単結晶ならびに多結晶金属の変形における問題点

—特に変形の不均一性の立場から—

藤 田 広 志*

1. はじめに

転位論の出現によって、構造敏感といわれた材料の機械的性質の本質が次々と解明されてきた。それにもかかわらず、現在でもなお転位論で材料の機械的な性質を定量的に取扱うことには多くの問題点があり、ミクロな転位論とマクロな材料の性質との結び付けは依然として困難視されている。そこで、このような両者のギャップが何処にあるのかについて考えてみよう。

一般に材料の機械的性質を取扱う場合は、まずその材料の応力-歪線図を求めることから始まる。ところで、この応力-歪線図から直接材料の塑性変形のような機械的性質を論ずることのできる必要条件は、応力および歪が試料全面にわたって均一である場合に限られる。そのような応力-歪線図を図1および2の曲線aとする。ところがすべり帯の形成でもわかるように、変形は尺度の差

図1 不均一変形と応力-歪線図。
(a) 均一変形, (b) 完全不均一変形

図2 応力集中箇所の発生と応力-歪線図。
(a) 応力集中なし, (b) 応力集中係数一定,
(c) 応力集中係数が変形とともに増加

こそあれ本質的に不均一に起り、しかも応力集中現象(その係数を K とする)を一般に伴う。図1の曲線bは変形が完全に不均一であり、しかもそのような局所的変形領域の応力場がリューダース帯的に互いに干渉しない場合の応力-歪線図を代表的に表わしている。一般には、これら局所的な応力場は互いに僅かずつ干渉し合うので、実際の応力-歪線図は曲線aとbの間に位置することになる。図2は応力集中によって変形が進行する場合の例で、曲線bは K が一定の場合、cは K が変形とともに増加する場合の応力-歪曲線を示している。この応力集中現象は上述の変形の不均一性と密接な関係にあり、変形が起り難い場合には試料の応力集中箇所では変形は発生し易く、一度そのような変形が起ると応力集中は持続されるが、その変形過程は材料の加工硬化との関係で同一場所でネッキングのように K を増加させる場合と、リューダース帯のように K が一定でその位置が移動する型とに大別される。

以上のように、どの材料でも殆んど例外なく起る変形の不均一性は応力-歪線図を決定する重要な要因であるが、この現象には材料そのものに依存する場合と試験法に依存する場合とがあり、一見複雑なために系統的な研究は殆んどなされていなかった。しかし最近では測定方法も長足の進歩を遂げ、また個々の現象も次第に解明されている。そこで本稿では、主として私達の研究室で確かめた結果にもとづいて材料における変形の不均一性の種類とそれらの原因について整理して、ミクロな現象とマクロな現象の結び付けに対する問題点を検討してみた。

2. 単結晶における不均一変形

(1) 転位の増殖とシュミット因子

塑性変形の際に現われるすべり帯は、シュミット因子の最も大きいすべり系が活性化され、その系の転位源から増殖された転位が動いた結果として理解されている。

そこで、いま純金属中の転位源が活性化される条件について考えてみると、上記シュミット因子(以後 F と略記)の他に(1)転位源の長さ、および(2)転位源と活性すべり面との関係がある。

* 大阪大学教授；工学部金属材料工学科
Heterogeneous Deformation and Mechanical Properties
of Metals; Hiroshi Fujita (Faculty of Engineering,
Osaka University, Suita)
1975年6月24日受理

一般に FCC と BCC 系金属ではすべり系が多く、たとえその一つのシュミット因子を 0.5 となるように変形しても、0.4 より大きいすべり系は必ず 1 個以上存在するし、0.3 以上となると一般に数個のすべり系がこれに属する。いま外力(σ)によるすべり面上の剪断応力を τ とすると、 $F\sigma = \tau > \mu b/l$ (ここで μ , b および l はそれぞれ材料の剛性率、可動転位のパーガース・ベクトルの大きさおよび転位源の長さとする)の条件を満足する転位源は総て活性化されることになる。この関係で l には数倍以上のばらつきが常にあるが、前述のように F の値が 0.5 と 0.3(後者のすべり系ではすべり帯は一般には現われない)のように極端に違った 2 つのすべり系を考えてみてもそれぞれのすべり面上での τ の相違は 2 倍にもならない。したがって、転位源の活性化には各すべり面上の剪断応力よりも転位源の長さの方が支配する場合がしばしば起る。

いま一つ、結晶成長時に形成された転位源にとって重要なのは、これら転位は互いの線張力で熱的に安定な状態をとっており、そのために図 3 に示すように転位源(A-B)は一般にすべり面上に乗っていない⁽¹⁾ ことである。したがって転位 A-B が転位源として活動するためには一度交又すべりによって近接するすべり面に移り、その後そのすべり面で急速な動きをする[†] が、この際図 3 (b) に示したように転位源 A-B は総てが 1 枚のすべり面上に乗り移るのではなく、A-1-2-3-4-5-B の如く転位の各部分がそれぞれ近くのすべり面の 1 つを選んで交又すべりを起す。写真 1 は Al における六角形転位網の一部(1-2)が転位源として活動した場合の一例⁽¹⁾ であるが、写真 1 (b) でこの種の交又すべり(可動転位が試料表面に抜け出した写真 1 (c) から転位の各成分がおのおの異なったすべり面上を動いたことがわかる)によって転位源が活性化されることがわかる。このような交又すべりは、図 3 において b を共有するすべり面が可動転位 A-B に平行

図 3 転位源の活動と交又すべり。図中 A-B は転位源の可動転位、(b) 図は A-B が近接すべり面へ交又すべりを行って動き始めた状態を表わす。

に近いほど起り易く、また交又すべりの結果できる個々のすべり面上の転位成分も長くなる。このことは、同じ b をもった転位源でもその活性化は単に転位源の長さ l だけではなく、交又すべりによって移り変わるすべり面との幾可的關係によって転位源の実動長さは変化する。また F の小さいすべり系に属する転位源ほど交又すべり面の F は大きくなる傾向があるので、この因子も転位源の活性化には F と逆の作用をすることがしばしばある。

以上の諸因子を考えると、転位の増殖の起り始める変形初期では、転位源の活性化はすべり系のシュミット因子に関係なく、殆んどどの系の転位が動き始めることとなる。また上述の 3 つの因子は転位源ごとに異なるので、すべり系をも含めて変形は場所的に不均一に起ることになる。また図 3 から考えて、活性化された転位は本質的に多数のジョグをもって進行する。

ところで、光顕的に観測されるすべり帯は現象論的にシュミット因子とよい対応を示すことが知られている。次に、このすべり帯の形成と場所的な条件に左右される転位源の活性との関係について考えてみよう。

まず $\tau > \mu b/l$ の条件を満足した転位源は、その転位ループの曲率を急速に大きくする。したがって、十分拡大されたこの転位ループでは最早転位源の長さとか、すべり面との幾可的關係による差は消滅しており、転位の長距離運動を左右するものはすべり面全面に作用している剪断応力の大きさ(すべり系の F の値)と可動転位と交わる他系転位の条件に左右されることになる。次にす

写真 1 六角形転位網の一部(1-2)が転位源として活性化される過程(材料は Al)。(藤田, 山田)

[†] この過程を必要とするため、積層欠陥エネルギーの低い結晶では変形開始応力は高くなる。

すべてのすべり系について転位源の分布関数は近似的に等しいと考えられるので、上述の F 以外の項が働くとしても結果的には F の大きいすべり系で活性化される転位源の総数は他の系に比べて多くなる。しかもこのように一度活性化された転位源からは多数の可動転位が急速に増殖される。したがって一度出遅れた他系の転位源から放出される転位は、優先した転位源から増殖される多くの転位群を横切って進行しなければならず、その移動速度は著しく遅くなる。その結果、出遅れた転位源に働く実際の外力(τ_{eff})はこのように著しく減速された先行転位よりの逆応力(τ_b)によって $\tau_{eff} = \tau - \tau_b$ となるためにいわゆる潜在硬化を起す。そのため、優先転位源は τ の増加とともにますます転位を増殖し易くなるのに反して、出遅れた転位源の活動はさらに抑制されて多数の転位が長範囲に運動することは困難となる。

一方、これら主すべり系の転位はその移動距離の長くなるほど、さらに行程の長い2重交叉すべり(double cross-slip)によって新しい転位源を鼠算式に形成するため⁽¹⁾、主すべり転位の数は急速に増加して材料の降伏現象を起す。これらの結果、降伏点直後に現われるすべり帯は F の大きいすべり系が支配的となり、光顕的なすべり帯とシュミット因子との対応は非常によいことになる。

(2) 個々の転位の運動と転位群の挙動

結晶を降伏点以上に変形した場合に、変形応力を決定する最も重要な因子は転位間の相互作用であることはよく知られている。この転位間の相互作用には個々の転位の挙動より転位群の挙動が遙かに重要である。たとえば(1)既述の潜在硬化現象、すなわち動的な2次すべり系の抑制、(2)転位双極子型の集積転位とかセル構造のような転位群による強大な内部応力の発生、(3)その結果として起る転位の運動の極端な局所的な差、(4)動的および静的作用による隣接転位源の活性(または抑制)、(5)転位群内の個々の転位が孤立した転位とは異なった挙動をすることによる効果、などが考えられる。この中で(5)の性質は従来研究の少ない分野であるが、この効果のために(1)~(4)の特性もまた大幅に影響をうける。したがって、ここでは特はこの(5)の性質について取上げてみる。写真2はW中のセル構造の形成を示した一例⁽²⁾である。このWにおいても短距離の2重交叉すべりによって“prismatic loop”が形成され、それらループに運動転位がからむことによってセル構造が形成されるのはAlの場合⁽³⁾と同様である。いまWを変形した際に、独立した転位(常温では殆んどがらせん転位)が次々と十分な間隔を保って運動する場合にはセル構造はなかなか形成されない。ところが多数の転位が群をなして進

写真2 $\langle 100 \rangle$ 軸に近い方向に引張ったW中のセルの形成と転位の挙動。

(田端, 森(博), 藤田, 石川)

行した場合には、同符号転位群であっても図でみられるように瞬時にして転位群の移動した領域にセル構造が形成される。この現象は、転位群内では個々の転位が互いに近接した状態で進行する結果、その相互作用によって進行中に頻度よく上述の prismatic loop を形成するのに必要な短距離の2重交叉すべりを起す⁽³⁾ために生じたものである。このことは、転位群の挙動は個々の転位が孤立に動いた場合の総和とは異なることを意味し、同じ転位群といっても構成転位の状態、すなわちそれらの総数とか、それらがどの程度の数のすべり面上に広がって進行するかとか、どの程度の間隔で移動するのか、などによってその挙動に著しい変化が起る。これら転位群の挙動は、写真2で見られるように変形抵抗の急増に直結することから、これ自体不均一変形を強める要因である。

(3) すべり帯の発達にともなう不均一変形

既述の(1)および(2)の要因によって決定されるすべり帯は、その発達の過程においてもしばしばよりマクロな変形の不均一性を生ずる。その代表的なものに(i)局所的に異なった系のすべり帯が発達する現象と、(ii)リュースダース帯で代表される試料の一部に発生した変形が連続的に試料に広がる現象とがある。

(i) 局所的に異なったすべりが発生することによる不均一変形

この尺度の不均一変形はいわゆる変形帯(deformation band)と呼ばれるものに属する。この変形帯には(a)一般

に kink 型と呼ばれるものと, (b) band of secondary slip 型と呼ばれるもの, との 2 種類がある. これらについては今まですべり系が比較的単純な稠密六方および面心立方晶金属について詳細に研究されており⁽⁴⁾, 何れも変形にともなう結晶の回転によって試料軸が引張軸よりずれることによって生ずる附加的な応力と密接な関係にあることがわかっていて. また変形にともなう結晶の回転は単一すべりの時に最も著しく起る関係上, 単一すべり系で特に変形帯は顕著に現われる.

今一つこの尺度の不均一変形に属するものに, すべり帯の幅広がりがある. 一般に積層欠陥エネルギーの高い結晶でのすべり帯の幅広がり, は主として 2 重交差すべりによる⁽⁵⁾ことはほぼ確実である. ところが積層欠陥エネルギーの低い結晶では少しその過程が異なる⁽⁶⁾. 図 4 は一例として Cu-8at% Al 合金でのすべり帯の幅広がり, を示したものである. この種の合金では結晶が単一すべり方位の場合には, 後述のリュースダース帯(以後 L-帯) 状のすべり帯の発達を示すのに対して, 2 重すべり系に近いものでは図 4 のように試料全面にわたってすべり帯は発生する. しかしこの場合にも, 個々のすべり帯は (a) と (b) の比較から判るように単一すべり方位の L-帯 状のものに類似した過程で幅広がりを生ずる†.

ところで, 図 4 で観察されるすべり帯は殆んどが主すべり系のもので, 2 次すべり系のもは殆んど現われない. この現象は積層欠陥エネルギーの低い金属の一つの特徴でもあるが, この種の結晶では優先したすべり系の転位は写真 3 のような Taylor 型の転位双極子の集合体

図 4 2 重すべり方位(B)の Cu-8at% Al 合金におけるすべり帯の発達. 写真(a)は応力-歪線図の矢印. (b)は更にこれを 10% 程度引張った場合のすべり模様を示す.

(森(健), 藤田)

† さきに Neuhäuser ら⁽⁷⁾ および北島ら⁽⁸⁾ はこれと同じ現象を中性子線照射を行った純銅で見出しているが, その場合には照射損傷の結果形成された 2 次欠陥が可動転位によって掃かれることによる転位の channeling 現象で説明されている.

を頻度よく形成する⁽⁹⁾. この転位双極子集団は地系の転位に対しては強力な障害物として働くため, 出遅れた 2 次すべり系の潜在硬化は著しくなる. したがって, 積層欠陥エネルギーの低い結晶では 2 重すべり系に近いものであっても, 2 次すべり帯の形成は著しく押えられる. ではこのように 2 次すべり系が押えられているのに何故主すべり帯だけ幅広がりを行ない得るのであろうか? そこで, まずこのようなすべり帯の個々についてその微細構造を調べたのが写真 4 である. これらはレプリカ法による電顕写真であるが, この種のすべり帯は (b) で見られるように間隔の狭い非常に細かいすべりの層からなっていることがわかる. これに対して, (a) は単一すべり系のすべり帯の微細構造を示したもので, 個々のすべり組織はおおのすべり量の大きい単一な断層であり, 隣接するすべり帯との間隔は (b) に較べて広い. したがって (a) の場合には, 結晶成長時の転位源が近くの活性転位源から増殖された転位群によって次々と活性されたと考えて矛盾はない. しかし, 多重すべり系のすべり帯を構成する

写真 3 Cu-9at% Al における板状障害物の形成. (a), (b), (c) の順に応力が増加している.

(森(博), 藤田)

写真4 Cu-8at% Al 合金の単一(a)および2重すべり系(b)単結晶におけるすべり帯のレプリカ写真(b)図の斜めの線は写真の継目)。(森(健), 藤田)

細かい断層の間隔はレプリカ法で見てもこれよりも1桁程度小さく、透過電顕ではこれらの個々の断層は更に写真3で見られるように数100 Å程度の極めて隣接した活性すべり面から構成されている。したがってこのような細かい構造については上述のように既存の転位源を活性化すると考えるのは無理のようである。ここで注目すべきことは、2重すべり系ではすべり帯としては現われないが、かなりの量の2次すべりが活動していることである。この場合、写真3のような強力な障害物の近くでは2重交叉すべりが起り易く、しかも2次すべりによって図5のような一種の“sterile slip”⁽¹⁰⁾を起す可能性が非常に多い。さらに、後述のL-帯状変形の時と同様にすべり帯部では応力集中および附加的応力が生ずることから、局所的に2次すべりの活動は一層促進され、細かいすべり帯の幅広がりは一層容易になると考えられる。これに隣接転位源の活性化がともなって光顯的な幅広がりを生ずると考えられる。

(ii) リューダース帯型の不均一変形

積層欠陥エネルギーの低い合金、例えば既述のCu系

図5 2次すべりによる主すべり帯の幅広がり。

合金とかFe-Mn-C系合金では、単一すべり方位の結晶で殆どのがL-帯型の不均一変形を示し、平行部をもった試料では例外なく試料のチャックに近い箇所からこの種の変形は発生する。その理由については後述の多結晶で触れることとして、ここでは変形の伝播について興味ある問題を2, 3取上げてみる。図6はCu-8at% Alの平板試料を引張変形した場合の一例⁽⁶⁾を示したものである。この合金で特に興味あることは、(1)単一すべり系にもかかわらず既述の変形帯は一切現われない。(2)変形領域の先端部で順次L-帯状にすべり帯を発生してゆくが、この際すべり帯は主すべり系のものだけで、しかもこれらすべり帯は必ず平板の一方の面から発生して他方の面に伝播する(後述の図8参照)。(3)すべり帯の発生した面では、光顯的には個々のすべり帯の幅は狭く、反対の面では幅広く現われる。これらを電顕レプリカ法でみると、前者はおののすべり量の大きい断層が間隔広く配列しているのに対して、後者では細かい断層が密に形成されている。(4)試料を厚くしたり、主すべり系のパーガース・ペルトルを平板面に平行にしたり、または図7のように太目の丸棒試料を使用すると、L-帯状の変形先端の幅は広がる。(5)逆に試料を薄くすると変形先端は非常に狭くなる。この場合には、2重すべり系の試料においても変形はL-帯状となる。これらの現象の(2)~(5)は、変形にともなう結晶の回転に依存するもので、その結果図8のように試料側面で試料が凹の側では引張によってそれを伸そうとする附加的引張応力がかかり、反対の凸側では逆に附加的圧縮応力が生ずる。

図6 単一すべり方位のCu-8at% Al 単結晶におけるL-帯型変形。写真(a), (b), (c)はそれぞれ応力-歪線図の矢印に対応する。

(森(健), 藤田)

図7 7 mm ϕ の Cu-8 at% Al 単結晶の L-帯変形. この試料では L-帯 フロントが広がるとともに, 降伏現象もゆるやかとなる.
(森(健), 藤田)

図8 Cu-8 at% Al 合金単結晶の L-帯型変形先端部におけるすべり帯の発生と伝播. バーガース・ベクトルは T-C の方向にあり, (b) で T 側からすべり帯が発生して C 側に伝播していることがわかる. (森(健), 藤田)

したがって凹側では主すべり面上ですべりの発生が容易となり, 応力勾配に従って凸側へと発達する. この際 2 次すべり系の作用は, 既述の図 5 のように働くので (3) の現象が生ずる. また試料が厚くなると試料の撓曲に対する慣性モーメントの増えることから図 8 の試料撓曲の

曲率半径が大きくなり, 薄くなると逆に曲率半径が小さくなるので, (4) および (5) の結果となる. さらに (1) の現象は, この合金における 2 次すべりの潜在硬化と (3) の現象とによって見掛上主すべりによって図 8 の附加応力が緩和される[†] ためと考えられる.

3. 変形の不均一性と応力-歪線図

以上のように変形の不均一性が生じた場合には当然図 1 で述べたような応力-歪線図に影響を生ずる筈である. その最も典型的なものは L-帯型変形の場合で, この場合には図 6 に見られるように変形領域が試料全面を蔽うまでの変形応力は殆んど不変である.

この際特に注目すべきことは, 見掛上の降伏応力 (σ_y) 前後の変化である. 積層欠陥エネルギーの低い合金の場合には, 光顕的にすべり帯が現われるまでは殆んど弾性領域での直線関係からの“ずれ”は認められないが, 一度すべり帯が現われ始めるとそれらすべり帯は密になり, 変形領域の先端部が明瞭となるまで変形応力の降下がつづく. この応力降下の度合は, すべり帯の発達した変形領域と未変形領域との移り変わりの領域の幅 (以後これを先端部の幅と呼ぶ) が小さいほど急激となり, 鋭い降伏応力の降下を示す. 逆に図 7 のように先端部の幅が広い場合には同図でみられるようにその降下はゆるやかとなる. しかも, 応力降下の量は先端部の幅の狭いほど大きくなる.

以上の結果を図 1, 2 の関係と対応させると次のようになる. (1) 先端部には附加的応力がかかり, 一種の応力集中によって変形は進行する. しかも先端部では, 変形部の試料の断面収縮および表面の断層のためにノッチの場合と同様な応力集中も生じ, 変形は応力の高い先端部だけで進行する. したがって, 一度先端部の通過した変形領域では, 試料に働く応力は常に先端部よりも低く, そのため先端部で変形が集中的に起っている間は既変形領域および未変形領域での変形は生じない. すなわち, 降伏点における応力降下は図 2 の応力集中係数 (K) が一定となるまでの過程として理解され, K を実際に求めると 40 μm 厚さの試料で b が試料面に垂直の場合には 1.2 以上となる. (2) 上述のように応力集中で変形が進行する関係上, 変形領域と未変形領域の相対関係は常に一定の条件下で変形が進行する. したがって, この場合には図 1 の不均一変形での変形応力レベルは一定となる.

[†] 同じ積層欠陥エネルギーの低い合金でも, Fe-Mn-C 合金では kink 型の変形帯が現われる⁽¹¹⁾. この場合には, 僅かな変形によって主すべり面で FCC $\rightarrow$ HCP 変態を起すため, 上述の附加応力がある歪以上は主すべりで十分緩和できないためと考えられる.

同様な現象は図4のように各すべり帯が幅広がり起す2重すべり系方位の試料でも現われる。この応力-歪線図では、**L**-帯型変形をする単一すべり系**A**に較べて、降伏点での応力降下の量は少なく、降伏応力 σ_y は高い。後者は前述の2次すべり系の作用によるが、降伏点での応力降下の量の少ないことは、各すべり帯集団先端部での応力集中度が単一先端部のものほど発達しないためと考えられ、そのために光顕的にすべり帯が試料全面を蔽うまでの試料全体の歪(図で水平な部分)の量は**A**試料に比して小さくなる。しかしこの場合にも応力一定領域のあることから、新しく形成されるすべり帯は既存のすべり帯の影響を殆んど受けず、既述の機構ですべり帯の幅広がり行われるものと考えられる。

不均一変形が“band of secondary slip”の尺度程度に小さくなると、光顕的すべり帯の数が増加するため、個々のすべり帯における応力集中度は益々減少するとともに、近接するすべり帯間ではそれらの転位間の相互作用はその間隔に逆比例して増加する。すなわち、この場合には不均一変形の尺度が細くなるほど、応力-歪線図は次第に拋物線状のものとなり、降伏点における応力降下も現われなくなる。

これらの現象をBCC金属のWについて考えてみる。

写真5は $\langle 100 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$ 軸引張での応力-歪線図⁽¹²⁾の一例であるが、 $\langle 100 \rangle$ 方位のものでは拋物線状のものが、 $\langle 110 \rangle$ 方位では或る変形後にはば変形応力一定の部分がある。これらの試料の転位の挙動を3MV電顕で動的に観察⁽²⁾したのが同図の上下2枚の写真で、すべり面としては前者が4種の $\{112\}$ 面、後者は2種の $\{112\}$ 面が変形の主役となっている。この際 $\langle 100 \rangle$ 方位のものでは、2方向に配列した平行な転位群が試料のほぼ全面で交叉しているのに対して、 $\langle 110 \rangle$ 方位のものでは局所的にはほぼ1種類の $\{112\}$ 面のみが活性で、それらすべり系の異なる領域が交互に隣合っている。すなわち、後者では中間尺度に近い不均一変形を起している。したがって前述の関係から考えて、 $\langle 100 \rangle$ 方位では拋

物線状に変形応力は増加するのに対して、 $\langle 110 \rangle$ 方位のものは見掛上の降伏点らしきものが現われその後は一定の変形応力を示すことになる。

既述のように、結晶の変形は**L**-帯状のものから細かいものはセル構造まで、種々の尺度で不均一に起る。ところで、このように変形が不均一に起る場合には、当然の結果として内部応力の形成に差を生じ、そのような内部応力の近傍ではそのポテンシャルの高さとか性質によって可動転位の速さに差を生ずる。いま固溶原子が存在した場合には、その拡散速度に比べて十分速く動く転位は地の固溶体硬化を除けば殆んど影響を受けないと考えられるのに対して、上述の内部応力の近傍で拡散速度と同程度またはそれより遅くなった転位のまわりには溶質原子の凝集が起るであろう。したがって、固溶原子の存在によって不均一変形は一層強調されることになる。これがいわゆるP-L効果⁽¹³⁾と呼ばれるものであるが、転位のからみが全面的に促進される多重すべり方位のものほどP-L効果が著しくなることが確かめられている⁽¹⁴⁾。この現象は、試料内転位の速度分布を求める手段としても興味深い。

4. 多結晶体における変形の不均一性

単結晶の集合体として理解される多結晶体の変形には、既述の単結晶での性質以外に結晶粒界という要素が加わる。したがって変形の初期においても、多結晶の変形の不均一性は個々の成分結晶粒内だけでなく、これら結晶粒界を介した複雑なものとなる。以下この問題について考えてみよう。

(1) 双結晶における変形過程

従来双結晶は多結晶体の最も基本的な単位として多くの人々によってその変形機構が調べられてきた^{(15)~(19)}。この場合の変形応力は、それぞれの結晶におけるものと、個々の結晶の変形が隣接結晶につたわる時の変形抵抗によって決定される。この中で、各成分結晶の変形

写真5 Wにおける $\langle 100 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$ 軸引張りの際の転位の挙動。応力-歪線図はArgonら⁽¹²⁾の結果から引用。(田端, 森(博), 藤田, 石川)

挙動の寄与は比較的単純に求めることができる⁽²⁰⁾が、粒界を介しての相互作用については色々問題がある。そこで最も条件を単純化するため、一方の結晶のシュミット因子を常に0.5に固定(これを以後 **A** 結晶と呼ぶ)して、今一方の結晶(**B** 結晶と呼ぶ)を **A** 結晶に対して系統的に $\langle 112 \rangle$ および $\langle 110 \rangle$ 軸の周りに回転して tilt および twist 型粒界をもった双結晶を作製した。このような Al 試料を粒界に垂直方向に単純引張りを行って変形してみた⁽²¹⁾が、このような双結晶では何れの試料でもすべり帯として現われる変形は常に **A** 結晶中で常に一定応力(σ_A)で開始する。ついで **B** 結晶の変形が σ_B で起った後、粒界を通して **A-B** 結晶粒のすべりの伝播(この時の応力を σ_{A-B})が起る。この際、歪が 10^{-3} 以下の範囲で次の事項が確かめられる。(a) **A** および **B** 結晶中で現われるすべり帯は、単結晶と同様に各すべり系のシュミット因子の大きい順に形成される。(b) 粒界近傍で測定した双結晶の応力-歪線図は σ_A 以後は **A** および **B** 何れの単結晶のそれよりも常に高い応力を示す。(c) 一方の結晶のすべりによって他方の結晶にすべりが誘起される時は、一般に前者のすべり量は予め粒界近傍で少なくなる。(d) 粒界を通してのすべりの伝播は Livingston ら⁽²²⁾によって提案された次の関係によく従う。

$$\tau_i = \tau [(e_0 \cdot e_i)(g_0 \cdot g_i) + (e_0 \cdot g_i)(e_i \cdot g_0)] \quad (1)$$

ここで τ は変形した結晶のすべりによって粒界を通して相手の結晶中に作用する剪断応力、 e_0 および g_0 は前者でのすべり面法線およびすべり方向、また e_i および g_i は後者で活性化されるすべりのそれを表わし、 τ_i は前者によって誘起される後者のすべり面 i 上に働く剪断応力である。(e) これら2結晶の相互作用によってすべりが誘発される領域は τ_i の大きいほど大きく、またこの場合粒界に蓄積された相手方のすべりによる剪断歪はより緩和される。一方 τ_i の値の小さい場合には、このすべり誘発領域も狭くなると同時に、誘起すべりの起った粒界近傍では急激な加工硬化を生ずる。図9は異方角 19° の tilt 型粒界をもつ Al 双結晶の一例で、歪が 6×10^{-4} のところから応力勾配が急に大きくなっているが、この歪のところから互いに相手側結晶のすべりによって新しくすべり帯が粒界近傍に発生している。その結果各結晶における通常のすべりとこれら誘発されたすべり間の転位群の相互作用によって変形応力が増加する。

以上の結果で、歪が通常の降伏点歪に相当する 10^{-3} 以下でも既に結晶間の相互作用が強く起っていることは特に注目すべきことである。

ところで、上述のように粒界を介しての結晶粒間の相互作用を論ずる場合には、如何にして変形が粒界を通過して隣接結晶粒に伝播するかを知らねばならない。この問題は Li⁽²³⁾ とか鈴木⁽²⁴⁾ などによって転位論的に取扱わ

図9 異方角 19° の単純傾斜型 Al 双結晶における応力-歪線図。(藤田, 豊田, 金築)

れているが、活性転位がそのまま粒界を抜けて通過するのは異方角が数度程度の亜粒界(sub-boundary)の場合とはともかく、一般の異方角が 10° 以上の通常の粒界では隣接結晶粒に新しくすべりを発生することの方が支配的である。写真6は Al 双結晶での粒界近傍の転位の挙動を示した一例であるが、図でみられるように一方の結晶で活性化された転位は粒界近傍にたまるだけで隣接結晶粒中へ抜け出すことは殆んどない。この意味では、通常の粒界を介しての変形の伝播は Hall ら⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾ の考え方が妥当といえる。また図9でも判るように、**A** および **B** 結晶で確認できる変形の開始応力 σ_A および σ_B には大きい差はなく、粒界を介して変形が伝播する σ_{A-B} の応力では両結晶とも既に変形していることは重要で、粒界を介しての変形伝播時には上述の誘起すべりがこれら主すべりの転位との相互作用のもとで起っていることは注目すべきことである。

このように考えると、明らかに一方のすべりが隣接結晶に伝播したと考えられる応力 σ_{A-B} を“粒界強度”と定義することが实际的であり、強度を論ずる場合には適切であると考えられる。そこで、上述の種々の粒界をもった双結晶で得られた σ_{A-B} と異方角との関係を求めてみると図10のようになる。すなわち、粒界の強度は何れの型の粒界の場合にも異方角が十数度までは急激に増大するが、 20° 近辺からは異方角と無関係にはほぼ一定となる。この性質は対称粒界など他の型の双結晶についても同様のようである⁽²⁷⁾。

いま多結晶体を種々の双結晶を不規則に組合せたものであると考えると、多結晶体の粒界は一般には異方角が 10° よりも大きいことから、結晶粒度の大きい場合の各粒界の強度はほぼ一定であるとして取扱える。またそのような条件では、個々の結晶粒の方位およびそれらと隣接結晶粒との組合せも全く不規則となるので、多結晶体の強度はこの σ_{A-B} の平均値を決定する結晶粒度のみ依

写真6 異方角 10° の単純傾斜型 Al 双結晶粒界における転位の挙動。
(a)および(b)はそれぞれ変形の初期および後期のものであるが、粒界近傍では交叉すべりの頻度が多く、可動転位は粒界近傍に(b)のように集積する。(田端, 小野, 豊田, 藤田)

図10 Al 双結晶における粒界異方角と粒界強度。
(藤田, 豊田, 金築)

存することとなり、いわゆる Hall-Petch の関係で代表される多結晶体の強度を表わす式が得られることになる。

なお、最近 10^{-3} 歪以上の変形で双結晶の変形応力が図 11 のように成分結晶の何れの単結晶のそれよりも低くなることが観察されている⁽²⁸⁾。このような双結晶で

図11 10^{-3} 歪以上の範囲における Al 双結晶(Bi)とその成分単結晶(S-A および S-B)との応力-歪線図。(猪子)

は例外なく両結晶の主すべり間で式(1)の右辺の括弧の値が大きく、双結晶における変形応力の低下は変形とともにこの τ_k によって相互に変形が促進される結果として矛盾なく説明できる。

(2) 応力-歪線図と不均一変形

上述のように、多結晶においても変形は本質的に不均一に起る。そこで典型的な不均一変形である **L**-帯型の変形について変形と応力-歪線図の関係を考えてみよう。

(i) 見掛上の降伏点

まず **L**-帯型変形は既述のように単結晶の場合にも積層欠陥エネルギーの低い金属ではしばしば起る。この場合には転位源での可動転位の交差すべりが難しく、そのために転位源の活性化に高い応力を必要とすることに原因があると考えられる。すなわち、高い応力で増殖または活性された転位は、その後は容易に動き得る。しかも一度活性された転位は既に述べた種々の理由で更に増殖したり、他の転位源を活性化するため、転位源が活性され難い結晶では一度活性化された転位源の近傍では未変形の領域に比して遙かに容易に変形が進行する。この条件は溶質原子などで転位が固着され易い結晶についても同様であるし、多結晶についても同様の条件が成立する場合に **L**-帯型の変形を生ずる。

ここで大切なことは、このように転位源が活性され難い条件下では、僅かな応力集中であっても、そこで転位源が優先的に活性されればたちまちそこから **L**-帯型変形が発生するということである。もちろんこの場合にも、変形機構が単純で変形によって強力な障害物が形成され難い場合、すなわち加工硬化係数の低い結晶では、一度発生した変形は材料のネッキングによって益々促進され、破断にまでつながる。

ところで、多結晶体の場合には変形が個々の結晶粒を単位として起る。この場合に応力-歪線図は変形過程とどのように対応するかを知る必要がある。図 12 はチャック近傍で変形が発生する Fe の平板試料を引張った場合の一例⁽³⁸⁾であるが、試料はまず a 点で一部に変形が

図 12 Fe 多結晶における変形領域と応力-歪線図。
(藤田, 柴田)

起る。この変形は次第に発達して b 点で試料を横切る。その後 **L**-帯フロントが形成されるまで変形とともに応力は低下し、c 点に達すると **L**-帯フロントの定常な移動が始まる。この現象は b 点で既に変形が試料を横切っているにもかかわらず応力-歪線図で応力極大を示すという点で非常に興味あることである。図 13 はこのことを更に確かめた一例で、これでは平板試料中央部にノッチをつけ、その部分で予め種々の段階に変形を起させた後、中央部にゆるやかにくびれをもつ試料に仕上げて再び応力-歪線図を測定したものである。これでもわかるように、くびれた部分に変形が試料を横切った直後ではまだ降伏点応力降下が認められ、くびれ部分で **L**-帯フロントが形成されるまで降伏点応力降下の起ることが判る。このことを双結晶の変形から考えてみると、まずチャックの近傍で優先的に変形された結晶粒の変形は式(1)に従って隣接結晶粒に変形を伝え、その結晶はまた次へと、順次変形を伝達して行く。この場合、各結晶粒間で τ_k によって誘起されるすべりがシュミット因子で決定される各結晶粒内の通常のすべりより優位になるまでは試料全体として大きい歪を生じないばかりか、図 9 で示したように各結晶粒では通常すべりと誘起すべり間の相互作用によって応力レベルは増加する。したがって、図 12 および 13 の降伏点として現われている段階、すなわち、見掛上の降伏点は試料を横切った変形部分で τ_k による変形が支配的となる段階ということが出来る。

このように変形が試料を横切った後は、既述のように変形にともなう附加的応力および変形先端部の応力集中の増大によって **L**-帯フロントが形成される図 12 の c 点まで応力は低下し、その後は **L**-帯フロントの移動によって変形は進行する。したがって見掛上の降伏点(上降伏点)および **L**-帯フロントが移動し始める応力一定領域(下降伏点)の差を求めれば、**L**-帯フロントにおける応力集中係数を求めることができる。

図 13 Fe 多結晶における変形領域と応力-歪線図。
左側の図は両方にノッチを入れた試料の変形領域(黒く塗った箇所)と応力-歪線図を表わし、右側の 3 つの図は左側の各段階に引張った後のおの図のように試料中央にくびれをつけ、更に引張った場合の応力-歪線図を示す。
(藤田, 宮崎)

ところが、この上降伏点と呼ばれる見掛上の降伏点の高さは同じ材料であっても試料形状はもちろんのこと、試料を引張装置にセットする際の僅かな条件の相違によっても大幅に変動して、どの値が正確な値かを定めることが一般に困難である。その理由は変形の開始につながる応力集中係数がこれらの条件によって敏感に変化するためである。

そこで、この問題を解決するため、図 14 の形状およびこの試料にさらに平行部をつけた試料を用いて、変形の起る箇所での応力集中係数 K を予め人工的に決め(使用した K の値は 1.01~1.03 まで変化させた)て引張変形を行った⁽³⁸⁾。この形状の試料では図 14 に見られるように例外なく試料の最小幅の箇所では L -帯が発生する。この際 L -帯の横方向に試料を横切る速さは変形双晶のごとく非常に速く、降伏点における応力降下もほぼ垂直に鋭く現われる。また降伏前の応力-歪線図での直線関係からのずれは殆んど現われない。これらの結果は、上述の形状の試料では変形が正確に応力集中箇所、しかも均一に起るためと考えられる。

図 14 試料中央部に応力集中係数一定のくびれをつけた Fe 多結晶の応力-歪線図。(藤田, 柴田)

更に重要なことは、上述の上降伏点を K で補正した応力は、図 14 の試料の中央部で L -帯が発生する限り常に一定値を示すことである。図 15 はこれらの結果を示した一例⁽³⁸⁾で、 K の値が 1.01 より大きい範囲では K で補正した上降伏点は一定値を示している。なお同図の右方で測定値の下っているのは、 L -帯がチャック付近で発生したためであり、 K の正確な値が不明な場合に対応する。

次の上述の補正した上降伏応力から L -帯フロントの

図 15 中央にくびれを付けた Fe 多結晶試料での応力集中係数 (K) と上降伏点 (応力の値はそれぞれ K で補正して示してある)。(藤田, 柴田)

K の値を求めてみると、図 14 の場合には 1.3₈ という大きい値が得られる。このように大きい応力集中係数の働く L -帯フロントは、その後一定応力で試料の長手方向に伝播するが、その時の試料の応力分布は図 16 のようなものになるであろう。この図で変形領域の応力レベルを高くしているのは変形による断面収縮を加味したためである。なお L -帯フロントでの応力集中係数は変形条件一定の場合には試料条件(材料の種類、結晶粒度、試料の彎曲に対する慣性モーメントなど)のみの関数である関係上、 L -帯フロントを移行させる応力は、試料条件が同一で、ただ 1 個の L -帯フロントが形成される場合には、 L -帯フロントが形成されるまでの過程には殆んど無関係となる。また写真 7 は単結晶の図 8 に対応する多結晶体における L -帯フロントの凹側と凸側の変形模様を示したものである。この場合にも、附加的引張力のかかる凹側では図 16 の応力分布からわかるようにフロント部は幅広くなる(図 8 の T 側参照)。これに対して、凸側ではフロント部で変形が遅れる関係上境界(図 16 の左側点線の位置に相当)はむしろ鮮明となる。すなわち、多結晶の場合にも変形にともなう試料彎曲がフロント部の変形の発生および伝播に重要な役割をしていることがわかる。

図 16 L -帯フロント部の応力分布とその移動。図で実線は T 側、1 点鎖線は C 側の応力分布を示す。

写真7 Fe多結晶のL-帯フロントの附加的引張応力のかかる側(T)と附加的圧縮応力のかかる側(C)における変形模様。
(藤田, 宮崎)

(ii) 多結晶体における3次元応力とその役割

いままでに行われてきた双結晶による多結晶体へのアプローチの多くは、単に双結晶を2次元的に組合せただけのものであり、厚さ方向にただ1個の結晶粒しか存在しない場合に対応する。しかし実際の多結晶では、厚さ方向に十分多くの結晶粒を含んでいる場合が一般的であり、上述の条件とは異なって各結晶粒は3次元的には12個に近い隣接結晶粒で囲まれている。したがって、各結晶粒の変形はこれら隣接結晶粒の拘束下で行われる。この効果は、既にFleisherら^{(29)~(37)}によって実験的に調べられ、金属多結晶の機械的な性質を取扱う際の重要な因子であることが示されている。しかし、彼らの結果では現象的には実証されているが、この効果がはたしてどのような機構で変形応力に関係するのかについては必ずしも明瞭ではない。

そこで、以下多結晶体の変形に及ぼす試料厚さの影響について考えてみよう。

図17は平均結晶粒度 $40\mu\text{m}$ のFe多結晶で、試料厚さと結晶粒度の関係がどのように応力-歪線図に影響するかを調べた一例である⁽³⁸⁾。この図でわかるように、(1)試料厚さが結晶粒度の約10倍以下になると、応力-歪線図での応力レベルは試料厚さとともに急激に減少する。なお、この応力レベルが試料厚さにほぼ無関係に一

図17 Fe多結晶における結晶粒度と試料厚さの比と応力-歪線図(これらの線図は変形条件を一定とするために中央部に曲率半径1mmのノッチをつけた試料を用いており、また各線図の数値はそれぞれ試料厚さを表わす)。
(藤田, 柴田)

定値となる試料厚さは通常結晶粒度の十数倍である。(2)見掛けのヤング率は厚さ方向の結晶粒の数が減少するほど大きくなると同時に、見掛けの降伏点以後の応力勾配も大きくなる傾向がある。これらの事実は、多結晶体において個々の結晶粒が変形する際には、その隣接結晶粒から受ける拘束が試料厚さとともに減少したことに対応し、試料が結晶粒度に対して十分厚い時はすべての結晶粒がほぼ同等に変形する条件下で変形することを意味する。図18(b)はこのことを図示したもので、試料内部での各成分結晶粒はほぼ均一な3次元的拘束をうけ、その結果式(1)右辺の括弧の中の値(最大値は1)が各結晶粒間ではほぼ1に近い状態になる応力、即ちそのようなすべりの組合せの起る応力になった時に初めて変形が隣接結晶粒間で伝播する。写真8は十分厚い試料で形成された

図18 多結晶における変形の伝播。
(a) 結晶粒度と試料厚さが同程度の場合
(b) 結晶粒度に対して十分厚い試料の内部

写真8 結晶粒度に対して十分厚い試料内部における各結晶粒内の転位構造。この試料はL-帯フロント部から取出した。
(藤田, 柴田)

L-帯フロント部の厚さ方向中央部の電顕写真で、各結晶粒ではほぼ同程度に変形されていると同時に、おのおの非常に多くのすべり系が活性化されていることがわかる。すなわち実際にも図18(b)の条件は満足されている。そのために、上述の理由から変形が結晶粒間を伝播するのに要する応力は高くなり、その反面一度伝播が始まると上の条件を満足した箇所(L-帯フロント部分)での伝播速度は非常に速くなると考えられる。また上の条件を満足するまでに各結晶粒はおのおの変形するため、その総和としての歪の量は大きく、見掛のヤング率は低下する。これが従来いわれている多結晶体の変形における3次元応力^{(29)~(37)}効果の実体であると考えられる。

これに対して、図18(a)は双結晶を2次元的组合せた結晶粒度と試料厚さが同程度の場合(または試料表面近くの状態)での一例で、この場合には個々の成分結晶粒は上下に自由に変形できる。したがって、個々の結晶粒はシュミット因子の大きい順に変形を開始した後、2次元的な隣接結晶粒の中で式(1)の τ_i の大きいものだけを選んで双結晶に近い状態で変形を隣接結晶粒に伝播する。その結果、変形が顕著に起る見掛の降伏応力は低くなるが、同時に変形の伝播される範囲は(b)図に比べて著しく狭くなる。また見掛の降伏点までに変形の起る結晶粒の数も減少するため、見掛のヤング率は高く現われるのであろう。また(a)図の条件では、応力の増加とともに各結晶粒はそのシュミット因子に従って変形を開始するが、結晶粒方位がでたらめに分布している関係上変形の発生は試料全面にでたらめに起る。写真9は試料にノッチをつけて、そこから変形を発生させた際の変形過

写真9 曲率半径1mmのノッチをつけたFe多結晶(粒径 $40\mu\text{m}\phi$)試料における試料厚さと変形過程。(a)ではL-帯がノッチ部に現われるが試料が薄くなった(c)では変形は試料全面に広がって進行している。
(藤田, 柴田)

程を示したもので、試料が結晶粒に対して十分厚い(a)ではノッチ附近から高い応力でL-帯が形成されているのに対して、薄い(c)ではL-帯は現われず、試料全面に分散して変形が進行している。すなわち、試料厚さが結晶粒度と同程度に薄くなると、既述の3次元応力は2次元的な応力に変化して隣接結晶粒間の拘束は弱くなり、結晶粒が3次元的な分布をしている多結晶体の性質を失うことになる。

(iii) Hall-Petch の関係とその問題点

多結晶体の強度は結晶粒径(D)と次の関係にあることがHall⁽²⁵⁾およびPetch⁽²⁶⁾によって実験的に示された。

$$\sigma_y(\text{または}\sigma_f) = \sigma_0 + K D^{-1/2} \quad (2)$$

ここで σ_y は見掛上の降伏応力、 σ_f は各歪での変形応力、 σ_0 および K は試料条件によって決定される定数である。この実験式は多くの結果によって裏付けられるとともに、転位論的にも非常にすっきりとした説明がなされたために、この式に対する批判は従来やや消極的であった。しかし、最近になって測定精度がよくなるにつれ、この式には色々と問題点のあることが明らかになっている。そこで、この際それらの問題点について整理してみよう。

まず式(2)の個々の符号について考えてみると、(1) σ_y は変形に有利な方位の結晶粒でまず変形が始まり、それが隣接結晶粒に伝播を始める時の応力と考え、個々の結晶粒が既に変形している時の σ_f とは異なるものと考ええる。(2) σ_0 は個々の転位の移動に対する摩擦力として定義され、当然結晶粒界とは無関係な材料固有のものとする。したがって、 σ_0 は結晶粒度無限大での値に対応すると同時に、必ず正であることが要求される。(3)可動転位に対する障害物は粒界のみと考え、 D は結晶粒度、 K はそのような粒界を介して隣接結晶粒に変形を伝える難易度として理解される。

これらの物理的な意味付けは一見妥当のように考えられるが、いま条件を簡単にして変形温度一定とした場合

にも、既に述べた諸結果から考えて次のような問題点があることがわかる。まず σ_y は低く見積っても既述の双結晶における σ_{A-B} に対応するもので、そのような応力状態では既述の多くの結果から理解できるように既に多数の転位が各結晶粒内で活動しており、それら転位との相互作用のもとで変形が伝播する。したがって σ_f と本質的な差はなく、 σ_y はむしろ σ_f の延長として取扱うべきであろう。図 19 はこのような立場から歪の大きい場合の σ_f の方がよりその性質が強調されると考えて、このことを Al で調べた一例⁽³⁹⁾である。図からわかるように、歪の大きい場合には結晶粒度が $80\mu\text{m}$ 程度(この場合の試料厚さは約 1mm なので、試料の厚さ方向に含まれる結晶粒の数は約 12 個となり、3 次元応力の効果が影響をうけ始める限界にある)を境として明瞭に折れ曲った直線となる。この折れ曲りは歪が少ない場合にも認められ、変形温度が低いほど折れ曲りの角度は図 19 のように大きくなるし⁽³⁹⁾、Cu などの多結晶体でも試料の厚さ方向に含まれる結晶粒の数が十数個程度のところから同様の折れ曲りが認められる⁽⁴⁰⁾。

図 19 Al 多結晶における Hall-Petch の関係。
(藤田, 田端)

この折れ曲りは、既に述べたように、3 次元応力の効果に密接に関係するものである。この 3 次元応力の効果は、図 18 から推察できるように、各結晶粒のすべりのモード、すなわち転位の可動範囲を変化させることに対応する。そこで各変形段階の試料での転位組織を調べてみると、図 19 では歪の多いもの、特に 20% 歪のものは各結晶粒内にほぼ均一にセル構造が形成されている。いま D の値として結晶粒度の代りにこれらセルの大きさをとると、図 20 のように変形応力は単純な直線関係で表わされる。このことは、3 次元応力効果のために複雑となった結晶粒度と σ_f との関係は、 D に転位の平均

図 20 Al 多結晶における変形応力(20%歪時)と結晶粒度およびセルの大きさとの関係(セルの大きさに関しては $1/2$ 乗則でも -1 乗則でも単一の直線関係が得られる)。
(藤田, 田端)

自由行程の長さをとると単純な型で記述できることを示している。この結果からみて、式(2)の D に相当するものは結晶粒度ではなく可動転位の平均自由行程の長さ[†]と考えるべき性質のものと結論できる。とすれば、いまでも可動転位の相互作用によって可動転位の平均自由行程が結晶粒度の $1/n$ となった場合には、式(2)の D を結晶粒度とした場合に比して K の値は $n^{1/2}K$ となり、大きい差異を生ずる。したがって、前述の(1)および(3)の意味付けは大幅に再検討されねばならない。

次に σ_0 であるが、上述のように σ_y を σ_f の延長と考えると、 σ_y においても σ_0 には可動転位の相互作用による要素を既に含んでいることが既述の多くの結果から理解できる。この転位間の相互作用は図 20 でもわかるように結晶粒度とも関係があり、結晶粒の大きさが減少するほどそのすべりのモードの変化に従って増加する傾向にある。したがって、従来のように結晶粒の細かい所で成立した式(2)の関係を、そのまま $D=\infty$ に延長して σ_0 の値を求める手法は σ_0 を過少評価することになり、例えそのようにして求めた σ_0 の値が負の値(式(2)で D をセルの大きさとした場合には殆んどそのようになる⁽⁴¹⁾⁽⁴²⁾)になったとしても、直ちに式(2)が物理的に意味がないとして式(2)の $D^{-1/2}$ を D^{-1} のようなものにおき代える理由にはならない。更にこの σ_0 を求める際に重要なことは、前述の変形に及ぼす 3 次元応力の寄与である。すなわち試料寸法を一定とした場合、結晶粒度が増大するほど、試料の厚さ方向に含まれる結晶粒の数は減少する。このことは、例え試料寸法が非常に大きくても同様の傾向を示し、その結果 D が試料寸法の約 $1/10$ より大きい領域では D の増大とともに図 21 のように実測される σ_f (および σ_y)の値(この値は材料の種類以外に、

† 単結晶の σ_f もセル構造との間に同様の関係が成立する⁽⁴¹⁾。

図 21 多結晶における 3 次元応力の欠除による変形応力の低下.

試料厚さ, 変形量および変形温度に依存する)は低下する. したがって, 同一条件で結晶粒度だけを尺度として σ_f を論ずる場合には, Fleischer ら⁽³²⁾が行ったようにこれら 3 次元応力の欠除による応力降下分を加味した図の点線 (D の小さい側の直線関係のほぼ延長) で D と σ_f との関係を求め, σ_0 がもしも結晶粒度に依存しないと仮定しても, この補正した σ_f と D との関係から σ_0 を求めねばならない.

以上の他に, Hall-Petch の関係で σ_f (または σ_y) を $D^{-1/2}$ に対して表示すると, 最近ではこれを D^{-1} で表示していることに問題がある. 何れの表示でも D そのもので表示した場合に比して数学的に尺度を D の小さい側で著しく縮小したものとなっている. しかも, 実際に使用する試料の結晶粒度は高々数 cm から数 μm の範囲で, 通常 3 桁か 4 桁程度しか変化させていない. したがって, 上述の尺度を不均等に縮小するための実験的誤差は非常に大きいといわねばならない. 事実積層欠陥エネルギーの著しく低い結晶(この場合には既述のようにすべりのモードが異なる)を除けば, σ_f を $D^{-1/2}$ に対して表示しても, D^{-1} に対して表示しても, 何れも直線関係は得られる. また, 尺度の縮小度という数学的理由から, $D^{-1/2}$ 表示の方が一般には測定値のばらつきは少なくなる. したがって, このような測定点の表示方法からだけで σ_f (または σ_y) が $D^{-1/2}$ 則に合うとか, D^{-1} 則に合うとかを議論するとは非常に危険で, 既述のようにまず σ_y と σ_f との関係とか, σ_0 および D の意味(これらはすべりのモードの関数である関係上, すべりのモードの変化に留意することが重要)の実験的裏付けなどが十分なされた時, はじめて K および D の指数の意味が明確となるであろう.

5. 結 語

以上は, 筆者がここ数年間特に興味をもって研究を行ってきた結晶の不均一変形を中心としてまとめたものである. したがって, 見方が一方的に片寄ったり, 他の重要な問題点を見落したりしている懸念は大いにあるが, 本稿が著者の目的とする転位論というミクロな立場とマクロな材料の機械的性質の結び付けにいささかでも役立てば幸である.

なお, 表現の拙いために十分意を表わすことのできなかった部分も多いが, その部分は引用文献を参照願えれば幸である.

終りに, 本研究の各部を担当された著者の研究室の人々に紙面を借りて深く感謝の意を表する次第である.

文 献

- (1) H. Fujita and H. Yamada : J. Phys. Soc. Japan, **29**(1970), 132.
- (2) T. Tabata, H. Mori, H. Fujita and K. Ishikawa : J. Phys. Soc. Japan, (to be published).
- (3) H. Fujita : J. Phys. Soc. Japan, **23**(1967), 1349; **26**(1969), 331.
- (4) 例えば, 高村仁一 : 金属学会誌, **12**(1973), 505.
- (5) 例えば, J. J. Gilman and W. G. Johnston : *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, Wiley, New York, (1958), 116.
- (6) 森 健, 藤田広志 : 金属学会誌, **39**(1975), 872.
- (7) H. Neuhäuser and R. Rodloff : Acta Met., **22**(1974), 375.
- (8) 篠原和敏, 北島貞吉 : 金属学会講演概要, (1974・4月), 33; 金属学会講演予稿, (1974・11月), 61.
- (9) 例えば, H. Mori and H. Fujita : J. Phys. Soc. Japan, **38**(1975), 1342.
- (10) A. H. Cottrell : *Dislocations and Plastic Flow in Crystals*, Oxford, (1953), 179.
- (11) 上田修三, 綿引純雄, 藤田広志 : 金属学会講演概要, (1974・11月), 163.
- (12) A. S. Argon and S. R. Maloof : Acta Met., **14**(1966), 1449.
- (13) A. Portevin and F. LeChatelier : C. R. Acad. Sc., **176**(1923), 507.
- (14) 田端慎造, 植田成生, 藤田広志 : 金属学会講演予稿, (1974・11月), 60.
- (15) B. Chalmers : Proc. Roy. Soc., **A 162**(1937), 120; Can. J. Phys., **31**(1953), 132.
- (16) R. Clark and B. Chalmers : Acta Met., **2**(1954), 80.
- (17) J. Gilman : Acta Met., **1**(1953), 426.
- (18) S. Karashima : Memoirs Inst. Sci. Ind. Res., Osaka University, **10**(1952), 78.
- (19) R. E. Hook and J. P. Hirth : Acta Met., **15**(1967), 535; 1099.
- (20) 例えば G. I. Taylor : J. Inst. Metals, **62**(1938), 307.
- (21) H. Fujita, K. Toyoda and Y. Kanetsuki : Trans. JIM, **16**(1975), 151.
- (22) J. D. Livingston and B. Chalmers : Acta Met., **5**(1957), 322.
- (23) J. C. M. Li : *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Interscience Publishers, New York, (1966), 713.
- (24) H. Suzuki and K. Nakanishi : Trans. JIM, **16**(1975), 17.
- (25) E. O. Hall : Proc. Phys. Soc. (London), **64**(1951), 747.
- (26) N. J. Petch : J. Iron Steel Inst., **174**(1953), 25.
- (27) 藤田広志, 豊田勝行, 安封淳治 : 金属学会講演概要, (1972・4月), 69.
- (28) 美馬源次郎, 岡 俊博, 猪子富久治 : 金属学会誌, **35**(1971), 647.
- (29) W. T. Pell-Walpole : J. Inst. Met., **69**(1943), 131.

- (30) M.Gensamer : *Relation of Properties to Micro-structure*, A.S.M., Cleveland, Ohio, (1954), 16.
 (31) P.Feltham and J.D.Meakin : *Phil. Mag.*, **2** (1957), 105.
 (32) R.L.Fleischer and W.F.Hosford : *Trans. TMS-AIME*, **221** (1961), 244.
 (33) R.W.Armstrong : *J. Mech. Phys. Solids*, **9** (1961), 196.
 (34) A.W.Thompson and R.J.Bucci : *Met. Trans.*, **4** (1973), 1173.
 (35) U.F.Kocks : *Met. Trans.*, **1** (1970), 1121.
 (36) A.W.Thompson : *Scripta Met.*, **7** (1973), 211.
 (37) A.W.Thompson and W.A.Backofen : *Acta Met.*, **19** (1971), 597.
 (38) 藤田広志, 柴田健二, 田端禎造, 宮崎修一 : 金属学会講演予稿, (1974・11月), 63.
 (39) H.Fujita and T.Tabata : *Acta Met.*, **21** (1973), 355.
 (40) T.Tabata, K.Takagi and H.Fujita : *Trans. JIM*, **16** (1975), 569.
 (41) 例えば, 山中正策, 田端禎造, 藤田広志 : 金属学会講演予稿, (1974・11月), 58.
 (42) G.Langford and M.Cohen : *Metall. Trans.*, **1** (1970), 1478.

新 刊 案 内

電子顕微鏡利用の基礎

安達公一 石原信一 岡田正和 } 共著
 小野昭成 田辺良美 四本晴夫 }

この本は、電子顕微鏡の初心者を対象として、電顕利用の実際に役立つことを目指している。その内容は、次のとおりである。

- 第1章 電子顕微鏡学の基礎
- 第2章 電子顕微鏡利用の基礎
- 第3章 付属装置
- 第4章 観察試料作製法
- 第5章 電子顕微鏡像の記録
- 第6章 電子線回折の基礎
- 第7章 結晶試料の像解釈
- 第8章 回折パターンおよび対応した像のとり方

第9章 電子顕微鏡における情報処理と定量化
 この題目からわかるように、電顕を扱うにあたって必要な実用上の知識、技術を重点にして電子光学、回折理論の基礎も紹介してある。一番の特徴は電顕の実際の操作や試料作製法などの勘どころを、豊富な図と写真をとり入れて詳しく説明している点であろう。金属学はもちろん、生物学方面の読者も対象にして、電顕をこれから駆使しようとする研究者、技術者、学生にとって便利な解説書である。(M.H.)

[A5判 480頁 1975年 5,500円 共立出版]

◇ ◇ ◇

原子力安全性ハンドブック

——軽水発電炉と再処理工場の安全性——

編 著 米国原子力委員会
 監 修 木原 博, 向坊 隆, 村主 進
 翻 訳 栗山 実, 角田道生, 日笠衆司ほか

原子炉の安全性に材料科学が深く関連しているのは申すまでもない。この方面の理解を助けるのに好箇の参考書といえるであろう。軽水炉の概要、安全性確保の基本思想、政府規制、放射線被曝、想定事故評価、安全性研究の実態などの主題の間には、一般的な安全設計思想、社会的リスクの評価などについても貴重な論議がある。また付録に「原子力の基礎的事項」(40頁)のほか「公衆の態度」(10頁)があって、原子力委員会が公衆と直接接合を始めた1969年以降の努力・反省が率直に語られている。訳は原研の専門研究員の

努力による。内容の平易な表現と非専門読者への周到な配慮により、2年前の報告書であるが我々に正に時宜をえた出版であるばかりでなく、今後永く基本的参考文献となるであろう。広い階層に利用してほしいものである。

最近の *Reviews of Modern Phys.*, **47**, Suppl.1 (1975) に出た軽水炉安全性報告書は、米学者の真摯かつ新しい姿勢を示すものとして感銘深い。小冊子「原子力と環境」(読売)と共に併読をおすすめしたい。(K.F.)

[A4判 400頁 1975年 定価 5,200円 産報]