

## Zur Kristallplastizität. III. Über den Mechanismus des Gleitvorganges.

Von E. Orowan in Budapest.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 5. April 1934.)

Durch geeignete Vorbehandlung von Zinkkristallen konnte ihre Dehnungskurve in eine *sprunghafte* übergeführt werden; dabei kommt oft vor, daß eine nach gewisser Erholung aufgenommene Dehnungskurve — entgegen den bisherigen Vorstellungen über Verfestigung und Erholung — bei höherer Spannung beginnt oder auch durchweg bei höherer Spannung verläuft, als die höchste Spannung des vorherigen Dehnungsversuchs war. Diese Erscheinung, wie die sprunghafte Dehnung überhaupt, beruht auf einer Schwierigkeit bei der Entstehung der ersten „lokalen Gleitung“; sie ähnelt den Keimbildungsschwierigkeiten bei Phasenübergängen, da das Eintreten geringster Gleitungen ein sich lawinenartig beschleunigendes Gleiten hervorruft. In einem Fall konnte der Kristall mehrere Minuten lang 30% über seine (sonst gut reproduzierbare) Streckengrenze belastet werden, ohne daß Spuren bleibender Dehnung beobachtet werden konnten. Aus diesem und aus bereits bekanntem Versuchsmaterial werden Schlüsse gezogen über die Entstehung und Ausbreitung des Gleitvorganges sowie über das Verhältnis, in dem die makroskopische Abgleitung zu den physikalisch einheitlichen „elementaren“ Gleitvorgängen steht. Schließlich wird eine zusammenfassende Darstellung der neuen Vorstellungen über die Kristallplastizität gegeben.

### *1. Die Notwendigkeit einer Analyse der makroskopischen Abgleitung.*

In der vorangehenden Mitteilung („Z. K. II“) sind Folgerungen aus der dynamischen Natur der Kristallplastizität gezogen worden, ohne näher auf den Mechanismus des Gleitvorganges einzugehen. Um zu konkreten Resultaten zu kommen, wurde dabei eine schematisierte Fließfunktion [„Z. K. II.“, Gleichung (12)] benutzt, die dem typischen erfahrungsmäßigen Zusammenhang zwischen Schubspannung und Gleitgeschwindigkeit gerecht wird und gleichzeitig eine angenäherte Darstellung der aus der Beckerschen Formel

$$u = C \cdot e^{-\frac{V(S-s)^2}{2GkT}} \quad (\text{Bezeichnungen s. } „Z. K. I.“) \quad (1)$$

abgeleiteten Fließfunktion ist.

Der nächste Schritt sollte nun die experimentelle Bestimmung der Fließfunktion und damit auch ein unmittelbarer Vergleich der Beckerschen Formel mit der Erfahrung sein. Doch stößt man dabei auf zwei Schwierigkeiten. Erstens verteilt sich der Gleitvorgang nicht gleichmäßig auf den Kristall; das Gleiten findet erfahrungsgemäß nur in einer Anzahl zur Gleitebene nahe paralleler Schichten, den Gleitzonen, statt, deren Zahl

und Dicke vor allem von den Unvollkommenheiten des Kristalls abhängt. Nun kann sich eine Fließfunktion naturgemäß nur auf einen in homogenem Gleiten befindlichen Teil des Kristalls beziehen, nicht aber die wirklich beobachtete makroskopische Gleitgeschwindigkeit angeben. Zweitens gibt es gewisse Unregelmäßigkeiten beim Gleiten, wie das Auftreten von Sprüngen (s. 8 ff.), die durch die ungleichmäßige Verteilung des Gleitvorganges im Kristall nicht erklärt werden können und die Existenz einer Fließfunktion zunächst überhaupt fraglich erscheinen lassen. Um diese Verhältnisse besser übersehen zu können, ist es notwendig, die Dehnungskurve, vor allem aber die *makroskopische Ablageitung* einer näheren Analyse zu unterwerfen und auf das Zustandekommen des Gleitvorganges einzugehen.

Dementsprechend soll im folgenden versucht werden, an Hand bekannter und neu mitzuteilender Tatsachen zusammenzustellen, was über den Mechanismus des Gleitvorganges gesagt werden kann. Es ergeben sich dabei wichtige Aufschlüsse über die Natur und Wirkungsweise jener Kerbstellen, die nach „Z. K. I“ neben den Beckerschen Spannungsschwankungen eine ausschlaggebende Rolle in der Kristallplastizität spielen müssen und deren Einfluß in bestimmten Fällen die durch die Beckersche Formel gegebene Abhängigkeit ganz überdecken kann.

Im folgenden soll zuerst die Versuchsanordnung beschrieben und dann einige zur Diskussion der Versuche notwendige theoretische Vorstellungen entwickelt werden.

## 2. Die Versuchsanordnung.

Die zu den Dehnungsversuchen verwendeten Zinkkristalle sind mit dem Ziehverfahren hergestellt worden; Ausgangsmaterial war Zink „Kahlbaum“. Eine Versuchsreihe mit dem „spektroskopisch reinen“ Zink der New Jersey Zinc Co.<sup>1)</sup> war beabsichtigt, konnte aber nicht mehr durchgeführt werden, da die Versuche aus äußeren Gründen vorzeitig abgebrochen werden mußten; darunter dürfte aber mehr der Umfang als die Zuverlässigkeit der aus ihnen gezogenen Folgerungen gelitten haben.

Die hergestellten Einkristalle waren etwa 30 cm lang; die Versuche wurden mit Abschnitten von 1,5 bis 2 cm Länge ausgeführt. Der Dehnungsapparat ist aus einem Polanyischen Fadendehnungsapparat umgebaut worden; während des Versuchs oder zwischen zwei Versuchen konnte der den Kristall enthaltende Teil des Apparates von einem Temperaturbad

---

<sup>1)</sup> Für die Überlassung einer Probe spektroskopisch reinen Zinks bin ich der New Jersey Zinc Co. zu großem Dank verpflichtet.

umgeben werden. Die Badflüssigkeit befand sich in einem Dewar-Becher und bestand aus Paraffinöl; sie konnte elektrisch geheizt werden.

Besondere Sorgfalt ist verwendet worden, um während der Versuche, der Erholung und des Temperns merkliche Zugspannungen, vor allem aber jede Spur von Druckspannungen, die Knickung verursachen könnten, vom Kristall (der stets im Dehnungsapparat eingespannt war) fernzuhalten. Beim Anbringen oder Entfernen eines Temperurbades ist die Spannung durch Nachdrehen der Mikrometerscheibe an der unteren Klemme so reguliert worden, daß auf den Kristall immer eine Zugspannung wirkte, die etwa  $1/5$  bis  $1/3\%$  der Streckgrenze betrug. Um während der Erholung des im Apparat eingespannten Kristalls Spannungsschwankungen infolge der Schwankung der Zimmertemperatur zu vermeiden, sind die Zug- und Druckstäbe des Dehnungsapparates teils aus Messing, teils aus Eisen verfertigt worden, so, daß das Ganze thermisch kompensiert war. Dem Zweck der Messungen entsprechend wurde besonders dafür gesorgt, daß Erschütterungen des Apparates nicht auftraten.

Hauptziel der Versuche war, den Einfluß der Vorgeschichte (vorangehende Dehnung, Erholung, Tempern) auf die Dehnungskurve zu studieren. Damit möglichst viele Versuche mit einem Kristallstück ausgeführt werden können, mußte die Dehnung je Versuch verhältnismäßig klein gewählt werden. Sie betrug 0,4 bis 1,7%; größere Dehnungen sind zu dem verfolgten Zweck unnötig, da nach Überschreitung der Streckgrenze mit ihren charakteristischen Erscheinungen bald der gleichförmige Anstieg (vgl. „Z. K. II“, 6) beginnt. Andererseits darf der Versuch nicht zu früh unterbrochen werden, weil der allererste Anfangsteil der Kurve nur bei Berücksichtigung des Verhaltens an der Streckgrenze ein übersichtliches Bild gibt. Um den aufgenommenen Teil der Dehnungskurve hinreichend genau auflösen zu können, war es in Ermangelung photographischer Registrierung nötig, mit kleiner Belastungsgeschwindigkeit zu arbeiten. Die Dauer eines Versuchs betrug etwa 10 bis 20 Minuten, die Senkungsgeschwindigkeit der unteren (mit Elektromotor und Mikrometerscheibe angetriebenen) Klemme  $0,62 \mu$  je Sekunde.

Die Ausgangsorientierung der Kristalle war eine mittlere ( $40$  bis  $60^\circ$  zwischen hexagonaler Achse und Kristallachse); ihre genaue Bestimmung ist für das verfolgte Ziel unwesentlich. Kristalle mit merklicher Knotenbildung sind nicht berücksichtigt worden; die Gitterdrehung je Versuch war deshalb und wegen der kleinen Dehnung nicht groß. Sie war überdies nicht störend, da ihre monoton fortschreitende Wirkung vom Einfluß abwechselnder Vorbehandlung leicht getrennt werden konnte (vgl. Fig. 6).

### 3. Makroskopische und wahre Abgleitung.

Die Gleitung findet nie gleichmäßig an allen Stellen des Kristalles statt. Ist  $g(z) dz$  die Relativverschiebung zweier Gleitebenen, die in der Entfernung  $z$  von einer Bezugsgleitebene liegen und deren (sehr kleiner) Abstand voneinander  $dz$  ist, so ergibt sich die *makroskopische Abgleitung* zu

$$x = \frac{\int_0^h g(z) dz}{h}; \quad (2)$$

$h$  ist hierin der senkrechte Abstand der durch die beiden Enden des Kristalls gehenden Gleitebenen.  $g(z)$  soll die *wahre Abgleitung* genannt werden.

Für den praktisch wichtigen Fall, daß Gleitvorgänge nur an  $n$  Stellen des Kristalls stattfinden, wobei die Abgleitung der  $k$ -ten Stelle  $x_k$  ist, geht (2) über in

$$x = \frac{1}{h} \sum_{k=1}^n x_k. \quad (3)$$

Entsprechende Beziehungen gelten für die *makroskopische Gleitgeschwindigkeit*  $u$ :

$$u = \frac{\int_0^h w(z) dz}{h}, \quad (4)$$

wo die *wahre Gleitgeschwindigkeit*

$$w(z) = \frac{d}{dt} [g(z)] \quad (5)$$

ist. Für den Fall von  $n$  diskreten Gleitstellen wird die Gleitgeschwindigkeit zur Zeit  $t$

$$u(t) = \frac{1}{h} \sum_{k=1}^n u_k(t) \quad (6)$$

mit

$$u_k(t) = \frac{d}{dt} [x_k(t)]. \quad (7)$$

Besteht die Deformation aus einzelnen kurzdauernden Gleitvorgängen, deren Zahl während der Zeit  $t$   $n$  sein soll und deren  $k$ -ter die Abgleitung  $x_k$  bewirkt, so ist die mittlere makroskopische Gleitgeschwindigkeit

$$u_m = \frac{1}{h \cdot t} \sum_{k=1}^n x_k. \quad (8)$$

Ist  $x_m$  der Mittelwert der  $x_k$ , so lautet (8):

$$u_m = \frac{n}{h \cdot t} x_m. \quad (9)$$

Angenommen, im Kristall findet nur an einer einzigen Stelle, in einer *Gleitzone* von der Dicke  $d$  eine Gleitung statt (Fig. 1). Es ist klar, daß die sich nach der Formel (4) bzw. (6) berechnende makroskopische Gleitgeschwindigkeit physikalisch keinen einfachen Sinn hat, da die zu ihrer Berechnung nötige Größe  $h$  auch die (an sich beliebig großen) an der Deformation unbeteiligten Teile des Kristalls mit enthält. Stellt man also an einem Kristall eine makroskopische Abgleitung  $x$  bzw. eine makroskopische Gleitgeschwindigkeit  $u = \frac{dx}{dt}$  fest, so entsteht vor allem die Aufgabe, zu bestimmen, wie sich diese Abgleitung bzw. Gleitgeschwindigkeit auf die verschiedenen Teile des Kristalls verteilt, mit anderen Worten, aus der *makroskopischen* Abgleitung bzw. Gleitgeschwindigkeit unter Hinzunahme anderer Anhaltspunkte die *wahre* Abgleitung bzw. Gleitgeschwindigkeit zu rekonstruieren.

Während gegenwärtig noch keine Möglichkeit zur vollständigen Lösung dieser Aufgabe bekannt ist, kann man in einem speziellen Falle

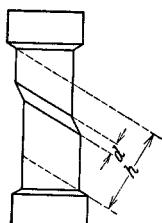


Fig. 1.

wenigstens den unangenehmsten Teil der in der makroskopischen Abgleitung steckenden Unbestimmtheit beseitigen. Es ist anzunehmen, daß in einem Kristall im allgemeinen gleichzeitig mehrere voneinander ganz unabhängige Gleitvorgänge an verschiedenen Stellen im Gange sind; man hat also bereits viel gewonnen, wenn es gelingt, einen solchen *elementaren Gleitvorgang* allein zu untersuchen. Das ist nun möglich geworden bei der sprunghaften Dehnung. Der einheitliche gesetzmäßige Verlauf eines Sprunges zeigt, daß es sich um einen *einheitlichen, kausal zusammenhängenden* Gleitvorgang handelt<sup>1)</sup>; ohne über die räumliche Lokalisation des Sprunges Näheres zu wissen, kann man aus ihrer Größe, zeitlichem Verlauf usw. bereits wichtige Schlüsse auf die Natur des plastischen Gleitens ziehen (vgl. 7, 9ff.).

#### 4. Die Ausbreitung des lokalen Gleitvorganges.

Mit der Beckerschen Formel wurde ursprünglich die Annahme verbunden, daß jede „kritische Spannungsschwankung“ (die die im Gleitsystem wirkende Schubspannung in einem hinreichend großen Bereich vom Volumen  $V$  über die theoretische Schubfestigkeit  $S$  hebt) zu einer winzigen Abgleitung Anlaß gibt, die nach Abklingen der Spannungsschwankung aufhört. Die Gleitgeschwindigkeit ist dann der Zahl kritischer

<sup>1)</sup> R. Becker u. E. Orowan, ZS. f. Phys. 79, 566, 1932.

Spannungsschwankungen in der Zeiteinheit proportional, die durch den Boltzmannschen Ausdruck gegeben ist.

Man kann versuchen, nähere Vorstellungen über die Art und Weise zu bilden, wie die kritische Spannungsschwankung zur Betätigung der ganzen Gleitebene führt<sup>1)</sup>. Zunächst tritt offenbar ein *lokales Gleiten* in dem von der Spannungsschwankung erfaßten Bereich ein; sie kann sich auf den im Schwankungsvolumen liegenden Teil (von der Größenordnung  $V^{2/3}$ ) einer einzigen Gleitebene beschränken, die eintretende *lokale Abgleitung* wird nur selten mehr als eine Gitterteilung betragen. Die von der lokalen Gleitung erfaßten Teile der beiden Gleitebenenufer sind nun bestrebt, die noch nicht geglietteten Teile vor sich zu schieben

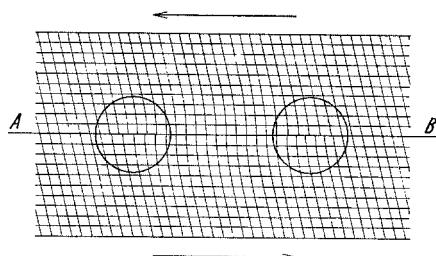


Fig. 2.

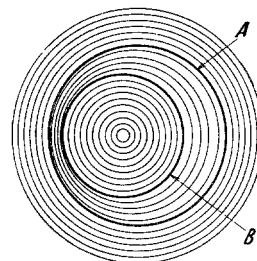


Fig. 3.

Fig. 2. Schematisches Bild einer lokalen Gleitung; Schnitt in der Gleitrichtung senkrecht zur Gleitebene. Das Netz war vor der Beanspruchung geradlinig und orthogonal; die Versetzungszonen sind umkreist. Das Netz läßt die hohen Schubspannungen in der Gleitebene innerhalb der Versetzungszone nicht erkennen.

Fig. 3. Schematisches Bild einer lokalen Gleitung: Ansicht eines Gleitebenenufers. Vor der Beanspruchung waren die Kreise konzentrisch. Zwischen den Kreisen A und B die Versetzungszone.

bzw. hinter sich zu ziehen; sie erzeugen also an den in der Gleitrichtung vor ihnen liegenden Stellen eine Druckspannung, hinten eine Zugspannung (Fig. 2 und 3) und seitwärts Schubspannungen in Ebenen, die senkrecht auf der Gleitebene stehen. Dadurch entstehen in denjenigen Teilen der Gleitebene, die an die lokale Gleitstelle angrenzen, starke zusätzliche Schubspannungen, welche die von der Belastung herrührende Schubspannung erhöhen. Infolgedessen wächst nun die Wahrscheinlichkeit einer erneuten kritischen Spannungsschwankung in der Zone um die lokale Gleitstelle herum sehr stark an und die rasch eintretenden thermisch angestoßenen Gleitvorgänge dehnen den von der Gleitung erfaßten Teil der Ebene weiter aus. Zwischen diesem und dem noch nicht berührten Teil der Gleitebene bildet sich also eine Zone mit starken Spannungen, in der die Wahrscheinlich-

<sup>1)</sup> Diese Darstellung folgt im wesentlichen der Diplomarbeit des Verf. (Technische Hochschule Berlin, 1929).

keit einer kritischen Spannungsschwankung in der durch die Belastung angegebenen Richtung stark erhöht ist und die sich deshalb von der ersten Gleitstelle ausgehend wellenförmig ausbreitet. Ist sie am Rande der Gleitebene angekommen, so hat der Vorgang sein Ende gefunden und der Zustand der Gleitebene ist derselbe wie vorher (abgesehen von den Gitterzerstörungen, die sich in der Verfestigung bemerkbar machen).

Die Übergangszone zwischen dem geglittenen und dem noch nicht geglittenen Teil der Ebene, die hier durch die in ihr auftretenden zusätzlichen Spannungen gekennzeichnet wurde, ist vom gittergeometrischen Standpunkt offenbar mit den von Polanyi beschriebenen *Versetzung<sup>1)</sup>* identisch. Die Polanyischen Versetzungen vermitteln also die Ausbreitung der Gleitvorgänge im Gitter; sie haben deshalb für die Kristallplastizität gegenüber anderen Kerbstellen (z. B. Rissen) eine besondere Bedeutung.

In „Z. K. I“, 2, ist bereits hervorgehoben worden, daß die Spannungsschwankungen die Spanne zwischen theoretischer und technischer Schubfestigkeit nur zum kleineren Teil überbrücken können, entsprechend dem erfahrungsmäßigen Wert des Beckerschen Faktors  $p = S/s$ , der die Größenordnung 1 hat. Man muß also annehmen, daß kritische Spannungsschwankungen mit einiger Wahrscheinlichkeit nur an denjenigen Stellen auftreten können, an denen infolge der Wirkung benachbarter Kerbstellen die Schubspannung sehr stark (gegenüber dem makroskopischen Wert um 1 bis 4 Zehnerpotenzen) erhöht ist. Nach eingetretener lokaler Gleitung werden diese Stellen mehr oder weniger entspannt und die Zone hoher Schubspannung breitet sich als Vorboten des fortschreitenden Gleitvorganges weiter aus. Man kann also sagen, die Kerbwirkung der im Kristall vorhandenen Kerbstellen breitet sich in Gestalt von Versetzungen in der Gleitebene aus.

### 5. Das Übergreifen des Gleitvorganges auf benachbarte Gleitebenen.

Nach dem vorangehenden müßte die durch eine kritische Spannungsschwankung erzeugte Abgleitung annähernd der lokalen Abgleitung gleich sein; sie könnte also kaum mehr als eine Gitterverteilung betragen.

Diese Folgerung steht im schärfsten Gegensatz mit den Erfahrungen, die bei der sprunghaften Dehnung gemacht wurden. Der einzelne Sprung ist nach dem eben gesagten ein kausal zusammenhängender Vorgang mit gesetzmäßigem zeitlichen Verlauf; die von ihm erzeugte Abgleitung kann aber Zehntausende, ja unter Umständen Millionen von Gitterteilungen

---

<sup>1)</sup> Vgl. die ausführliche Darstellung von M. Polanyi in diesem Heft der ZS. f. Phys.

betragen. Die Ursache dieser Unstimmigkeit liegt offenbar in der unbegründeten Annahme, daß der Gleitvorgang sich auf eine einzige Ebene beschränkt. Schon die Tatsache, daß selbst bei der Gleitpaketenbildung niemals scharfe Treppen auftreten, zeigt deutlich, daß so große Abgleitungen, wie die der einzelnen Sprünge, nie in einer einzigen Gleitebene stattfinden<sup>1)</sup>. In der Tat beschränkt sich die spannungserhöhende Wirkung der ursprünglichen Kerbstelle sowie der daraus entstandenen wandernden Versetzungen nicht auf *eine* Gleitebene, sondern sie greift auch auf die benachbarten Gleitebenen über. Berücksichtigt man, daß der Gleitvorgang sich in den verschiedenen benachbarten Parallelebenen nicht zeitlich und räumlich gleichlaufend abspielen kann, so hat man eine Erklärung für die Größe des durch *eine* kritische Spannungsschwankung ausgelösten Gleitvorganges. Auch wenn der Spannungszustand in einer Gleitebene durch Hinauslaufen der Versetzungen zum Rande ganz „geglättet“ wäre, wird doch die Rückwirkung der Versetzungen der Nachbarebenen bald neue Gleitvorgänge hervorrufen. Danach könnte die Gleitung kaum je zur Ruhe kommen, wenn nicht die mit der Gleitung einhergehenden Gitterzerstörungen (Verfestigung) die Ebenen blockieren würden.

#### *6. Die Gleizonendoppelbrechung und der asymmetrische Asterismus.*

Bei der Belastung von Steinsalz<sup>2)</sup> und verwandten Kristallen<sup>3)</sup> entstehen nach Erreichen einer mehr oder weniger bestimmten, im Gleitsystem wirkenden Schubspannung optisch doppelbrechende Schichten, die längs der Gleitebenen verlaufen. Schreibt man die Doppelbrechung inneren Spannungen zu, so sind im wesentlichen Zug- bzw. Druckspannungen anzunehmen, die parallel zur Gleitrichtung wirken und deren Größenordnung der theoretischen Festigkeit nahekommt<sup>2)</sup>.

Diese Spannungen sind offenbar mit denjenigen zusätzlichen Spannungen zu identifizieren, die während der Ausbreitung des Gleitvorganges in den Versetzungszenen wirken. Aus 4, 5 und Fig. 2 geht hervor, daß die Versetzungszenen Gebiete mit den zur Erklärung der Doppelbrechung erforderlichen Zug-, Druck- und Schubspannungen enthalten: daß die Größenordnung dieser Spannungen in die Nähe der theoretischen Festigkeiten kommt, zeigt der in „Z. K. I“, 2 auf Grund der Beckerschen Versuche berechnete Wert des Kerbwirkungsfaktors  $q$ , der auch für die Versetzungen gelten muß.

<sup>1)</sup> Man sieht das besonders schön an der (1600fach vergrößerten) Fig. 4 der Arbeit von M. Straumanis, ZS. f. Krist. (A) **83**, 29, 1932. —

<sup>2)</sup> I. W. Obreimow u. L. W. Schubnikoff, ZS. f. Phys. **41**, 907, 1927. —

<sup>3)</sup> W. Schütze, ZS. f. Phys. **76**, 135, 1932.

Umgekehrt bietet die Gleitzonendoppelbrechung ein bequemes Mittel zur direkten Beobachtung der Entstehung und Ausbreitung von Gleitzonen. Man sieht aus ihr, daß eine Gleitzone schon eine beträchtliche Dicke erreichen kann, bevor sie, von einer Stelle ausgehend, den ganzen Kristall durchsetzt hat<sup>1)</sup>. Auch liegt sie meist nicht genau parallel zu den Gleitebenen<sup>2)</sup>; es ist jedoch verfrüh, hieraus auf einen „nichtkristallographischen Charakter der Kristallplastizität“<sup>3)</sup> zu schließen, da die von der Gleitung erfaßten Kristallteile (die *Gleitzonen*) nicht von *Gleitebenen* begrenzt zu sein brauchen.

Die hohen Schubspannungen der Versetzungszone lassen sich noch auf eine andere Art nachweisen. Durch elastische Schiebung erhält das Steinsalzgitter eine monokline Symmetrie; da die besonders starken Schiebungen der Versetzungszone eine sehr ausgesprochene Vorzugsorientierung besitzen, erfolgt die Verschmierung der Interferenzpunkte eines Laue-Diagramms nicht an allen gleichwertigen Punkten in der gleichen Weise, sondern mit einer durch die Deformation gegebenen Asymmetrie. Ein solcher „asymmetrischer Asterismus“ ist von Seljakow an verformten Steinsalzkristallen festgestellt worden<sup>4)</sup>. Er kann offenbar nicht dadurch erklärt werden, daß man den Kristall als abwechselnd aus kubischen und monoklinen *Schichten* bestehend annimmt<sup>5)</sup>, da die übertragene Kraft und damit die mittlere elastische Schiebung in jedem Querschnitt die gleiche sein muß. Man muß also annehmen, daß in jeder Gleitebene fastkubische und monokline Teile miteinander abwechseln, wie es nach der in 4 bzw. 5 entwickelten Vorstellung der Fall sein muß.

### 7. Die Interpretation der Beckerschen Formel.

Die große mit einem Sprung verbundene Abgleitung zeigt, daß die makroskopische Abgleitung nicht in zahlreiche mikroskopische Gleitvorgänge zerlegt werden kann, die voneinander ganz unabhängig durch je eine kritische Spannungsschwankung angestoßen werden. Die erste kritische Spannungsschwankung regt vielmehr eine ganze Lawine von Gleitvorgängen an, die sich über größere Bereiche des Kristalls erstrecken und erst durch die Verfestigung zum Stillstand gebracht werden. Um einen anschaulichen Vergleich zu gebrauchen: während nach der ursprünglichen Interpretation der Beckerschen Formel das plastische Gleiten

<sup>1)</sup> I. W. Obreimow u. L. W. Schubnikoff, ZS. f. Phys. **41**, 907, 1927.

— <sup>2)</sup> W. Schütze, ZS. f. Phys. **76**, 135, 1932. — <sup>3)</sup> A. Smekal, Phys. ZS.

**34**, 633, 1933. — <sup>4)</sup> N. Seljakow, ZS. f. Phys. **76**, 535, 1932. — <sup>5)</sup> Entsprechend Fig. 3 bei N. Seljakow, a. a. O.

jenen photochemischen Reaktionen analog ist, bei denen jedes Lichtquant *eine* molekulare Umsetzung bewirkt, entspricht der Gleitvorgang in Wirklichkeit etwa der Chlorknallgasreaktion, wo das Lichtquant eine lange *Kette* von Umsetzungen einleitet, die erst durch eine Störung (Verunreinigungs- oder Wandwirkung) abreißt.

Da also die Vorstellung, die ursprünglich zur Beckerschen Formel geführt hat, keine Möglichkeit zur Erklärung der kausal ablaufenden großen Abgleitungen der sprunghaften Dehnung bietet, entsteht die Notwendigkeit, sie einer Revision zu unterwerfen.

Nennt man die Gesamtheit der Gleiterscheinungen, die von einer einzigen ursprünglichen lokalen Gleitung angestoßen wurden, einen *elementaren Gleitvorgang*, so kann man sagen, daß die makroskopische Gleitgeschwindigkeit bestimmt ist: erstens durch die *Zahl* der sekundlich anspringenden elementaren Gleitvorgänge, und die von ihnen erzeugte *elementare Abgleitung*; zweitens durch die *Gleitgeschwindigkeit* eines Elementarvorganges (als Funktion der Zeit). Für die *mittlere* makroskopische Gleitgeschwindigkeit während einer Zeit, die groß ist gegen die Lebensdauer eines Elementarvorgangs, braucht man nur die Angaben erster Art, gemäß Gleichung (9). Nimmt man an, daß die Elementarvorgänge sich in sehr kurzer Zeit abspielen und sehr rasch aufeinanderfolgen, so fällt die auf eine kurze Zeitspanne bezogene mittlere Gleitgeschwindigkeit mit dem beobachteten „*Momentanwert*“ zusammen und dieser ist dann, entsprechend der ursprünglich mit der Beckerschen Formel verknüpften Vorstellung, einfach der sekundlichen Zahl kritischer Spannungsschwankungen proportional. — In Wirklichkeit kann aber der elementare Gleitvorgang eine Dauer haben, die mit der Versuchsdauer vergleichbar ist; dehnt sich z. B. ein einziger Elementarvorgang allmählich über den ganzen Kristall aus, so hat die (makroskopische) Gleitgeschwindigkeit nichts mehr mit der Häufigkeit des Anspringens neuer Elementarvorgänge zu tun, sondern sie ist durch die Gleitgeschwindigkeit des Elementarvorganges gegeben.

Nach 5 besteht der elementare Gleitvorgang mikroskopisch in dem Wandern der Versetzungen, die gegliittene und nicht gegliittene Stellen voneinander trennen; das Wandern entsteht aber durch Gleitvorgänge in der Versetzungszone, die durch thermische Spannungsschwankungen angestoßen werden. Die Gleitgeschwindigkeit des Elementarvorganges ist also thermisch bedingt, und sie wird offenbar durch denselben Boltzmannschen Ausdruck gegeben, der auch die Häufigkeit des Neuanspringens

von Elementarvorgängen angibt; nur der Wert der Konstanten  $C$  und der mikroskopischen Schubspannung  $s$  ist in beiden Fällen verschieden (die vom Gleiten selbst erzeugte Versetzung wird im allgemeinen eine andere „Kerbwirkung“ haben, als die ursprünglich vorhandenen Kerbstellen, von denen der Elementarvorgang ausgeht).

Die Beckersche Formel (1) gibt also nicht nur die *Häufigkeit* des Anspringens elementarer Gleitvorgänge an, sondern auch die *Geschwindigkeit* des einzelnen Gleitvorganges. — Beobachtungen des sprunghaften Fließens von Zinkkristallen<sup>1)</sup> zeigten, daß in der Tat beide Größen eine Temperaturabhängigkeit haben, wie sie dem Charakter der Beckerschen Formel entspricht; mit wachsender Temperatur nimmt sowohl die Häufigkeit der Sprünge, als auch ihre Geschwindigkeit äußerst rasch zu (gleiche Spannung vorausgesetzt).

Während nun die durch (1) gegebene Abhängigkeit der *Gleitgeschwindigkeit* des Elementarvorganges von Temperatur und Schubspannung sich unmittelbar auf die makroskopische Gleitgeschwindigkeit übertragen kann, ist das bei der *Häufigkeit* der Elementarvorgänge eigenartigerweise nicht der Fall. Die Ansprungswahrscheinlichkeit hängt nämlich äußerst stark von der mikroskopischen Schubspannung  $s$ , also vom Kerbwirkungsfaktor der anstoßenden Kerbstelle ab<sup>2)</sup>. Nun sind erfahrungsgemäß die wirksamsten Kerbstellen wohl in sehr kleiner Zahl vorhanden<sup>3)</sup>; erreicht also die Belastung einen Wert, bei dem die wenigen allerwirksamsten Kerbstellen gerade aktiv werden, so ist die Ansprungswahrscheinlichkeit der übrigen noch praktisch Null. Daraus folgt, daß die Zahl der neu-an springenden Elementarvorgänge im wesentlichen davon abhängen wird, wieviel Kerbstellen im Laufe der Belastungssteigerung aktionsfähig werden. Nur wenn eine größere Zahl etwa gleich wirksamer Kerbstellen vorhanden ist, kann der Einfluß thermischer Spannungsschwankungen in den Vordergrund treten.

Die Gültigkeit der Beckerschen Formel für die Ansprungswahrscheinlichkeit elementarer Gleitvorgänge könnte auch noch aus einem anderen Grunde nicht zu ihrer Gültigkeit für die makroskopische Gleitgeschwindigkeit führen. Der Elementarvorgang wird durch die Verfestigung beendet; diese dürfte aber von der Temperatur abhängen, vielleicht in der Weise,

---

<sup>1)</sup> R. Becker u. E. Orowan, a. a. O. — <sup>2)</sup> Diese Abhängigkeit ist für die Gleitgeschwindigkeit des Elementarvorganges ebenso stark; hier wird aber  $s$  durch die Kerbwirkung der vom Gleitvorgang selbst geschaffenen Versetzungen bestimmt, die überall dieselbe ist (vgl. 12). — <sup>3)</sup> O. Reinkober, Phys. ZS. **32**, 243, 1931, Fig. 3; E. Orowan, ZS. f. Phys. **82**, insbes. S. 261, 1933.

daß bei höherer Temperatur die Wärmebewegung ein weniger gewaltsames Gleiten mit kleineren Gitterzerstörungen bewirkt. (Dieser Einfluß ist mit dem der Erholung nicht zu verwechseln.) Auf jeden Fall ist aber zu erwarten, daß die elementare Abgleitung von der Temperatur abhängt und mit ihr dann auch die Konstante  $C$  der Beckerschen Formel.

Springen zu Beginn der Dehnung immer neue Gleitvorgänge an, während ihr Absterben noch nicht merklich ist, oder breitet sich die Gleitzone rasch aus, so kommt eine besonders steile Zunahme der makroskopischen Gleitgeschwindigkeit mit der Belastung zustande, da nicht nur die Geschwindigkeit der einzelnen Elementarvorgänge, sondern auch ihre Zahl mit der Spannung wächst. Auf diese Weise ist wohl der in „Z. K. II“, Fig. 2 b dargestellte plötzliche Anstieg der Gleitgeschwindigkeit zu erklären.

#### *8. Die sprunghafte Dehnung.*

Wenn der an einer Stelle angestoßene Gleitvorgang die Fähigkeit besitzt, sich nach den Nachbarebenen auszubreiten, so entsteht die Frage, wo dieser Vorgang schließlich Halt machen wird? Wäre der Kristall völlig frei von solchen Fehlern, die die Gleitebenen blockieren (außer den normalen, verfestigungserzeugenden Fehlern muß man z. B. eingelagerte kleine Kristallkörper oder aus Verunreinigungen gebildete eutektische Ausscheidungen dazu rechnen), so müßte der Gleitvorgang sich nach und nach auf den ganzen Kristall ausdehnen. Tatsächlich kommt es vor, daß die Gleitung, von einer Einschnürung ausgehend, oder auch ohne merkliche Einschnürungsbildung, den größten Teil des Kristalls praktisch stetig ergreift. In anderen Fällen, und zwar sicher bei der sprunghaften Dehnung, bleibt aber der Gleitvorgang nach kurzer Zeit stehen. Es liegt also nahe, anzunehmen, daß Kristalle, die sprunghafte Dehnung zeigen, zahlreiche durch Unvollkommenheiten blockierte Gleitebenen enthalten. Springt ein Gleitvorgang an, so kann er sich nur bis zur nächsten blockierten Ebene fortpflanzen und bleibt dann wegen der eintretenden Verfestigung allmählich stehen.

Diese Auffassung wird dadurch unterstützt, daß man in den meisten bisher bekannten Fällen sprunghafter Dehnung berechtigt ist, die Anwesenheit solcher blockierender Fehler anzunehmen. In einem Falle wurde beobachtet<sup>1)</sup>, daß sprunghafte Dehnung besonders ausgeprägt auftrat, wenn der Kristalldraht vor der Dehnung hin und her gebogen wurde; je stärker die Schädigung war, um so kleiner schienen die Sprünge zu werden. In

---

<sup>1)</sup> R. Becker u. E. Orowan, a. a. O.

einem anderen Falle<sup>1)</sup> wurden die Zinkkristalle zwar besonders sorgfältig behandelt und aus sehr reinem Material hergestellt; man muß aber auch hier die Anwesenheit blockierender Fehler annehmen, da die Kristalle mit sehr großer Geschwindigkeit aus der Schmelze gezogen wurden (60 cm/Std.). Es ist nun bekannt, daß hohe Ziehgeschwindigkeit unvollkommene Kristalle mit hohem Gleitwiderstand liefert<sup>2)</sup>.

Neben der beschränkten Abgleitung ist das kennzeichnende Merkmal der sprunghaften Dehnung das plötzliche beschleunigte Losgehen des Gleitvorganges; diese Erscheinung wird in 10, ff. erörtert werden. Unabhängig von der Frage nach dem Anspringen des Vorganges kann man aber einsehen, daß die Vorstellung von der räumlichen Begrenzung des Gleitvorganges zusammen mit der schematisierten Fließfunktion aus „Z. K. II“, Gl. (12) bereits ausreichen muß, vom zeitlichen Verlauf des Sprunges Rechenschaft zu geben. Die Gleitgeschwindigkeit hat bei Benutzung der erwähnten Fließfunktion den Wert

$$\frac{dx}{dt} = a(\sigma - c - bx); \quad (10)$$

vernachlässigt man (bei kleinen Sprüngen) die durch die Konstruktion des Polanyi-Apparates bedingte Änderung der Spannung  $s$  während des Sprunges, so liefert die Integration von (10)

$$-\frac{1}{b} \cdot \ln(\sigma - c - bx) = at + C.$$

Für  $t = 0$  sei  $x = 0$ ; dann wird  $C = -\frac{1}{b} \cdot \ln(\sigma - c)$  und

$$-\frac{1}{b} \cdot \ln\left(1 - \frac{bx}{\sigma - c}\right) = at$$

oder

$$x = \frac{\sigma - c}{b} \cdot \left(1 - e^{-\frac{a}{b} \cdot t}\right). \quad (11)$$

Diese Funktion entspricht im Charakter durchaus den photographisch registrierten Kurven<sup>3)</sup>; der einzige merkliche Unterschied röhrt wohl daher, daß in (11) die „Beschleunigungsperiode“ (die Bildung neuer Versetzungen und die Ausdehnung der Gleitzone) nicht berücksichtigt ist.

<sup>1)</sup> E. Schmid und M. A. Valouch, ZS. f. Phys. **75**, 531, 1932. —

<sup>2)</sup> Siehe 9; vgl. W. Boas u. E. Schmid, ebenda **54**, 16, 1929. — <sup>3)</sup> R. Becker u. E. Orowan, a. a. O.

*9. Die miterzeugte Verfestigung der mit hoher Ziehgeschwindigkeit hergestellten Kristalle.*

Um weitere Aufschlüsse über den Mechanismus des Gleitens, namentlich über die Entstehungsbedingungen der sprunghaften Dehnung, zu erhalten, sind Versuche ausgeführt worden, deren Zweck war, die Abhängigkeit der Dehnungskurve von der Vorbehandlung festzustellen und insbesondere Kristalle mit ursprünglich glatter Dehnungskurve durch geeignete Vorbehandlung zu sprunghaftem Gleiten zu veranlassen.

Alle Kristalle sind mit der hohen Ziehgeschwindigkeit 50 cm/Std. hergestellt worden; sie enthielten also<sup>1)</sup> gleitungshindernde Fehlstellen. Diese sind durch wochen- oder monatelange Aufbewahrung bei Zimmertemperatur nicht beseitigt worden, wohl aber durch kurzes Temperiern (30 bis 60 Minuten, bei 200 bis 260° C<sup>2)</sup>). Dementsprechend steigen die ersten Dehnungskurven nicht vorgetempelter Kristalle sehr steil an (Fig. 4, 5 und 7); ein einziges Temperiern genügt aber, den Kristall endgültig in den weichen („normalen“) Zustand zu überführen, in den er dann nach beliebiger Verfestigung durch paartägige Erholung bei Zimmertemperatur zurückkehrt<sup>3)</sup>.

Die nächstliegende Erklärung hierfür wäre die, daß der rasch gezogene Kristall Baufehler enthält, die den Gleitwiderstand ebenso erhöhen, wie die beim Gleiten entstehenden verfestigenden Gitterzerstörungen. Allerdings unterscheidet sich die „mit erzeugte“ Verfestigung von der bei der Verformung entstandenen dadurch, daß letztere bei einer Erholung von einigen Tagen verschwindet, während die miterzeugte Verfestigung selbst nach monatelanger Aufbewahrung bestehen bleibt. Das erinnert lebhaft an die bekannte Tatsache, daß gegossene Metalle keiner (Oberflächen-) Rekristallisation fähig sind, bevor sie verformt werden.

Das steile Ansteigen der jungfräulichen Dehnungskurve rasch gezogener Kristalle würde aber auch eine andere Erklärung zulassen. Besteht die Unvollkommenheit des Kristalls darin, daß in dichter Folge zahlreiche Gleitebenen blockiert sind, so brauchen die zwischen diesen

---

<sup>1)</sup> W. Boas u. E. Schmid, a. a. O. — <sup>2)</sup> Zur Beseitigung der beim Einspannen des Kristalls im Dehnungsapparat (besonders an den Klemmen) auftretenden Verfestigung wurde zwischen dem Einspannen und dem ersten Dehnungsversuch stets eine mehrtägige Erholung eingeschaltet. — <sup>3)</sup> Beim Temperiern wurde der Kristall nie unmittelbar auf hohe Temperatur gebracht, sondern zusammen mit dem Temperaturbad langsam (in 20 bis 25 Minuten), von der Zimmertemperatur ausgehend, angeheizt, damit er noch vor dem Erreichen der (für die in dieser Untersuchung angewendeten sehr kleinen Reckungen entsprechend *hohen*) Rekristallisationsschwelle durch Erholung seine Rekristallisationsfähigkeit verliert.

Ebenen liegenden Teile gar nicht verfestigt zu sein, damit der beobachtete Effekt zustandekommt. Die von einer Kerbstelle ausgehende Gleitung kann nämlich in diesem Falle nur einen ganz kleinen Teil des Kristalls (den zwischen zwei benachbarten blockierten Ebenen liegenden) erfassen, also nur eine kleine Abgleitung hervorrufen. Da nun die Zahl der wirksamsten Kerbstellen wahrscheinlich *sehr klein ist*<sup>1)</sup>, müssen schon nach einer kleinen Dehnung die weniger wirksamen herangezogen werden, was nur durch entsprechende Erhöhung der Belastung möglich ist. Dieser Effekt kann als „Verfestigung durch Erschöpfung des Kerbstellenvorrates“ bezeichnet werden; in etwas abweichender Form ist er von G. I. Taylor<sup>2)</sup> zur Erklärung der Verfestigung im allgemeinen verwendet worden. Ob in unserem Falle diese oder die übliche „wahre“ Verfestigung wirksam ist, könnte erst durch weitere Versuche entschieden werden.

#### *10. Das Entstehen sprunghafter Dehnung durch die Vorbehandlung.*

Durch das Temperiern wird die miterzeugte Verfestigung des Kristalls beseitigt. Während z. B. die Kurve VI/1 (Fig. 4)<sup>3)</sup> noch stetig und steil ansteigt, geht die nach einstündigem Temperiern aufgenommene Kurve VI/2 mit einem scharfen Knick in die Horizontale über; die Spannung im Knickpunkt hat offenbar ausgereicht, einen größeren zusammenhängenden Gleitvorgang anzustoßen, den man schon als einen langsam verlaufenden sehr großen Sprung ansehen muß. Die nach 24stündiger Erholung bei Zimmertemperatur aufgenommene nächste Dehnungskurve zeigt zwei völlig ausgeprägte große Sprünge, die man auch bei der (bei 150° C aufgenommenen) Kurve 4 wiedererkennen kann. Nach 24stündiger Erholung ist dann die Kurve 5 entstanden, in der die beiden Sprünge schon ganz scharf sind.

Noch ausgesprochener zeigt dieselben Erscheinungen der Kristall IV (Fig. 5). Die erste Dehnungskurve ist sehr steil; der folgende (bei 260° C gemachte) Versuch verläuft schon unter Spannungsabfall, der nicht durch die Gitterdrehung zu erklären ist (eine Einschnürung trat nicht auf). Nach weiterem halbstündigen Temperiern bei 260° C wurde dann die bei Zimmertemperatur aufgenommene Kurve 3 erhalten, mit sehr ausgeprägten und großen Sprüngen. Durch die Verfestigung während dieses

---

<sup>1)</sup> O. Reinkober, a. a. O.; E. Orowan, a. a. O. — <sup>2)</sup> G. I. Taylor, Trans. Faraday Soc. **24**, 121, 1928. — <sup>3)</sup> Bei allen Dehnungskurven bedeutet die römische Zahl die Nummer des Kristalls, die arabische die Nummer des mit ihm gemachten Dehnungsversuchs; mit einem Stern sind Versuche mit vorangegangenem Temperiern, mit zwei Sternen Versuche bei hoher Temperatur (200 bis 270° C) bezeichnet.

Versuchs wurden dann die Sprünge verwischt (Kurve 4), nach wiederholter Dehnung bei hoher Temperatur werden sie aber wieder sehr scharf (Kurve 6). Nochmalige Dehnung bei hoher und dann bei Zimmertemperatur mit darauffolgender 24stündiger Erholung führt dann zu einer Kurve 9, die mit 6 fast genau übereinstimmt.

Ebenso lassen die Versuche am Kristall III (Fig. 6) und X (Fig. 7) erkennen, daß die Dehnungskurve mit ihren als zufällig erscheinenden Einzelheiten nach entsprechender Vorbehandlung oft merkwürdig genau wiederkehrt. Diese auffallende Erscheinung läßt sich nach den Erörterungen

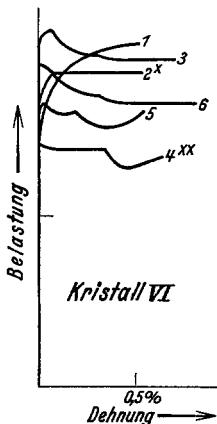


Fig. 4.

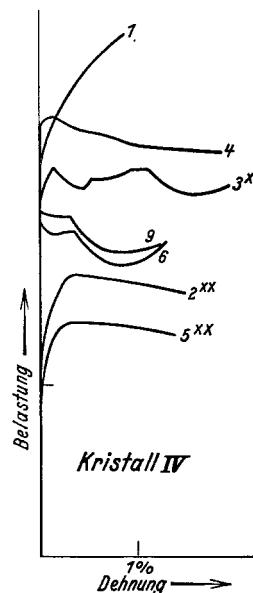


Fig. 5. •

im vorigen Paragraphen zwanglos deuten. Zerfällt der Kristall in eine Anzahl von Bereichen (die etwa durch blockierte Gleitebenen voneinander getrennt sind), auf die sich der in ihnen angestoßene Gleitvorgang beschränken muß, so hat jeder Bereich seine besondere Dehnungskurve und die makroskopische Dehnungskurve entsteht durch Addition der Beiträge der einzelnen Bereiche. (Wie aus „Z. K. II“, hervorgeht, sollte man eigentlich statt der Dehnungskurve die Gleitgeschwindigkeitskurve benutzen; doch kann man sich hier, wo es sich nur um qualitative Folgerungen handelt, mit der Dehnungskurve begnügen, um so mehr, als im Einzelfalle die Gleitgeschwindigkeit eine viel weniger glatte und daher weniger übersichtliche Funktion der Schubspannung ist). Jeder Sprung entspricht nun dem Anspringen eines Bereiches; jeder Bereich hat anderer-

seits ihre wirksamste Kerbstelle von bestimmter Kerbwirkung. Nun braucht man nur anzunehmen, daß die Beschaffenheit der einzelnen Bereiche und der wirksamsten in ihnen liegenden Kerbstelle sich einigermaßen

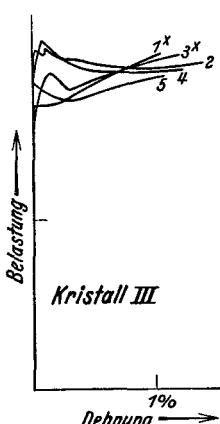


Fig. 6.

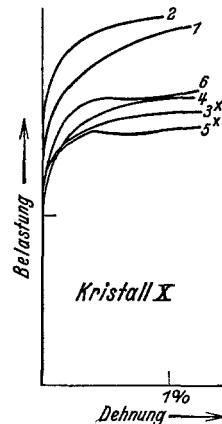


Fig. 7.

erhält; daraus folgt dann unmittelbar, daß sowohl die Reihenfolge, in der die Bereiche in Aktion treten, als auch die ihnen zukommende Abgleitung und damit die Form der Dehnungskurve sich annähernd erhalten muß.

### 11. Die Gleitverzögerung.

Nach den bisherigen Vorstellungen über Verfestigung und Erholung war es selbstverständlich, daß das Liegenlassen eines gedehnten Kristalls nur eine Erholung, also *Rückgang* des Gleitwiderstandes, verursachen kann; eine *Verfestigung* beim Liegenlassen war ganz undenkbar.

Es ist deshalb als Stütze der im Vorstehenden entwickelten Anschauungen von besonderer Bedeutung, daß *eine Erhöhung des Gleitwiderstandes beim Ruhelassen des Kristalls bzw. nach einer Unterbrechung des Dehnungsversuches sehr wohl auftreten, ja zusammen mit der sprunghaften Dehnung mit großer Sicherheit hervorgerufen werden kann*<sup>1)</sup>). Man sieht z. B., daß die Dehnungskurve IV/4 durchwegs bei höheren Spannungen verläuft, als die höchste Spannung, die beim vorangegangenen Versuch 3 erreicht wurde; beide Kurven wurden unter ganz gleichen Bedingungen aufgenommen, sie sind nur durch eine Ruhepause von 24 Stunden bei Zimmertemperatur voneinander getrennt. Noch ausgeprägter ist dieser Effekt

<sup>1)</sup> Rekristallisationserscheinungen konnten an den Kristallen, über die in den vorliegenden Mitteilungen berichtet wird, *nicht* beobachtet werden (vgl. Fußnote 3 auf S. 647).

bei den Kurven 8 und 9; ebenso tritt er auf zwischen den Kurven VI/2 und 3 (Fig. 4). Beim Versuch VI/6 zeigt der Kristall keine Spuren von Dehnung, bis eine Spannung erreicht ist, die die höchste beim vorigen Versuch erreichte um 12% übertrifft. Zahlreiche andere Fälle dieses Anwachsens des Gleitwiderstandes während einer Ruhepause sind bei den hier nicht wiedergegebenen Versuchen festgestellt worden.

All diesen Fällen scheint gemeinsam zu sein, daß die zweite Kurve jene Labilität zeigt, die in einer Spannungsabnahme während der Dehnung besteht und den Tatbestand der sprunghaften Dehnung darstellt; E. Schmid hat für sie die treffende Bezeichnung „Gleitentfestigung“ geprägt<sup>1)</sup>. Offenbar stößt dabei das Anspringen des Gleitvorganges auf irgendwelche Schwierigkeiten, so, daß die Spannung stark erhöht werden muß, damit das Gleiten losgeht; sobald es aber einmal in Gang gekommen ist, verschwindet die Hemmung und die zu ihrer Überwindung erhöhte Spannung erzeugt eine so hohe Gleitgeschwindigkeit, daß die Kraftmeßfeder des Polanyi-Apparates sich teilweise entspannt und so das gewohnte Bild sprunghafter Dehnung produziert. Man kann diese „Gleitverzögerung“ treffend mit den Keimbildungsschwierigkeiten vergleichen, die bei Phasenumwandlungen (z. B. beim Erstarren einer Schmelze) auftreten. Die „Verfestigung“, die die zweite Kurve der ersten gegenüber aufweist, besteht danach nicht in einer tatsächlichen Erhöhung des Gleitwiderstandes; sie ist eine Art *Keimbildungsschwierigkeit*, die sich dem Zustandekommen des „Gleitungskeimes“, der lokalen Gleitung, entgegensezt.

Besonders eindringlich werden diese Verhältnisse durch die Versuchsreihe mit dem Kristall III (Fig. 6) illustriert. Vor den Versuchen 1, 3 und 5 wurde der Kristall eine Stunde lang bei 240 bis 270° C getempert; die Versuche 2 und 4 wurden dagegen nach Ruhepausen von 24 Stunden bei Zimmertemperatur gemacht. Obwohl bei allen Versuchen sprunghafte Erscheinungen auftreten, zerfallen sie ganz klar in zwei wohldefinierte Scharen: die nach dem Tempern aufgenommenen Kurven zeigen ansteigenden, die übrigen abfallenden Charakter, und die beiden Scharen vereinigen sich dann nach einiger Gleitung, wenn die Folgen der anfänglichen Gleitverzögerung überwunden sind. Da die Kurven der Reihe nach einmal der einen, dann der anderen Schar angehören, ist der Einfluß einer fortschreitenden Entartung (Gitterdrehung, Rekristallisation, chemische Veränderungen) kaum denkbar. Rekristallisation konnte (nach Ätzen) nicht beobachtet werden.

<sup>1)</sup> Nach freundlicher mündlicher Mitteilung von Herrn Prof. Schmid. Vgl. auch W. Boas u. E. Schmid, ZS. f. Phys. 54, 16, 1929, insbes. S. 23f.

Neben der relativ kleinen Abgleitung des Elementarvorganges ist das Auftreten der Gleitverzögerung das Hauptmerkmal der gewöhnlichen sprunghaften Dehnung. Ohne Gleitverzögerung könnte wohl bei raschem Absterben und geringer Häufigkeit der elementaren Gleitvorgänge eine treppenförmige Dehnungskurve entstehen; es könnten aber niemals Sprünge unter Spannungsabnahme<sup>1)</sup> oder gar sprunghafte Fließen<sup>2)</sup> zustande kommen.

### *12. Fortsetzung.*

Die Ursache der bei der Gleitverzögerung vorhandenen Hemmung kann offenbar nicht in einer Erschwerung der anstoßenden lokalen Gleitung durch die Verfestigung des vorherigen Dehnungsversuches bestehen. Aus den mitgeteilten Kurven sieht man sofort, daß die Gleitverzögerung durch eine vorhandene Verfestigung eher abgeschwächt wird; sie erscheint dagegen besonders stark an vollkommen erholten Kristallen.

Man könnte auch daran denken, daß der Gleitvorgang im Innern des Kristalls losgeht und zur Ausbildung einer nicht bis zur Kristalloberfläche durchgehenden Gleitzone führt<sup>3)</sup>; die bei der Plastizierung von Steinsalz in Wasser gemachten Erfahrungen könnten dann zur Vermutung führen, daß die Oberfläche einen besonderen Widerstand den Gleitvorgängen entgegengesetzt, der erst bei weiterer Spannungssteigerung überwunden wird.

Am naheliegendsten erscheint es aber, die Ursache der Gleitverzögerung in dem *Fehlen hinreichend wirksamer Kerbstellen* zu erblicken. Die Kerbwirkung der sich im Laufe des Gleitvorganges bildenden und ausbreitenden Versetzungen dürfte bei gleicher Spannung und Temperatur immer dieselbe sein (vgl. 13); ist nun die Kerbwirkung der vor der Belastung im Kristall vorhandenen Kerbstellen erheblich kleiner, so muß man zum Anstoßen des Gleitvorganges die Belastung *über den später (zum Aufrechterhalten des Gleitens) erforderlichen Betrag hinaus erhöhen*.

Diese Vorstellung führte dazu, den Kristall IV nach dem Versuch 12 (vorgetempert) folgender Behandlung zu unterwerfen. Einen Tag nach dem Versuch 12 wurden mit ihm bei 25 bis 35° C drei Fließversuche ausgeführt; die Spannung wurde sehr wenig über die Streckgrenze erhöht und dann der Kristall der Wirkung der Kraftmeßfeder überlassen, die eine sehr kleine Dehnung bewirkte. Dann wurde eine 48stündige Erholung bei Zimmertemperatur eingeschaltet und schließlich der Kristall stufenweise steigender Belastung unterworfen. Die Streckgrenze ist bei den Fließ-

<sup>1)</sup> E. Schmid u. M. A. Valouch, a. a. O. — <sup>2)</sup> R. Becker u. E. Orowan, a. a. O. — <sup>3)</sup> Solche Erscheinungen sind polarisationsoptisch von W. Schütze beobachtet worden (vgl. ZS. f. Phys. **76**, 135, 1932).

versuchen zu 300 (in willkürlichen Einheiten) festgestellt worden. Der Mittelpunkt des unter  $45^\circ$  gedrehten Fadenkreuzes lag stets in unmittelbarer Nähe eines Skalenstriches; wegen der Empfindlichkeit dieser Einstellung hätte eine Dehnung von *einem Zehntausendstel Prozent* festgestellt werden können. Die Belastung wurde in Stufen von je 10 Einheiten von 280 bis zu 380 erhöht, ohne daß in je 8 bis 48 Minuten eine Dehnung festgestellt werden konnte. Die Belastung von 390 (*die also um 30% höher war als die Streckgrenze*) konnte der Kristall etwa 5 bis 6 Minuten lang ohne beobachtbare Dehnung tragen; dann trat ein gewaltiger Sprung ein und von da ab floß der Kristall stetig bei einer Spannung, die sich in zwei Stunden von 310 auf 300 gesenkt hat, im Einklang mit dem Ergebnis der vorangehenden Fließversuche.

Im Gegensatz zu den bisherigen Erfahrungen, die das Nichtvorhandensein einer strengen Elastizitätsgrenze ergeben haben, wurde damit ein Fall vollständiger Dehnungslosigkeit bis zu Spannungen hinauf, die die normale Streckgrenze des Kristalls erheblich überschritten haben, festgestellt. Natürlich hat die höchste vom Kristall noch getragene Spannung nicht die Bedeutung einer physikalisch sinnvollen reproduzierbaren Elastizitätsgrenze; es handelt sich nur um eine von Fall zu Fall verschiedenen starke Hemmung der Gleitkeimbildung, ähnlich der Unterkühlung oder Übersättigung. Ist eine solche Gleitverzögerung nicht vorhanden, so kann es nach der Beckerschen Formel keine strenge Elastizitätsgrenze geben; auch eine Gleitverzögerung könnte sich ja nicht unendlich lange aufrechterhalten (bei ungeänderter Belastung), sondern sie wird nach hinreichend langer Zeit durch eine besonders starke Spannungsschwankung beendet.

Dieser hier in besonders krasser Form angetroffene Effekt läßt sich auch in den Fig. 4 und 5 wiederfinden, so an den Kurven IV/6, IV/9, VI/4 und VI/6; es handelt sich also um eine häufigere Erscheinung. Sie erlaubt eine Folgerung, die oben auf anderem Wege bereits gemacht worden ist („Z. K. II“, 5). Da Gleitverzögerung auch nach einer praktisch vollkommenen Erholung vorkommt und die dabei auftretenden Spannungen die höchste Spannung des vorigen Versuches bedeutend übertreffen können, ist ohne weiteres klar, daß sie (und damit auch die sprunghafte Dehnung) *kein Erholungseffekt sein kann*.

Die auf die Gleitverzögerung folgende sprunghafte Dehnung stellt ein Beispiel jener Labilitätserscheinungen dar, bei denen ein molekularer Vorgang eine makroskopische Änderung auslöst, wie z. B. bei den Keimbildungsvorgängen (vgl. die Wilsonsche Kammer), beim elektrischen Durchbruch (vgl. den Spitzenzähler) u. a.

### 13. Die Existenz der Fließfunktion.

Die bisherigen Ergebnisse ermöglichen es, zur Frage zurückzukehren, wieweit die Annahme einer bestimmten Fließfunktion mit der durch die Sprünge bedingten Unreproduzierbarkeit der Dehnungs- und Gleitgeschwindigkeitskurve vereinbart werden kann.

Es ist vor allem klar, daß eine Fließfunktion sich nur auf die *wahre* Gleitgeschwindigkeit beziehen kann; werden neue Teile des Kristalls vom Gleiten erfaßt, so tritt ihre Gleitgeschwindigkeit additiv zur bisherigen hinzu. Allerdings ist die *Dehnungs-* bzw. *Verfestigungskurve* diesen additiven Änderungen der Gleitgeschwindigkeit gegenüber, die ihre Größenordnung meist nicht beeinflussen, ziemlich unempfindlich, wie es in „Z. K. I“, 3 gezeigt wurde.

Viel größeren Einfluß übt auf die Dehnungskurve (und erst recht auf die Gleitgeschwindigkeitskurve) das Auftreten der Gleitverzögerung aus. In diesem Falle kann das Verhalten des Kristalls auch im Mikroskopischen nicht mehr durch eine Fließfunktion beschrieben werden, obwohl die Beckersche Formel gemäß der oben entwickelten Vorstellungen auch jetzt noch gültig bleiben dürfte, wenn man nur die in ihr vorkommende mikroskopische Spannung  $s$  entsprechend der verminderten Kerbwirkung einsetzt. Mit Rücksicht auf unsere Auffassung der Gleitverzögerung als einer Art Keimbildungsschwierigkeit folgt aber hieraus noch nicht die Unmöglichkeit einer Fließfunktion, ebenso wie auch die Annahme eines scharfen Schmelz- oder Siedepunktes durch Unterkühlungs- oder Übersättigungserscheinungen nicht widerlegt wird. Die Frage ist nur, ob *nach* Überwindung der Gleitverzögerung ein reproduzierbares Verhalten im Mikroskopischen erwartet werden kann oder nicht. Sowohl theoretische als auch experimentelle Anhaltspunkte sprechen dafür, daß diese Frage zu *bejahen* ist. Theoretisch kommt es hierbei darauf an, ob die Kerbwirkung der beim Gleiten entstandenen wandernden Versetzungen im Mittel immer dieselbe ist oder noch von der Beschaffenheit der ursprünglichen Kerbstellen abhängt. Nun ist es kaum vorstellbar, daß der ganze lawinenartige Gleitvorgang stets noch den Stempel der anstoßenden Kerbstelle auf sich trägt. Von der *experimentellen* Seite her muß man beachten, daß nach Überwindung der im vorigen Paragraphen beschriebenen großen Gleitverzögerung am Kristall IV das Fließen bei derselben Spannung weiterging, wie vor der Gleitverzögerung; ebenso zeigt Fig. 6, daß die beiden *mit* und *ohne* Gleitverzögerung zustandegekommenen Kurvenscharen sich schließlich zu vereinigen scheinen. All das spricht für die Berechtigung der in „Z. K. II“ gemachten Annahme, daß es *im Mikroskopischen tatsächlich eine reproduzier-*

bare Fließfunktion gibt und daß die sprungartigen Schwankungen der Gleitgeschwindigkeit nur den Charakter von Keimbildungsschwierigkeiten besitzen.

#### 14. Kristallplastizität und amorphe Plastizität.

Der Unterschied im plastischen Verhalten von Kristallen und von amorphen Körpern (unterkühlten Flüssigkeiten) beschränkt sich nicht auf das Vorhandensein bzw. Fehlen kristallographischer Merkmale (Gleitebenen und Gleitrichtungen). Es besteht außerdem ein grundlegender Unterschied in der Abhängigkeit des Gleitwiderstandes von der Spannung und der Temperatur. Während amorphe Körper im wesentlichen dem Newtonschen Reibungsgesetz folgen (Deformationsgeschwindigkeit proportional der maßgebenden Spannung), ist das Verhalten der Kristalle durch das Schmidsche Schubspannungsgesetz gekennzeichnet: bis zu einer ziemlich scharf bestimmten im Gleitsystem wirkenden Schubspannung erfolgt keine nennenswerte Deformation; nach Überschreitung dieser kritischen Spannung wächst dann die Deformationsgeschwindigkeit so rapide an, daß man nahezu von einer Unabhängigkeit der Spannung von der Deformationsgeschwindigkeit reden kann (ein angenäherter Ausdruck dieses Verhaltens ist die statische Auffassung).

Ebenso groß ist der Unterschied in der Temperaturabhängigkeit des Gleitwiderstandes. Amorphe Körper stellen bei tiefer Temperatur die vollkommensten Beispiele ideal elastischen Verhaltens dar (z. B. Quarzglas); bei Annäherung an ein für sie eigenständiges Temperaturgebiet werden sie aber rasch weich und unfähig, ihre Form auch geringsten Kräften gegenüber zu erhalten. Kristalle sind dagegen, wenn überhaupt, dann auch bei tiefsten Temperaturen deformierbar, sogar bei nicht viel höheren Spannungen; sie bewahren aber bis zum Schmelzpunkt eine überraschende Widerstandsfähigkeit kleineren Kräften gegenüber (es gibt natürlich Übergänge zwischen dem „typischen“ Kristall und dem amorphen Körper, so z. B. hochmolekulare organische Stoffe wie Fette usw.). Ein lehrreiches Beispiel für diesen Unterschied bietet die Glühlampentechnik<sup>1)</sup>; während polykristalline Wolframdrähte bei Zimmertemperatur fester sind als Einkristalle, da die Nachbarkristallite die freie Betätigung der Gleitebenen hindern, sind bei der Betriebstemperatur der Lampe Einkristalldrähte oder Drähte aus langen, mit großer Berührungsfläche aneinanderstoßenden Kristallen sehr viel widerstandsfähiger. Die Kristallite verschieben sich nämlich bei hoher Temperatur längs der als amorph aufzufassenden Korngrenzen selbst unter der Wirkung kleinster Kräfte.

<sup>1)</sup> R. Becker, ZS. f. techn. Phys. 7, 547, 1926 insbes. S. 554.

Die prinzipielle Erklärung des unterschiedlichen Verhaltens von Kristall und amorphem Körper wurde von R. Becker<sup>1)</sup> gegeben. Es dürfte jedoch nicht überflüssig sein, noch etwas ausführlicher auf diese Frage einzugehen. Die Gleitfähigkeit der Kristalle (soweit sie vorhanden) ist offenbar durch die gleichzeitige Anwesenheit folgender beiden Eigenschaften der Gleitebenen gegeben:

1. Eine Verschiebung der Kristallhälften längs der Gleitebene in der Gleitrichtung um das ganzzahlige Vielfache eines Atomabstandes stellt die ursprüngliche mikroskopische Konfiguration wieder her.

2. Die Energieschwelle, die man bei dieser Verschiebung je  $\text{cm}^2$  der Gleitfläche überwinden muß, ist *merklich kleiner als die doppelte Oberflächenenergie der Gleitfläche*. Bezeichnet  $\alpha$  die Oberflächenenergie einer Kristallfläche,  $\eta$  die beim Gleiten in dieser Fläche in einer bestimmten Richtung je  $\text{cm}^2$  zu überwindende Energieschwelle, so dürfte die Größe

$$P = \frac{2\alpha - \eta}{2\alpha} \quad (12)$$

ein Maß für die Gleitfähigkeit der betreffenden Fläche in der betreffenden Richtung darstellen, oder, wenn man sie auf das bevorzugte Gleitsystem eines Kristalls bezieht, *ein Maß für die Plastizität (Verformbarkeit) des Kristalls*. Wäre nämlich  $2\alpha \leq \eta$ , so würde die zur Einleitung des Gleitens nötige Arbeit bereits ausreichen zur vollständigen Trennung beider Kristallhälften. Da die Gleitung nicht gleichzeitig in der ganzen Gleitebene erfolgt, braucht die Bedingung  $2\alpha \leq \eta$  noch nicht vollkommene Sprödigkeit zu bedeuten; es ist aber einleuchtend, daß mit abnehmendem (algebraischem) Wert von  $P$  die Gefahr eines frühzeitigen oder sofortigen Bruches wächst. Bei Metallen dürfte  $P$  besonders groß sein; für ein Gleiten in der Würfelebene von Steinsalz parallel zur Würfelkante ist er dagegen ungefähr — 1; das letztere Gleitsystem ist also unmöglich.

Man kann nun verstehen, warum z. B. bei Metallen die Gleitflächen die am dichtesten belegten Netzebenen sind. Je dichter eine Netzebene belegt ist und je weiter von ihr die nächste Parallelebene entfernt ist, um so „glatter“ ist das in der Nachbarebene wirkende Kraftfeld, — um so näher steht es dem *ganz glatten* Feld einer gleichmäßig belegten Ebene, für die  $\eta = 0$  wäre bei bestimmtem Wert von  $\alpha$ . Das Vorhandensein von Ebenen mit besonders glattem Kraftfeld ist offenbar die Ursache der hohen Gleitfähigkeit vieler Kristalle selbst bei Abwesenheit von Wärmebewegung.

Die Schubfestigkeit amorpher Körper beim absoluten Nullpunkt ist viel *größer*, weil es keine „glatten Ebenen“ gibt (nicht einmal Ebenen,

---

<sup>1)</sup> R. Becker, a. a. O., sowie Phys. ZS. **26**, 919, 1925.

die nicht durch zahlreiche Atome oder Moleküle hindurchgehen würden); nach ihrer Überwindung erfolgt *kein Gleiten, sondern Bruch*, weil es keine Identitätsperiode und vor allem keine präformierte Gleitebenen gibt, in denen sich der elementare Gleitvorgang ausbreiten könnte. Daher die Sprödigkeit amorpher Körper bei tiefer Temperatur.

*Erhöht man die Temperatur*, so ändert sich die Streckgrenze des Kristalls nur wenig; wegen der Größe des Schwankungsvolumens  $V$  in (1) sind nämlich kritische Spannungsüberschreitungen bei den in Frage kommenden Temperaturen sehr selten, wenn man die mikroskopische Spannung  $s$  nicht in unmittelbare Nähe der Schubfestigkeit  $S$  bringt. Die Wärmebewegung kann also die Größenordnung der Streckgrenze im allgemeinen nicht ändern. — Ganz anders bei amorphen Körpern. Während bei Kristallen die Teilchen kaum Platz haben, aneinander vorbeizukommen, so daß man eine große Zahl (die im Volumen  $V$  befindlichen) gleichzeitig bewegen muß, damit die elastische Kopplung mit den Nachbarn eine hinreichende Verschiebung erlaubt, sind sie beim amorphen Körper bei erreichbaren Temperaturen schon einzeln beweglich, wie die Erscheinungen der Diffusion zeigen<sup>1)</sup>. Faßt man den Faktor neben  $1/kT$  im Exponenten der Beckerschen Formel als eine *Aktivierungsenergie* auf, die aufgebracht werden muß, damit eine thermisch angestoßene stabile mikroskopische

<sup>1)</sup> A. Smekal versuchte, die Kristallplastizität als einen durch lokale Spannungserhöhungen begünstigten Diffusionsvorgang aufzufassen (vgl. seine Darstellung in Geiger-Scheel, Handb. d. Phys., 2. Aufl., Bd. XXIV/2, S. 892ff.; hier weitere Literaturangaben). Die von ihm gemachte Grundannahme, es könne durch Diffusion eine makroskopische Formänderung von Kristallen zustande kommen, dürfte jedoch nicht zutreffen. Betrachtet man beispielsweise einen Riß in einer Gleitebene (Fig. 8a), so können zwar Teilchen das Bestreben



Fig. 8a.

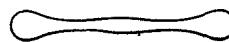


Fig. 8b.

Fig. 8a. Bei Zugbeanspruchung senkrecht oder Schubbeanspruchung parallel zu einem Riß entsteht eine Konzentration freier (elastischer) Energie um den Kerbgrund herum (schraffierte Stellen), die den Dampfdruck dieser Teile erhöht.

Fig. 8b. Infolge ihres höheren Dampfdruckes können die Teile am Kerbgrund nach den weniger gespannten Stellen hin diffundieren bzw. verdampfen, wodurch eine Abrundung der Kerbe entsteht.

haben, die sehr stark gespannten Rißenden zu verlassen und sich an weniger beanspruchten Stellen anzulagern; als Resultat dieses Diffusionsvorganges wird aber keine Betätigung der Gleitebene eintreten, sondern es werden einfach die scharfen Rißenden abgerundet, der Riß „heilt sich aus“ und hört damit auf, kerbwirksam zu sein (Fig. 8b). — Aus diesem Grunde kann der von ihm vermutete Effekt auch bei der amorphen Plastizität keine Rolle spielen; diese scheint überhaupt eine ziemlich *unempfindliche* Eigenschaft zu sein, im Gegensatz zur Kristallplastizität und zur Reißfestigkeit amorpher und kristalliner Körper.

Konfigurationsänderung (lokales Gleiten beim Kristall, Platzwechsel beim amorphen Körper) eintritt, so ist diese Aktivierungsenergie ebenso wie der Gewichtsfaktor  $C$  für den Elementarprozeß der amorphen Plastizität viel kleiner; die Temperaturkurve springt also hier weniger steil in die Höhe. Ihr Charakter entspricht aber doch der Beckerschen Funktion, wie es die Existenz eines Erweichungsintervalls zeigt.

Es bleibt noch der Unterschied in der Art der Abhängigkeit von der angelegten Spannung zu erklären. — Die Aktivierungsenergie  $\frac{V(S-s)^2}{2GkT}$  wird mit der Annäherung der mikroskopischen Spannung an die theoretische Schubfestigkeit sehr rasch erniedrigt<sup>1)</sup>; daraus folgt das rasche Ansteigen der Fließgeschwindigkeit bei einer bestimmten Spannung, also die Existenz einer Streckgrenze. Bei den amorphen Körpern ist dagegen die Platzwechselbewegung im wesentlichen thermischen Ursprungs, die Spannung verursacht nur eine Anisotropie von ihr<sup>2)</sup>, die im Vergleich zu ihrem Gesamtbetrag klein ist und deshalb linear von der Spannung abhängt. Das wäre die Begründung des Newtonschen Reibungsgesetzes.

### *15. Zusammenfassung des gewonnenen theoretischen Bildes der Kristallplastizität.*

Nach dem obigen kann man sich von der Kristallplastizität folgendes Bild machen.

*Würde man die Wärmebewegung vernachlässigen, so müßte bei Überschreitung der theoretischen Schubfestigkeit Gleitung eintreten, deren Geschwindigkeit im wesentlichen nur durch Trägheitswirkungen bestimmt ist (ihre obere Grenze wäre die Schallgeschwindigkeit) und die sich so lange fortsetzen würde, bis infolge der entstehenden Verfestigung die Schubfestigkeit so groß geworden wäre wie die herrschende Schubspannung. Mit einem Wort, es würde die statische Auffassung gelten.*

*Berücksichtigt man die Wärmebewegung, so tritt als grundlegende dynamische Größe die Beckersche Funktion (1) an Stelle der theoretischen Schubfestigkeit. In Fig. 9 stellt  $OAB$  das Verhalten des Kristalls bei Vernachlässigung der Wärmebewegung dar (entsprechend der statischen Auffassung); die Gleitgeschwindigkeit ist bis zum Erreichen der theoretischen Schubfestigkeit Null, dann springt sie senkrecht in die Höhe.*

---

<sup>1)</sup> Bei den chemischen Vorgängen sind Aktivierungsenergien meist keiner äußeren Beeinflussung zugänglich; hier haben wir aber das Riesenmolekül des Kristalls „in der Hand“ bzw. zwischen den Klauen des Dehnungsapparates.

<sup>2)</sup> Dieser Gedanke wurde von R. Becker ausgesprochen anlässlich eines Vortrages vor der Ortsgruppe Berlin der Ges. f. ang. Math. und Mech. (2. 3. 1928).

*Der Einfluß der Wärmebewegung besteht nach der Beckerschen Formel in einer Abrundung des Linienzuges OAB; nun kann theoretisch bei jeder Spannung plastische Deformation eintreten, nur ist die Gleitgeschwindigkeit bei kleineren Spannungen wegen der hohen Aktivierungsenergie des lokalen Gleitvorganges (vgl. 14) verschwindend klein. Die Streckgrenze ist das durch die Temperaturbewegung verschobene und verwaschene Abbild der theoretischen Schubfestigkeit.*

Berücksichtigt man außerdem die im Kristall vorhandenen Kerbstellen, so hat man die infolge ihrer Kerbwirkung erhöhte Spannung an Stelle der makroskopischen in (1) einzusetzen; man erhält dadurch die Häufigkeit thermisch angestoßener Gleitvorgänge an der Kerbstelle. Um eine lokale Gleitstelle herum bildet sich eine Versetzungszone, die ebenfalls als Kerbstelle wirkt, unter Mitwirkung der Wärmebewegung den Gleitvorgang in der eigenen Gleitebene und nach den Nachbarebenen zu ausbreitet und so eine von außen wahrnehmbare Abgleitung erzeugt, deren Geschwindigkeit ebenfalls durch die Beckersche Formel gegeben ist. Die Summe aller Abgleitungen (Gleitgeschwindigkeiten) in einem Gleitebenenbündel von 1 cm Dicke gibt die makroskopische Abgleitung (Gleitgeschwindigkeit) an. — Die Kerbwirkung der im Laufe des Gleitvorganges entstehenden Versetzungen und damit die (wahre) Gleitgeschwindigkeit scheint nur von der Schubspannung und der Temperatur (und eventuell der Verfestigung) abzuhängen; hieraus folgt die Existenz einer *Fließfunktion*.

Ich möchte meinen herzlichsten Dank aussprechen Herrn Prof. M. Polanyi (Manchester) für fruchtbare Diskussionen; Herrn Prof. E. Schmid (Fribourg) und Herrn Dr. W. Fahrenhorst (Dortmund) für freundliche Überlassung des Kristallziehapparates des ehemaligen Kaiser Wilhelm-Institutes für Metallforschung bzw. Hilfe bei dessen Inbetriebsetzung; Herrn Dr. H. Closs und Herrn Dr. Ing. W. Hellström vom Mineralogischen Institut der Technischen Hochschule Berlin für freundliche Hilfe bei den Dehnungsversuchen; Herrn Mechaniker B. Wempe vom Institut für theoretische Physik der Technischen Hochschule Berlin für den verständnisvollen Umbau des Dehnungsapparates, und der *Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft* für die Überlassung des Polanyischen Dehnungsapparates.

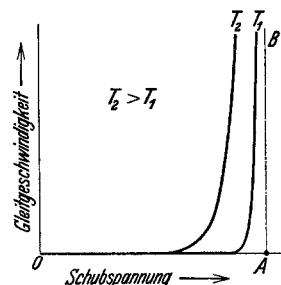


Fig. 9.