sup>71)</sup>. Al-Ag-Kristalle zeigen dagegen bei Raumtemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft ein qualitativ ähnliches Verhalten wie reines Aluminium<sup>72</sup>.

Wie MADDIN, MATHEWSON und HIBBARD<sup>73</sup> lichtmikroskopisch und KUHLMANN-WILSDORF und WILSDORF<sup>64</sup> mit dem Elektronenmikroskop gezeigt haben, tritt bei  $\alpha$ -Messing sehr häufig und sehr stark Gleitung im Quergleitsystem auf. Dies scheint zunächst einen Widerspruch zu dem oben über die Quergleitung Gesagten darzustellen. Man muß jedoch beachten, daß diese Quergleitung in  $\alpha$ -Messing, die eigentlich anders bezeichnet werden müßte, in ihrem Charakter von der zuerst von CAHN<sup>74</sup> an Aluminium beobachteten (thermisch aktivierten) Quergleitung vollkommen verschieden ist<sup>75,3</sup>. Die erstgenannte Art entsteht durch eine selbständige Gleitung im Quergleitsystem, die zweitgenannte durch den Übergang von Schraubenversetzungen aus der primären Gleitebene in die Quergleitebene.

Einer Erklärung bedarf die Tatsache, warum nur das Quergleitsystem sich so stark betätigt, während andere Gleitsysteme mit sekundären Gleitebenen, in denen z. Tl. größere Schubspannungen wirken, nicht in diesem Maße auftreten. Außer dem Quergleitsystem spielen auch noch die Gleitsysteme mit der primären Gleitebene, aber sekundärer Gleitrichtung eine gewisse Rolle (gemischte Gleitung<sup>64</sup>). Wir werden diesen Sachverhalt ganz zwangsläufig mit dem in Abschnitt d) zu gebenden Modell für die latente Verfestigung deuten.

#### d) Die latente Verfestigung

PIERCY, CAHN und COTTRELL<sup>62</sup> konnten durch Anlaßversuche zeigen, daß das in Abschn. b) erwähnte Überschießen bei  $\alpha$ -Messing nicht mit dem Losreißen der Versetzungen von Konzentrationswolken, sondern mit einer besonders starken latenten Verfestigung zusammenhängt. Sie weisen am Ende ihrer Arbeit auf die Bedeutung der niedrigen Stapelfehlerenergie von  $\alpha$ -Messing für die latente Verfestigung

hin. Da unsere eigenen Überlegungen, die zum gleichen Ergebnis führten, von einem etwas anderen Ausgangspunkt ausgegangen und auch auf die weitergehenden Fragen der phänomenologischen Plastizitätstheorie angewendet worden sind<sup>76</sup>, seien sie trotz des zwischenzeitlichen Erscheinens der oben genannten Arbeit hier skizziert.

Die Verfestigung des primären Gleitsystems röhrt bei den kubisch-flächenzentrierten Metallen ganz überwiegend von den Spannungsfeldern der im Kristall steckengebliebenen Versetzungen, also von  $\tau_G$  her.

Der Anteil des Versetzungswaldes ( $\tau_S$ ) an der Verfestigung kann demgegenüber vielfach vernachlässigt werden<sup>22</sup>. Bei der *latenten* Verfestigung liegen die Verhältnisse ganz anders. Auf Grund der Transformationseigenschaften der Spannungskomponenten folgt aus der Versetzungstheorie, daß der  $\tau_G$ -Anteil der latenten Verfestigung immer kleiner als derjenige der eigentlichen Verfestigung ist. Für die latente Verfestigung maßgebend ist  $\tau_G$  jedoch nur für diejenigen sekundären Gleitsysteme, deren Versetzungen die (nach Vorverformung sehr zahlreichen) Versetzungen im primären Gleitsystem nicht unter Sprungbildung zu durchschneiden haben. Dazu gehören zunächst einmal die beiden sekundären Gleitsysteme, die die Gleitebene mit dem primären System gemeinsam haben. Als einziges weiteres System (mit einer kleinen Einschränkung) kommt noch das Quergleitsystem hinzu; da der BURGERS-Vektor des Quergleitsystems in der Gleitebene des primären Systems und dessen BURGERS-Vektor in der Quergleitebene liegt, findet beim Durchschneiden der Versetzungen dieser beiden Systeme keine Sprungbildung statt. Die Versetzungen können sich beim Durchschneiden mit Hilfe von Gleitbewegungen so arrangieren, daß die auftretende Aktivierungsenergie zwar nicht Null, aber wesentlich kleiner als beim Durchschneiden von Versetzungen anderer Gleitsysteme ist. Nimmt man noch die sogleich zu begründende Tatsache hinzu, daß für die latente Verfestigung aller übrigen Systeme  $\tau_S$  fast immer den Hauptanteil gibt, so hat man eine

<sup>71</sup> E. E. UNDERWOOD u. L. L. MARSH, Jr., Trans. Amer. Inst. Min. Met. Engrs. **206**, 477 [1956].

<sup>72</sup> D. SCHREIBER, Dissertation Göttingen 1956; D. SCHREIBER u. F. HÄESZNER, Veröffentlichung demnächst.

<sup>73</sup> R. MADDIN, C. H. MATHEWSON u. W. R. HIBBARD, Trans. Amer. Inst. Min. Met. Engrs. **175**, 86 [1948]; **185**, 529 [1949].

<sup>74</sup> R. W. CAHN, J. Inst. Met. **79**, 129 [1951].

<sup>75</sup> R. MADDIN, Bull. Inst. Met. **1**, 105 [1952].

<sup>76</sup> U. DEHLINGER, J. DIEHL u. J. MEISSNER, Z. Naturforsch. **11a**, 37 [1956].

Erklärung für die am Ende von Abschnitt d) besprochenen Beobachtungen<sup>77</sup>.

Für die Frage, ob die Kristallachse bei der Zugverformung kubisch-flächenzentrierter Kristalle über die Symmetrale überschreitet oder nicht, ist entscheidend, ob die latente Verfestigung des *konjugierten* Gleitsystems größer oder kleiner als die Verfestigung des primären Systems ist. Wie wir oben gesehen haben, ist für das Eintreten des ersten Falls ein wesentliches Mitwirken von  $\tau_s$  bei der latenten Verfestigung erforderlich. Es ist bekannt (siehe III, Abb. 9), daß in Aluminiumkristallen bei Raumtemperatur — je nach Gleitgeschwindigkeit —  $\tau_s$  zur Fließspannung nichts oder nur wenig beiträgt. Man erwartet also bei Aluminium eine kleine latente Verfestigung. Dies ist im Einklang damit, daß Aluminiumkristalle bei Raumtemperatur nicht überschreiten<sup>78, 79</sup>. Genaueres über die latente Verfestigung des konjugierten Systems läßt sich aus diesen Experimenten nicht entnehmen, da die Gleitung im konjugierten System bei Annäherung an die Symmetrale *allmählich* einsetzt und selbst von einer Verfestigung begleitet ist.

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei Cu, Ag, Au, Ni (breite Stapelfehlerbänder!) und ihren primären Legierungen, wo  $\tau_s$  bei allen praktisch erreichbaren Temperaturen zur Fließspannung beiträgt. Wegen der Dichte des Waldes der in der primären Gleitebene liegenden Versetzungen kann hier die latente Verfestigung des konjugierten Systems sehr groß werden. In der Tat wird bei den genannten Metallen und Legierungen Überschreiten gefunden, wie an Hand zweier Beispiele die Abb. 6 zeigt. An Abb. 6 b erkennt man, daß das Verhältnis von latenter zu eigentlicher Verfestigung in  $\alpha$ -Messing mit wachsendem Zinkgehalt zunimmt, was wir auf die Erniedrigung der Stapelfehlerenergie und die damit verbundene stärkere Aufspaltung der Versetzungen in Halbversetzungen zurückführen. Ob die Variation des Verfestigungsverhältnisses in den binären Legierungen Ag—Au (Abb. 6 a) auch auf diese Weise zu erklären ist oder ob hier andere Einflüsse, z. B. direkte Legierungswirkungen, eine Rolle spielen, muß wohl noch durch weitere Versuche geklärt werden.

<sup>77</sup> Eine weitere Bevorzugung des Quergleitsystems ergibt sich daraus, daß sich dessen Schraubenversetzungen mit den im primären Gleitsystem aufgestauten Schraubenversetzungen teilweise annihilieren können. Das Ergebnis eines solchen Vorgangs ist wohl in Fig. 22 von KUHLMANN-WILSDORF und WILSDORF<sup>64</sup> zu sehen. — Es sei ausdrücklich erwähnt, daß die obigen Überlegungen nicht für die hexa-

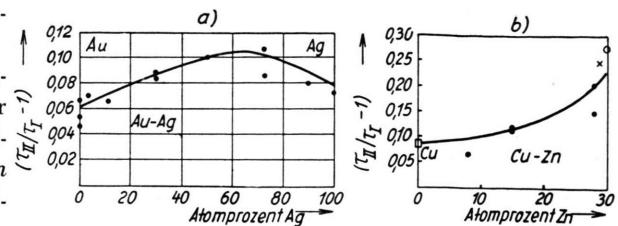


Abb. 6. Konzentrationsabhängigkeit des Überschiebens von Au—Ag. (a) und  $\alpha$ -Messing-Einkristallen (b).  $\tau_{II}$ =Schubspannung im konjugierten (Doppelgleit-) System im Augenblick der Umkehr der Bewegungsrichtung der Stabachse;  $\tau_I$ =entsprechende Schubspannung im primären Gleitsystem.

a) ● SACHS u. WEERTS 1930. b) ● v. GÖLER u. SACHS 1929.  
□ SACHS u. WEERTS 1930. × MURPHY u. CALNAN 1955;  
○ PIERCY, CAHN u. COTTRELL 1955.

Eine Folgerung aus der hier vertretenen Auffassung ist, daß das Verhältnis von latenter zu eigentlicher Verfestigung mit fallender Temperatur zunehmen muß, so daß Aluminiumkristalle vielleicht bei der Temperatur des flüssigen Heliums auch Überschreiten zeigen. Quantitative Beobachtungen hierüber liegen unseres Wissens nur an  $\alpha$ -Messing vor. Aus Abb. 5 von PIERCY, CAHN und COTTRELL<sup>62</sup> geht hervor, daß bei einer bestimmten Kristallorientierung (70/30-Ms) das Verhältnis von latenter zu eigentlicher Verfestigung im Augenblick des Umkehrens der Stabachse bei  $-190^\circ\text{C}$  und bei  $+20^\circ\text{C}$  gleich ist und den Wert 1,39 hat. Dies ist *nicht* im Einklang mit der obigen Diskussion und derjenigen von PIERCY, CAHN und COTTRELL<sup>62</sup>, doch darf man wohl aus dem einzigen bisher vorliegenden Versuch keine allzu weitreichenden Folgerungen ziehen. MURPHY und CALNAN<sup>80</sup> zeigten an zwei Beispielen bei  $\alpha$ -Messing, daß das *Schubspannungsverhältnis* des konjugierten und des primären Gleitsystems beim Umkehren der Stabachse nicht nennenswert von der Temperatur abhängt. Diese Beobachtung kann jedoch zur Beantwortung der hier aufgeworfenen Frage nicht herangezogen werden, da es nicht auf das Verhältnis der *Fließspannungen*, sondern auf das Verhältnis der *Verfestigungen* (Fließspannung minus kritischer Schubspannung) in den beiden Gleitsystemen ankommt.

gonale dichteste Kugelpackung gelten, deren latente Verfestigung ganz anders zu erklären ist (siehe II, Ziff. 4).

<sup>78</sup> G. I. TAYLOR u. C. F. ELAM, Proc. Roy. Soc. (Lond.) **108**, 28 [1925].

<sup>79</sup> R. KARNOP u. G. SACHS, Z. Phys. **41**, 116 [1927].

<sup>80</sup> H. M. MURPHY u. E. A. CALNAN, Acta Met. **3**, 268 [1955].