



転位論から見た金属強度論の展望—未解決の諸問題

丸川 健三郎*

Review of Theoretical and Experimental Works on the Strength of Metals from
the View Point of the Dislocation Theory—Various Unsolved Problems

Kenzaburo MARUKAWA

Synopsis : Although the discussion on the mechanism determining the strength of metals has a long history, it has not come to a satisfactory conclusion on its many aspects. Recent works on this subject is reviewed on the basis of the dislocation theory. Subjects discussed in this article contain such items as (1) strength due to the Peierls stress, (2) solution hardening, (3) precipitation hardening, (4) work hardening, and (5) strength related to the crystalline grain size. Various unsolved problems on these subjects are pointed out. Concerning the Peierls stress, available atomic calculations are still unsuccessful for explaining the general relationship between the stress and the lattice parameters. On the solution hardening, theories presented so far fail to give a quantitative explanation on the temperature dependence of the yield stress. It is suggested that a satisfactory theory should take into account the interaction between a dislocation and plural solute atoms at a thermal activation event. Regarding the work hardening, the necessity of the further discussion on the saturation stress are stressed. Concerning the grain-size effect, the dependence of coefficients in the Hall–Petch relation on the material species should be clarified more precisely.

Key words: strength; dislocation; Peierls stress; solution hardening; precipitation hardening; work hardening; Hall–Petch relation.

1. 緒言

本稿は転位論の立場から見た金属強度論の現状概説を目的とする。もともと転位論は金属強度を合理的に説明するために生まれたものではあるが、金属強度論そのものではない。現在のところ、転位論は格子欠陥論（物性物理学の一分野とも見なされる）としてはかなり完成の域に近いとも言えようが、その金属強度論への応用という面ではまだ不十分な段階にあり、未解決の問題が多いのである。つまり言い換えれば、金属強度論はその基礎的部分においてまだまだ不満足な状況にある。とくに強度論の目標が金属強度の定量的予測にあるとするならば、現状はこれからかなり離れていると言わざるをえない。しかし例え不十分であるとしても、具体的な諸問題について現段階での転位論的理解をまとめ、さらにどの様な点に未解決の問題があるかを明らかにしておくことは、強度論の今後の発展のためにも、あるいはまた、金属材料の新たな設計のためにも有益であろうと考えられる。

以上のような立場に立って、金属強度を支配する代表的な硬化機構を幾つか取り上げ、転位論的理解の現状を検討していきたい。取り上げた硬化機構は(1)パイエルス力、(2)固溶硬化、(3)析出硬化、(4)加工硬化、(5)細粒硬化の5項目であり、金属強度において基本的に重要なものばかりである。これらの硬化機構の議論のやり方は個々の

ケースでいろいろであるが、多少とも共通的な議論が可能なのは変形応力の温度依存性と歪み速度依存性についてである^{1,2)}。硬化機構は便宜的にこれらへの依存性の大きなものと小さなものに分けられ、熱的機構、非熱的機構と呼ばれることがある。前者は低温から室温までの間に変形応力がかなり変化する場合であり、後者はこの間、変形応力が殆ど変化しない場合を言っている。勿論この分類は大雑把なものではあるが、上記5項目のうち(1)と(2)は熱的、他は非熱的とするのが妥当であろう。ただし、変形応力はほとんど常に試料の剛性率に比例するので、非熱的機構の場合でも剛性率の温度変化に起因する温度変化は存在する。なお後でも述べるように、変形応力の温度依存性は転位と障害物との相互作用の大小に依っているもので、変形機構解明に重要な手がかりを与えるものである。

2. パイエルス力

2.1 降伏応力の温度依存性

まず最初の硬化機構としてパイエルス力を検討する。この力は言うまでもなく結晶中を運動する転位が結晶格子そのものから受ける抵抗力であって、転位の運動を妨げる力として最も基本的なものである。この力は結晶格子の組み方と原子間結合力の強さに依存するので、物質による違いが大きいのが一つの特徴と言える。例えばシリコン、ゲル

マニウムなどの半導体ではこの力が大きく、室温での強度は全くこの力に支配されている。それに対し、fcc金属などではこの力は小さく、他の障害物からの抵抗力に比べて、殆ど無視できる程度である。さて、この力は原子間結合力にだけに起因するので、純粋な理論計算から求められるはずのものである。しかし、Peierls³⁾およびNabarro⁴⁾による先導的計算につづき、多くの研究者によって計算が繰り返されてきたにも拘わらず、未だ簡単な結晶構造の金属においてさえ信頼の置ける値は得られていない。結晶の凝集エネルギーの計算自体が難しい問題であるが、パイエルス力はそれのわずかな変化に関係している量なので一段と難しいのである。一方、実験的には、これは他の硬化原因をすべて排除し、純度の高い単結晶において極低温で降伏応力を測定することによって求めることができる。金属強度の問題としてパイエルス力が特に興味を持たれたのはbcc金属の場合であった。例えば純鉄であるが、その低温強度が炭素の固溶硬化によるものか、それともパイエルス力によるものか、について1960年代に論争があった。現在ではこの低温強度はパイエルス力からの寄与であるとの見方が広く受け入れられている。まず、その測定例から見ていく。

Fig. 1は純度の高いFe（およびFe-N希薄合金）単結晶試料について降伏応力（主すべり系への分解剪断応力として表現した値）を測定した結果⁵⁾である。この測定では低温における脆性破壊を防ぐため、かなり細い試料を使っている。このような降伏応力を絶対零度まで外挿したものがパイエルス応力であり、これに対応する転位単位長さあたりの力がパイエルス力である。この図で見られるようにパイエルス力に由来する変形応力は温度依存性が極めて大きいことが特徴である。鉄の場合でも室温以上ではパイエルス力からの変形応力への寄与は小さく、殆ど無視できる程度である。この図からも見当がつくように、パイエルス力の問題は、絶対零度での値、つまりパイエルス応力の絶対値の問題と、変形応力の温度依存性の問題との二つに分けて考えると考えやすい。これらのうち後者についてはかなり理解が進んでいる。まず、これについて簡単にまとめておきたい。

この温度依存性はかなり直線に近いので、問題は変形応力が殆どゼロになる温度(T_0)を求めることに還元できるだろう。さて、パイエルス力に支配されている場合の転位の運動を考える。転位は最初パイエルス力の作るポテンシャルの谷間、これは通常主要な結晶学的方向に平行なものであるが、ここに直線的に横たわっているとす。例えばbcc結晶ではこの方向は $\langle 111 \rangle$ 方向であり、転位のバーガースベクトルもこの方向に平行であるので、この方向に伸びたらせん転位を考えることになる。この転位が一原子間隔だけ離れた隣の谷間（平衡位置）へ移動するのが転位運動の素過程であると考え。有限温度におけるこの転位移動

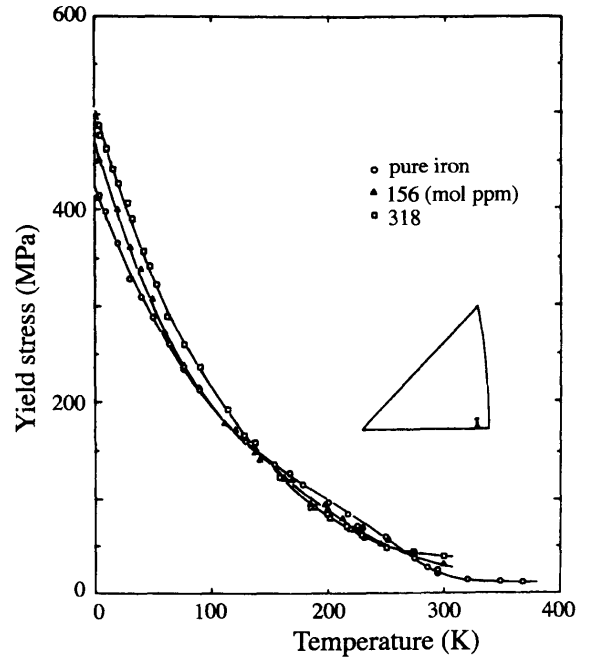


Fig. 1. Temperature dependence of the yield stress of pure Fe and Fe-N alloy (156, 318 mol ppm) single crystals.⁵⁾

では直線的に伸びたまま動くのではなく、先ず局所的に短いキンク対を作ってその部分だけを隣の谷間に張り出させる。次にキンクの移動によって残りの部分も移動する。この場合、臨界的な大きさのキンク対を作る過程が律速過程となる。実際、この過程に必要なエネルギーおよびその応力依存性を計算することによって、変形応力の温度依存性はよく説明されている^{6,7)}。この計算ではパイエルス力のポテンシャルは原子間隔の周期を持つ周期関数で与えられ、簡単には正弦関数で近似される。そのポテンシャルの勾配の最大値がパイエルス力を与える。また、転位のキンクのエネルギーは転位の線張力を使って計算される。このような計算によると、この過程の上限の温度、すなわち、変形応力がゼロになる温度(T_0)は次式で与えられる。

$$\alpha k T_0 = 4a\Gamma(2\tau_p ab/\pi^3\Gamma)^{1/2} \dots \dots \dots (1)$$

ここに k はボルツマン定数、 Γ は転位の線張力、 b は転位のバーガースベクトルの大きさ、 a はパイエルスポテンシャルの周期長、 τ_p はパイエルス応力、 α は定数で $\alpha=26$ の程度である⁸⁾。なお、この式の右辺は温度 T_0 近辺におけるキンク対形成エネルギーに等しい。転位の線張力は良く知られているように転位の曲率に依存する量であるが⁹⁾、しばしば簡単のために定数として扱われる。これは曲率の小さな場合には、剛性率を G として、

$$\Gamma = Gb^2 \dots \dots \dots (2)$$

の程度である。鉄の剛性率 $G=81000$ MPaおよびFig. 1から読みとったパイエルス応力の値 $\tau_p=500$ MPaなどを使えば(1)式から $T_0=272$ Kが得られる。一方、Fig. 1においてこ

れに対応する温度は300Kの程度と読みとれるので、この解析結果はかなり良く実測値を説明するものだと言えよう。

2.2 パイエルス力の理論計算

既に述べたように、パイエルス応力そのものの理論計算については現在に至るまであまり良い結果が得られていない。しかし、まず順序として、Peierlsらの計算方法を振り返っておく。Fig. 2はこの計算で想定された結晶を模式的に示したものである。彼らの計算は正方格子の中の転位についてなされた。転位のすべり面は原子面と原子面との中間に位置しているとしている。すべり面の上側の結晶と下側の結晶はそれぞれ弾性連続体と見なされており、すべり面においてだけ結晶の離散的格子性が考慮されている。図ではここの原子間にボンドを描いてある。計算ではまず、すべり面で原子間の結合力と連続体領域からの弾性力との釣り合いを考えることによって転位の周囲での歪み分布を求めている。この場合、原子間力はすべり面上下の原子列の相対的ずれに対し、正弦関数的に変化すると仮定された。次に転位の移動においては、この転位周辺の歪み分布が転位の移動とともに形を変えずに移動すると仮定して、これに伴う原子的結合エネルギーの変化を転位位置の関数として求めた。このとき得られたエネルギー変化を転位位置で微分し、その最大値としてパイエルス力およびパイエルス応力(τ_p)が求められた。得られた結果は次式の形のものであった。

$$\tau_p = AG \exp[-Bd/b] \dots \dots \dots (3)$$

ここに d はすべり面の面間隔、 G は剛性率であり、 A と B は定数である。Peierlsらが計算したのは正方格子の中の刃状転位の場合であって、 $A=2/(1-\nu)$ 、 $B=2\pi/(1-\nu)$ という結果を得ている。ただし ν はポアソン比である。因みに、同じ方法でらせん転位について計算すれば $A=2$ 、 $B=2\pi$ となる¹⁰⁾。この結果はパイエルス応力が d/b の比に極めて強く依存するものであることを示しており、実測の傾向と良く合っている。例えばfcc金属のパイエルス力が小さいことなども、この金属の転位の実効的なバーガスベクトルが部分転位のそれであると考えれば、合理的に説明できる。

その後、このPeierlsらの計算は不適切な点が含まれるとして多くの批判を受けた^{10,11)}。例えば、HirthとLotheはこの計算で得られたパイエルスポテンシャルが転位形状が対称となる位置で最大値をとることを指摘した。この位置では本来最小値が期待されるので、この計算に何らかの不都合な点が含まれているのではないかと考えている。しかし一方、TakeuchiとSuzuki^{12,13)}は多くの物質での5桁の範囲に及ぶ実測値が(3)式でよく整理できることを指摘した。なお、この比較ではPeierlsらの原典に従って刃状転位に対する式が用いられたが、さし当たり刃状転位かららせん転位かによる係数の違いよりも、式の形が指数関数であることに

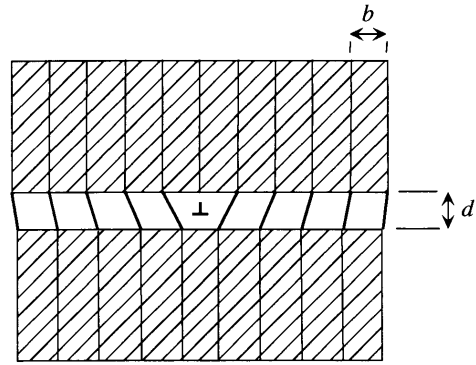


Fig. 2. Peierls model of an edge dislocation. Shaded volumes are assumed as elastic continua.

注目している。最近、パイエルス力の理論計算は多くの人達によってなされているが、それらでは結晶全体を原子的(離散的)結合の集合として組み立て、その中で転位を動かしてパイエルス力を求めている。すなわち、連続弾性体の近似は使っていない。勿論、計算では多数の原子に関する和を求めるに際してコンピュータを駆使している。しかしこのような方法では(3)式に対応するような見通しの良い結果は得られていない。このような不一致について、筆者は最近の理論計算にこそ反省すべき点があるのではないかと考えている。例えば良く知られているように、結晶の結合エネルギーを2原子間相互作用の和と見なすやり方では結晶の弾性定数(立方晶では3個の定数)を正しく再現することはできない¹⁴⁾。正しい弾性定数を得るには、例えば原子間の結合角に依存するエネルギー項を追加するとかの工夫が必要となるが、このような考慮が払われた計算はなされていない。今の問題にこのような点が効いているかどうかは不明だが、弾性連続体の近似を含むPeierlsらのやり方より、現在広く使われている計算方法の方が優れていると断定することはできない。このように、パイエルス力の理論計算はまだ未解決の問題を残しており、今後さらに検討を続ける必要がある。なお、パイエルス力についての実験結果および理論計算の現状については、最近のレビュー^{15,16)}に詳しい記述がある。

3. 固溶硬化

3.1 低温域の固溶硬化—実験データ

固溶硬化は高純度の金属でない限り常に存在する現象であるので、金属強度の議論では欠かすことが出来ない。まず、これに関する実験結果を簡単に振り返っておく。基礎的な実験はfcc金属の単結晶で多くなされており、降伏応力の各種因子への依存性が調べられている。それらの因子には、(1)合金の溶質原子濃度(c)、(2)溶質原子のサイズ因子(η)、(3)変形温度(T)、(4)変形速度などがある。ここにサイズ因子は母相原子の原子半径(r_0)と溶質原子の原子半径(r)より $\eta=(r-r_0)/r_0$ で与えられる。例えばCu-Al合

金では $\eta=0.12$ である。なお、Fleischer¹⁷⁾はこの因子に母相と溶質との剛性率の差を加味することを提案している。さて、上の因子のうち(1)と(2)とに関する実験結果^{17,18)}をまとめて表現すれば概略次のようになる。

$$\tau = \tau_1 + 0.05G\eta^{3/2}c^{1/2} \dots \dots \dots (4)$$

ただし、Cu基合金の室温での測定結果に基づいおり、 τ_1 は純金属の降伏応力、 c は分率濃度で表した溶質濃度である。なお、他の合金系においても c の指数を1/2とする結果が多いが、この指数が1あるいは2/3となっている結果もある¹⁹⁾。このような指数の表現は濃度範囲の取り方にも依存するので、多少の任意性があることを指摘しておきたい。

変形応力の温度依存性についても多くの研究がなされてきた。ここではその一例としてCu-Ni合金の測定結果²⁰⁾をFig. 3に示した。この図のように固溶硬化における変形応力は一般に温度依存の大きな部分(低温領域)と小さな部分(プラトー領域)との二つに分けることができる。この領域を分ける温度(遷移温度) T_0 は貴金属基合金の場合室温付近にある。このように二つの領域に分かれることは、硬化機構も温度により違った機構が存在することを示唆している。なお、より新しい研究によれば、希薄合金の場合には50K程度以下の低温領域で変形応力の温度依存性が著しく小さくなること、場合によって低温の方が変形応力が低くなること(低温異常)が分かっている^{21,22)}。

次にbcc金属の場合の例であるが、この場合の合金には置換型固溶体と侵入型固溶体の二つの型があり、Fe中の炭素および窒素の固溶は後者に属する。一般に侵入型固溶体の方が置換型固溶体より固溶硬化が著しいが、これは侵入型原子の方が母相格子に与える歪みが大きく、上に述べたサイズ因子に相当するものが大きくなるためであると解釈できる。例としてFe中の炭素固溶体の場合を示せば、その室温での降伏応力の測定結果²³⁾は

$$\tau = \tau_1 + 0.05Gc^{1/2} \dots \dots \dots (5)$$

と表現されている。また、Fe中の窒素固溶体での結果⁸⁾では、上式第2項の係数は0.02の程度になる。一方、置換型固溶体のFe-Si合金においては降伏応力が濃度に対し直線的に依存する結果が得られている²⁴⁾。いずれにしても侵入型固溶体の降伏応力は置換型固溶体のそれに比べてずっと大きく、同じ濃度で比べてみると1桁以上の差がある。なお、bcc金属の場合、室温以下の低温ではパイエルス力の効果が重なって現れることのため、現象が多少複雑になる^{25,26)}。室温以上では本質的にfcc金属の場合と変わらないと思われるが、溶解度が低いなどの制約があるためか研究例はそれほど多くない。

3.2 低温域の固溶硬化—硬化機構のモデル

以下、固溶硬化の機構について議論するが、一応fcc金

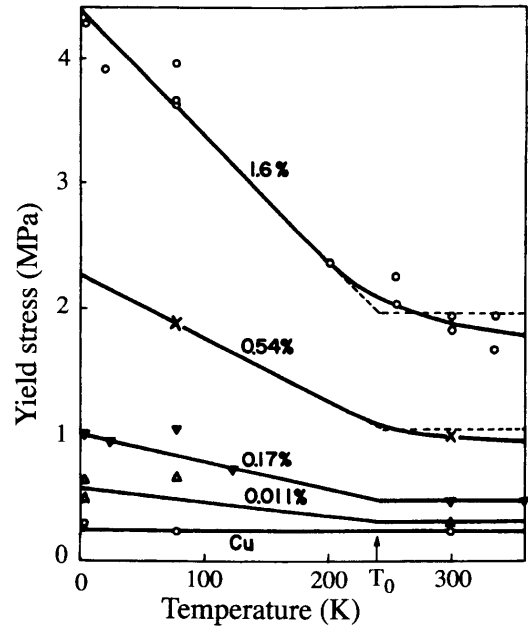


Fig. 3. Temperature dependence of the yield stress of Cu-Ni alloy single crystals.²⁰⁾

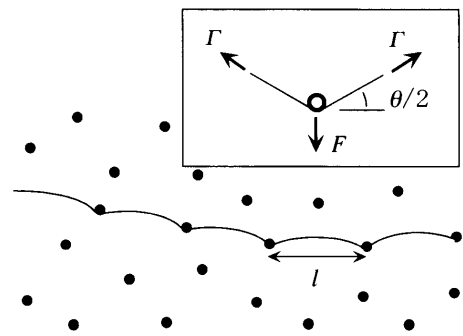


Fig. 4. Interaction between a moving dislocation and solute atoms. The inset shows a force balance between a dislocation line tension (Γ) and the resistive force (F) from a solute atom.

属に話を限り、低温領域の場合を想定することとする。これについて歴史的に振り返れば、固溶硬化理論として摩擦力機構モデルと固着力機構モデルとの2系統の理論があった。しかし、後者は後で述べるように難点があるので、以下では、摩擦力機構モデル²⁷⁻²⁹⁾の筋書きに従って検討していく。さて、摩擦力機構モデルで想定される固溶硬化の状況はFig. 4のようなものである。すなわち、すべり面上を移動している転位は各所で溶質原子に止められており、これらを通るに要する応力が変形応力を決めていると考える。この様な場合の転位運動を考える際に、転位がフレキシブルな紐のようなものだと考えることが重要である。もし転位が直線的なままで運動するとすれば溶質原子との相互作用の総和はゼロになってしまうが³⁰⁾、筆者はこのことを剛直転位のパラドックスと呼んでいる。ただし、溶質原子の密度は高く相互作用も弱いので、巨視的には転位はかなりまっすぐで、また、定常的な運動をするものと見な

される。この場合の溶質原子からの抵抗力は、運動転位に一定速度をもたらすような力という意味で摩擦力と呼ばれている。しかし、厳密な意味ではこの用語は不適切であろう。さて、転位のすべり面はFig. 2でも述べたように格子面と格子面の中間にあると考えられるが、一方、置換型固溶体の溶質原子は格子面に乗っている。従って、すべり面にもっとも近い溶質原子でもすべり面から距離 $d/2$ だけ離れた位置にある。また、すべり面の上方の原子面にあるか下側の原子面にあるかで相互作用の符号が逆になるが、相互作用の絶対値は同じである。転位運動の障害物としてはこのようなすべり面に隣接する上下2面の溶質原子を考えることになる。刃状転位と溶質原子との相互作用エネルギーは弾性論によって計算されているので³¹⁾、それからすべり運動の場合に転位に働く相互作用力の最大値 (F_0) を求めると、

$$F_0 = \frac{\sqrt{3}(1+\nu)}{4(1-\nu)} \frac{Gb^4\eta}{d^2} \dots\dots\dots(6)$$

が得られる。絶対零度ではこれが転位運動の抵抗力を与えるが、有限の温度では熱的活性化エネルギーの助けがあるので、これより小さな値 ($F < F_0$) となるはずである。いま、転位が通過して行く際の障害物 (溶質原子) 近くでの力のバランスを考えると Fig. 4 の挿入図のようになる。これを式で書けば

$$F = 2\Gamma \sin(\theta/2) \dots\dots\dots(7)$$

である。ここに F は障害物の及ぼす抵抗力、 Γ は転位の線張力、 θ は転位の折れ曲がり角である。外部応力が増加すれば折れ曲がり角は大きくなり、上式の右辺は大きくなるが、これが抵抗力の最大値を越えれば転位は障害物を通過出来るようになる。このときの折れ曲がり角を臨界角と呼んでおく。上式はこの様な臨界状態でのバランスを表していると考えよう。なお、障害物が溶質原子の場合には臨界角は数度以下の程度であって小さいが、障害物が析出物の場合は大きく、 180° となっても通過できない。このため析出物の場合には後節で述べるように障害物の周りに小さな転位ループを残した形で通過して行くことになる。さて、印加されている剪断応力を τ とするとき、転位の単位長さ当たりに働く力は tb であるので、障害物の平均間隔を l とするとき、

$$F = tbl \dots\dots\dots(8)$$

なる関係も成立する。この場合の障害物の平均間隔は勿論溶質原子の濃度に依存する。またこれは次のように、臨界角を通じて障害物の強さにも依存する量である。すなわち、転位が一つの障害物を通過して次の障害物に出会うまでに掃く面積は扇型面積 $\theta l^2/2$ の程度と考えられるので、この面積の中に1個の障害物があると考えれば、

$$2c(\theta l^2/2)/b^2 = 1 \dots\dots\dots(9)$$

が得られる。ここで、一枚の原子面の単位面積あたりには溶質原子が c/b^2 個存在すると考えており、すべり面上下の2枚の原子面に含まれる溶質原子をすべて数えている。以上をまとめると変形応力として

$$\tau = (1/b^3)(2cF^3/G)^{1/2} \dots\dots\dots(10)$$

が得られる。ただし、ここでは転位の線張力の概略値として $\Gamma = Gb^2/2$ を使っている。抵抗力 (F) が溶質原子のサイズ因子 (η) に比例することに注意すれば、この式は実験式、つまり (4) 式の c 依存性と η 依存性を良く再現していることが分かる。以上は Fleischer らの理論の骨子であり、成功した固溶硬化理論として受け取る向きもあった。しかし、定量的に議論するためにはさらに F の温度依存性を求めねばならない。実はこの温度依存性に大きな問題が残っていた。なお、以上の考え方は析出硬化に対して殆どそのままの形で適用することが出来るが、それについては後節で述べる。

ここでは温度依存性の全般的議論には立ち入らず、遷移温度に焦点を絞って議論を進める。さて、上式の中の抵抗力は絶対零度では最大値 (F_0) となっているはずであるが、温度が高くなるとこれより低くなり、遷移温度に至るとついにゼロになる。Fig. 5 にはこのような考えに従って変形応力の概略を示した。ここでは問題を多少一般化しており、変形応力への寄与として温度依存の小さいもの (τ_G : 例えば加工硬化からの寄与) と温度依存の大きなもの (τ_A : (10) 式からの寄与) の二つを考えている。すなわち、

$$\tau = \tau_A + \tau_G \dots\dots\dots(11)$$

である。そして、 τ_A がゼロとなる温度を T_0 と書いている。図では簡単のため温度依存性を直線で近似してある。転位運動の熱活性化過程の理論によればこの遷移温度は

$$\alpha kT_0 = Q_0 \dots\dots\dots(12)$$

で与えられる^{1,2)}。ここに Q_0 は転位と障害物との相互作用

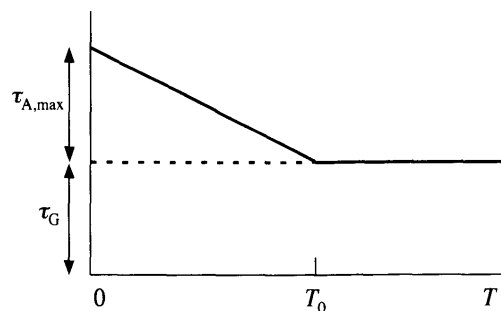


Fig. 5. A schematic drawing of the temperature dependence of the yield stress in the case of the solution hardening. τ_A and τ_G represent the thermal and athermal component of the yield stress, respectively.

エネルギーであり、活性化エネルギーの最大値とも言える。 k はボルツマン定数、 α は定数($\alpha=20\sim 26$)である^{32,33})。相互作用エネルギーは弾性論によってかなり正確に計算できる量であるが³¹)、それによると例えばCu-Ni合金の場合、 $\eta=0.024$ であるので $Q_0=0.08\text{ eV}$ の程度となる。一方、実験値(Fig. 3)の T_0 から上式を使って推定した値は $Q_0=0.6\text{ eV}$ の程度であって、両者の間にはかなりの差がある。これは勿論、上に述べてきた固溶硬化理論の不備を示している。その原因としては、転位が障害物を熱エネルギーの助けを借りて通過していくときのジャンプ過程で1個だけの溶質原子との相互作用を考えたことが考えられる。1個だけでは相互作用が小さ過ぎるのである。1回の転位ジャンプにおいて同時に複数個の溶質原子が関与すると考えれば、当然相互作用エネルギーは大きくなり、この数値的矛盾は解消されるだろう。なお、この場合には溶質原子の持つ応力場に広がりがある。この広がりのため転位が1個の溶質原子との相互作用場を通過し終わらないうちに他の溶質原子との相互作用場に侵入すると考える。このような複数個との相互作用を考えるときには、同時に相互作用を持つ溶質原子の個数は何個であるべきか、と言う難問が出てくる。なお、もし複数個の溶質原子との相互作用が真実ならば、溶質原子1個との相互作用を想定して求めた(10)式はその根拠を失うことになる。

この様な見通しの下に、Labusch^{34,35})やNabarro³⁶)は転位と複数個の溶質原子との相互作用を取り入れた固溶硬化理論を作った。これらは絶対零度での理論であったが、Nabarro³⁷)は更に熱活性化過程を考慮した理論も作った。しかし残念ながら、それらの理論は完成されたものとは言えるものではなかった。例えば後者の論文では、同時に作用する障害物の個数やその障害物の作用場の広がり温度依存性について十分な考慮が払われていない。これらの温度依存性こそが複数個との相互作用を考える上で本質的に重要な点だと思われるので、この欠落はこの理論の致命的欠陥と言わざるを得ないのである。なお、このあたりの議論の詳細は他の文献³⁰)を参照していただきたい。以上のような摩擦機構モデルに属する理論とは別に、鈴木ら^{38,39})は固着機構モデルによって変形応力の温度依存性を説明しようとした。固着機構モデルでは、最初に転位が溶質原子によって固着されており、この固着位置から離脱するに要する応力が降伏応力であると考えられる。この場合には多数の溶質原子が転位固着に関与するので、必然的に相互作用エネルギーが大きくなり、 T_0 の説明には好都合となる。しかし、このモデルでは一度固着点から外れた転位は極めて動きやすいと考えざるを得ないが、この点が観察事実と合わない。またこのモデルでは、良く知られた加工硬化強度と固溶硬化強度との可加算性についても説明が困難と思われる。この他に、Willeら³³)はCu-Mn合金とCu-Ge合金の単結晶で綿密な実験を行い、その結果を(10)式に熱的活性化過程を

取り入れた式によって説明しようとした。ただし、溶質原子2個がたまたま隣接しているもの(doublet, Cu-Mnの場合)、あるいは3個が隣接したもの(triplet, Cu-Geの場合)を主たる障害物であると考えた。そのような障害物なら溶質原子1個の場合より相互作用エネルギーが大きくなるので、 T_0 の説明はやりやすくなる。しかし、彼らの論文では定数の取り方などにかんがりの無理が見られ、またdoubletだけ、あるいはtripletだけを重視するのも不自然に思われるので、筆者は納得できない。

なお、上では述べなかったがBasinskiら⁴⁰)の発見したstress equivalenceという興味深い現象がある。これについては説明は省略するが、彼らの実験結果は転位と複数個の溶質原子との相互作用の重要性を示したもので、たとえば0.1 mol%程度の希薄合金においてさえ複数個の溶質原子との相互作用を考えるべきことを示している。Nabarro³⁶)は希薄合金では単一の溶質原子との相互作用が支配する領域、つまり(10)式の適用可能な領域があると主張したが、そのような領域はあるとしても0.1 mol%以下ということになる。従ってそのような領域は実際上殆ど考える必要がなさそうである。このほかの興味深い実験事実としてCu希薄合金での変形応力の低温異常がある^{21,22})。これも従来の固溶硬化理論ではまったく説明出来ない現象である。Willeら³³)はこの現象を慣性効果^{41,42})によって説明しているが、この温度域での変形応力も合金濃度依存性などが高温域と同じである⁴⁰)ことから考えて、慣性効果ではなく、固溶硬化に含めた形で統一的に説明されるべきであろうと思われる。

3.3 プラトー域の固溶硬化

以上は T_0 以下の低温域での議論であったが、 T_0 以上のプラトー域での議論は今まで殆どなされて来なかった。この領域の変形応力は先在転位からの寄与が大部分であると見る意見もある。この考えに従えば、ここでの変形応力は加工硬化と同様であって、変形応力の温度依存性が小さいことは容易に説明できる。しかし、この領域での変形応力にも明らかな溶質原子濃度依存が見られることや、エッチピット法などで調べた先在転位の密度がこのレベルの変形応力を加工硬化からの寄与として説明するには幾分低すぎること等の点が問題となる。一方、この領域の変形応力もやはり転位と溶質原子との相互作用に基づいて説明するべきであるとの見方もあり得よう。しかし、もしそうだとすればこの領域の変形応力の温度依存性が極めて低いことからして、上に述べたよりも更に多数個の溶質原子との相互作用に関係した機構を考えなければならないことになる。またこのとき、低温域とプラトー域との違いを固溶硬化機構上の差異としてどの様に説明するのかが大きな問題となる。なお、Nabarroら⁴³)はプラトー域の理論と称するものを既に発表しているが、相互作用の大きさなどには言及がなく、説得力のあるものではなかった。これについては

原論文を参照していただきたい。いずれにしてもこの領域については、実験的な面もふくめて、研究が少ないことが問題である。

4. 析出硬化

析出硬化はランダムに分布している障害物の存在という点で固溶硬化に似ている。しかし、両者は障害物の強さと言う点で大きく異なる。すなわち、孤立した1個の溶質原子はそれ程強い障害物ではないので、転位はその側を通り過ぎることが出来たが、析出物の場合には通り過ぎることが出来ないのが普通である。通り過ぎることができない場合には、転位は障害物と障害物の間へ張り出すことによってすり抜けていく（オロワン機構）。障害物の周りには小さな転位ループ（いわゆるオロワンループ）を残すことになる。このような過程では析出物自体の強さは変形応力に影響を及ぼさないで議論が簡単になる。以下では、まずこのような硬い析出物の場合を検討し、続いてそれほど硬くない析出物の場合を見ていく。

さて、オロワン機構によって転位が通り抜けるときの臨界状態は転位が二つの障害物の間に半円形に張り出したときである。この場合にも固溶硬化で考えた力のバランスの式はそのまま成立するが、そのときの臨界角は $\theta=180^\circ$ と考えるべきである。すなわち、(7)式と(8)式に相当して、

$$\tau b l = 2\Gamma \dots\dots\dots(13)$$

が成立する。つぎに障害物の平均間隔 l を求めるが、このために障害物の大きさ（半径）を R として、すべり面に平行な厚さ $(4R)$ の板状の領域を考える。この領域の中にある析出物が転位と出会う析出物である。この析出物は平均的には板状領域の体積 $4Rl^2$ に1個存在すると考えられるので、析出物の数密度を n とすれば、

$$4Rl^2 n = 1 \dots\dots\dots(14)$$

が成立する。さらに析出物の体積分率を f とするとき概略 $f=(2R)^3 n$ なる関係があるので、これを使ってまとめると、変形応力として

$$\tau = 0.8Gb(f/2)^{1/2}/R \dots\dots\dots(15)$$

が得られる。ただし、ここでは $\Gamma=Gb^2/2$ としている。また、係数0.8は障害物のランダム分布を考慮したときの補正因子である⁴⁴⁾。(14)式では障害物が規則正しく並んでいると仮定しているが、その代わりにランダムな分布をすることを考えたときにはこの補正が必要となる。この様なオロワン機構に関する変形応力の理論式は実験的に確かめられている場合もあり、かなり信頼できるものと考えてよいであろう。

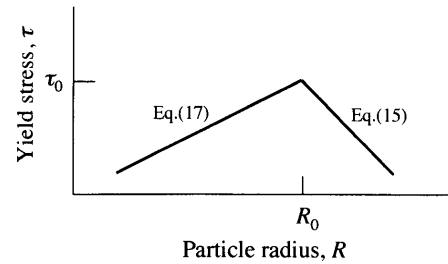


Fig. 6. A schematic drawing of the dependence of the yield stress (τ) on the particle radius (R) of precipitates. Both of τ and R are represented in a logarithmic scale. The two segments of the curve correspond to two cases as denoted by the equation numbers.

次に析出物がそれほど硬くない場合を検討する。鉄合金の場合などの析出物は十分硬いと考えられるので上の扱いでよいが、アルミニウム合金のGPゾーンの場合などではそれ程硬くなく、転位は析出物を横切って通り過ぎることができるので別の扱いが必要となる。このような場合には固溶硬化に関して述べた(10)式に至るまでの考え方がそのまま適用出来る。しかも、析出物では一個あたりの相互作用エネルギーが大きいため、転位と障害物一個との相互作用だけを考えればよく、複数個との同時的相互作用は考える必要がない。この場合、(9)式の代わりに

$$4nR(\theta l^2/2) = 1 \dots\dots\dots(16)$$

が成立することに注意し、さらに析出物からの抵抗力 F が析出物の大きさに比例すると仮定すれば、変形応力として

$$\tau = A(f/R)^{1/2} \dots\dots\dots(17)$$

の形が得られる。ここに A は定数である。この定数を確定するためには抵抗力の内容に立ち入って考察しなければならないが、それについては他の文献^{45,46)}を参照していただきたい。アルミニウム合金の時効析出などの場合には(15)式と(17)式の両方を考える必要がある。このときの析出粒子の成長に伴う変形応力の変化の様子をFig. 6に示した。ただし、この図では簡単のために析出物の体積分率は不変としているが、析出初期にはこれの増大にも考慮を払わねばならない。この図において、時効初期は(17)式が成立する段階であって、析出物の成長とともに変形応力は増加する。析出物自体の強さが増すからである。しかし、時効がさらに進行して析出物が大きくなると、ついに転位が通過出来ないほどの強度になる。この以後の析出後期には(15)式が成立する。この段階では析出進行とともに変形応力が低下してくるが、析出物の粗大化につれてその数密度が低下するためである。なお、これら二つの過程の間で変形応力は極大値をとるが、それは(7)式の臨界角が丁度 180° に達する時である。アルミニウム合金での実測によれば、この極大を与える粒子サイズはおよそ $R_0=3\text{ nm}$ の程度である⁴⁶⁾。

5. 加工硬化

5.1 加工硬化に関する実験結果

加工硬化は転位と転位との相互作用に基づくものであることからして、それ程金属の種類にはよらない現象と言える。実際、後でも述べるように結晶構造が同じ金属では同程度の加工硬化率を示すものである。しかし、金属の結晶構造が異なれば硬化の様子にかなりの違いが見られる。これはすべり系が結晶構造により異なるからである。fcc構造の金属の方がbcc構造のものより硬化率が2~3倍高いことが知られているが、これはfcc構造の金属ではすべりが常に特定のすべり面に拘束されて平面的に起こるのに対し、bcc構造ではらせん転位が交叉すべりを起こし易く、すべり系間相互作用が緩和され易いことに原因がある。また、hcp構造の金属の加工硬化率は極端に小さいが、これはhcp構造ではすべり系の数が少なく、このためすべり系間の相互作用が殆どないからである。単結晶と多結晶との違いも顕著である。一般に多結晶の方が硬化率が高いが、これは多結晶では各結晶粒が互いに変形を拘束し合っていることに原因がある。拘束条件を満たすためには複数のすべり系が同時的に活動せざるを得ないので、これら相互作用で硬化率が高くなる。さて、加工硬化の機構を調べるための実験としては金属単結晶を用いた引張り試験が多数行われてきた。この節ではこのような単結晶の実験を検討して、加工硬化の基本的機構を探ることとする。歴史的に見てfcc金属での研究が多くなされているが、以下でもfcc金属を中心に検討する。

まず一例としてCu-Zn単結晶試料での引張り試験の結果⁴⁷⁾をFig. 7に示す。試料の軸方向は結晶対称軸からは少しずらしてあり、いわゆる単一すべり方向に選んである。このとき分解剪断応力のもっとも大きくなるすべり系（主すべり系）の活動で変形が進行する。この図では主すべり系の分解剪断応力と主すべり系の剪断歪みとの関係が表示されている。もし引っ張り応力と伸び歪みとの関係として表示すれば硬化率はこの図のものより数倍高くなる。図のようなfcc金属での応力歪み曲線は通常3領域に分けられ、歪みの小さい方から順にステージ1、ステージ2、ステージ3と呼ばれる。ステージ1では活動するすべり系が一つ（主すべり系）だけであって硬化率が低い。応力の増加に伴って主すべり系以外のすべりも幾らか活動するようになり、すべり系間の相互作用も大きくなるので硬化率が高くなる。このような硬化率の高くなったステージがステージ2である。このステージでは硬化率が一定であるため直線硬化ステージとも呼ばれる。これに続くステージ3では何らかの回復過程（動的回復）が伴われるため、再び硬化率が低下する。なお、多結晶では変形の最初から複数のすべり系が活動するのでステージ1は現れない。以下ではとくに断らない限り、ステージ2だけを問題とする。このス

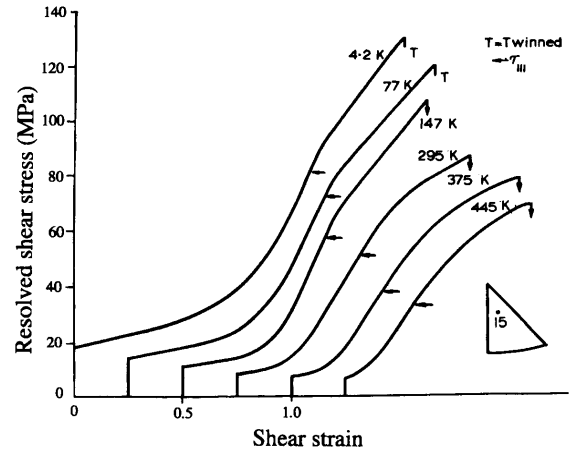


Fig. 7. Stress-strain curves of Cu-5 mol%Zn single crystals at various temperatures.⁴⁷⁾ The horizontal arrows indicate the onset of stage 3.

テージは加工硬化の本質を探るのにもっとも適していると思われるからである。

加工硬化に関する重要な実験結果としてはこのような機械試験の結果の他に、加工硬化された試料での転位配列の観察がある。とくに転位密度と変形応力との関係が重要である。転位密度はエッチピット法または透過電子顕微鏡法で測定されるが、エッチピット法による銅単結晶の場合では変形応力 τ と転位密度 ρ との関係として次式が得られている⁴⁸⁾。

$$\tau = \beta G b \rho^{1/2} \dots \dots \dots (18)$$

ただし、この式に現れた定数は $\beta = 0.3$ の程度である。加工硬化は元来普遍的なものだから、この関係式もそれ程物質に依らず、かなり広い適用性があるものと思われる。なおこの関係式は電子顕微鏡で最初に見出されたもので、その仕事⁴⁹⁾に因んでBaily-Hirschの関係と呼ばれている。透過電子顕微鏡法による転位分布の観察も多数の研究者によってなされてきた。加工硬化状態では転位分布が一様でないことが注目されてきたが、とくに刃状転位のダイポールを多数含んだ転位集積がよく観察されており、これを転位もつれ(tangle)構造などと呼んでいる。加工がさらに進行するにつれてこのような転位集積は互いにつながり合い、セル構造を呈するに至る。なお、これの変形応力への影響については後節で述べる。

5.2 変形応力の問題

さて、加工硬化の転位論的機構については古くからいろんなモデルが提出されてきた。その中で変形応力を与える機構に関する二つのモデルの間で長年に亘る論争があった。そのひとつは長範囲応力理論(long-range stress theory)⁵⁰⁾であり、他は林立転位理論(forest theory)⁵¹⁻⁵³⁾である。前者はStuttgartのSeegerを中心としたグループが主張したものであり、後者は電子顕微鏡透過観察を始めたCambridgeのグループなどが主張した。長範囲応力理論では、

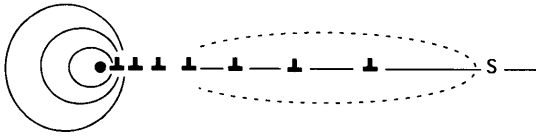


Fig. 8. Pile-up of dislocations emitted from a source (S) of the primary slip system. Contours of the stress field around the pile-up are drawn schematically. The dotted line denotes the stress having the negative sign.

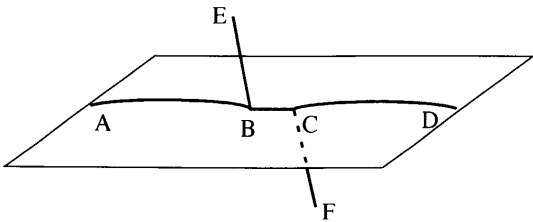


Fig. 9. Intersection between a glide dislocation (ABCD) and a forest dislocation (EF), making a junction dislocation (BC).

主すべり面上に堆積した転位群からの大きな内部応力が新しく発生しようとする転位の運動を抑制し、このために硬化が起こると考える。変形された結晶での転位の堆積の様子を模型的に Fig. 8 に示した。転位源から生み出された転位ループはある距離前進したところで何らかの障害物に出会って阻止され、転位列の形で堆積する。堆積する転位の数は数十の程度である。この理論では転位群を阻止する障害物として主すべり系転位と2次すべり系転位との反応で出来た反応転位（ローマーコトレル転位）を考えている。すなわち、この理論では2次すべり系転位の加工硬化への寄与をローマーコトレル転位の形成だけに限定して捉えている。これに対し林立転位理論では、2次すべり系転位にさらに重要な役割を与えている。すなわち、2次系転位は主すべり系転位と交叉する様な配列となるのが普通であるが、この交叉が主すべり系転位の運動障害となると考える。すなわち、Fig. 9 に示したように、転位と転位との交叉においてはその交叉部に短いながら反応転位が形成されるが、この反応転位を再び解消するために必要な仕事が変形応力を決めていていると考えるのである。

この論争の詳細については省略するが、現在では大部分の研究者が林立転位モデルを支持していると見られる。これに関して、筆者らは長範囲応力理論への反証として荷重軸反転の実験を行った⁵⁴⁾。これは同じ試料を使って、引張り試験と圧縮試験とを交互に繰り返す実験である。長範囲応力理論で想定する転位配列およびその応力場は極めて方向性の強いものであるため、荷重軸を逆転すれば容易に崩壊するはずのものである。これに対し、林立転位理論の想定する林立転位の配列には方向性はないので、主すべり系転位の運動方向を逆転したとしても、同程度の変形応力を与えることが期待される。実験結果は後者を支持するもの

であった。このほか Jackson ら⁵⁵⁾は潜在硬化の実験を行って長範囲応力理論に対する反証としている。また理論的な側面からの議論としては Mitchell⁵⁶⁾の指摘が鋭い。これは堆積転位群からの応力場を計算し、長範囲応力理論の成立し難いことを示したものである。すなわち、Fig. 8 に示したような堆積転位群の周囲の内部応力の計算を行い、これが極めて方向性の強いものであることを示した。その結果、堆積転位の前方の地点では堆積転位と同じ方向に転位を動かそうとする応力が非常に高くなるのに対して、堆積の後方における後続転位の運動を抑制する方向の応力はそれ程大きくならないことを指摘した。加工硬化は後者の働きによるものであることを考えれば、このような堆積転位群からの内部応力は加工硬化の原因としては適当でないと判断される。なお、林立転位モデルを考えれば、(18)式は容易に導くことができる⁵⁷⁾。ただし、このときの式中の転位密度としては林立転位（2次すべり系転位）の密度を考えるべきである。結局このような議論によって、変形応力を与える機構としては林立転位モデルが正しいと結論できる。さて、加工硬化の理論としては以上のような(1)変形応力の問題と併せて、(2)転位増殖・蓄積の問題にも答えねばならない。すなわち、林立転位モデルの場合について言えば、試料の塑性歪みに伴って林立転位が如何に増殖されるかと言う問にも答えねばならない。(1)と(2)を併せて始めて硬化率を予測することが可能となる。このような意味での加工硬化理論はまだ出来上がってはいない。すなわち、林立転位の増殖過程を合理的に定式化した理論はまだないのである。ただし、何らかの仮定を設けるならば(2)の問題を定式化することも可能ではある。これについては文献^{53,58)}を参照していただきたい。

5.3 セル構造の影響

加工硬化の研究は上に述べた変形応力の問題が一段落した後、いくつかの新しい問題へと展開した。ここでは変形応力への転位セル構造の影響と最大引張強度の問題とについて述べる。転位のセル構造は電子顕微鏡によって始めて明らかになった事柄であるが、塑性変形モデルがしばしば均一な転位配列を仮定するのに対して反省を迫る観察結果であった。セル構造の変形応力への影響に関しては Mughrabi らの研究^{59,60)}が注目に値する。彼らの研究では加工硬化した単結晶からのX線回折測定を行い、試料の中かなりの大きさの内部応力（セル内部で変形応力の20%程度）が存在することを示した。ただし、この内部応力は前節で述べた長範囲応力とはまったく別のものである。彼らはこの内部応力の起源として試料中に存在するセル構造を考えた。Fig.10はその説明図である。セル構造は転位密度が高いセル壁と転位密度の低いセル内部とから構成されている。変形に際してセル内部はセル壁より変形しやすいためより大きな塑性歪みまで変形する。このようにして試料内部には塑性ひずみの不均一分布が作られることになる

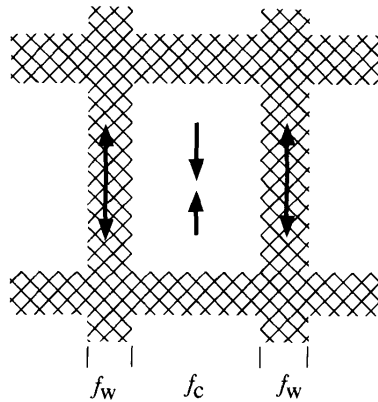


Fig. 10. A schematic drawing of the cell structure in a work-hardened metal. Cells are elongated along the tensile axis of the specimen. The internal tensile stress acts in both of the cell wall and the cell interior, but in the opposite directions. Volume fractions of the wall and the interior are represented by f_w and f_c , respectively.

が、この不均一ひずみ分布は必然的に内部応力を生み出す。すなわち塑性歪みの小さいセル壁は弾性的に引き伸ばされるような応力をセル内部から受け、逆にセル内部はセル壁から圧縮応力を受ける。このような内部応力に基づく伸びおよび縮みの弾性歪みが彼らのX線回折実験によって明瞭に検出されている。

さて、このような内部応力の变形応力への影響を検討する。この内部応力の適当なすべり系への分解剪断応力成分をセル壁とセル内部とでそれぞれ $\Delta\tau_w$ と $\Delta\tau_c$ であるとすれば、これらの領域での变形応力（剪断応力）は次のように書けるだろう。

$$\tau_w = \beta G b \rho_w^{1/2} - \Delta\tau_w \dots\dots\dots(19)$$

$$\tau_c = \beta G b \rho_c^{1/2} - \Delta\tau_c \dots\dots\dots(20)$$

ただし、内部応力がない状態での变形応力は(18)式で与えられるとしており、セル壁とセル内部での転位密度をそれぞれ ρ_w 、 ρ_c としている。このとき試料全体に対する变形応力 τ は、これらの領域の体積分率をそれぞれ f_w 、 f_c とすれば、

$$\tau = f_w \tau_w + f_c \tau_c \dots\dots\dots(21)$$

である。因みにMughrabiらの測定結果によれば、 $f_w = 0.15 \sim 0.3$ の程度である。さて内部応力については次のような釣り合いの関係、

$$f_w \Delta\tau_w + f_c \Delta\tau_c = 0 \dots\dots\dots(22)$$

が成立するので、結局、次式を得る。

$$\tau = \beta G b [f_w \rho_w^{1/2} + f_c \rho_c^{1/2}] \dots\dots\dots(23)$$

このように变形応力の式には内部応力は現れないが、セル構造の存在によって、(18)式の転位密度としてはある種の

平均値を使うべきことが分かる。

5.4 最大引張り強度

加工硬化の研究には硬化の本質に関するもののほかに、多少現象論的ではあるが硬化過程全体を解析的に表現しようとする試みもある。その中で最大引張り強度に関係した議論は注目に値する。低温での引張り変形は試料の脆性的破断で終了するケースが多いが、やや高温では破断まで延性的であって、高応力域ではついには硬化率がゼロに近づく。この硬化率ゼロとなる变形応力を飽和变形応力(saturation stress)と呼び、以下これを議論することにする。このように变形応力が飽和に達するということは(18)式に従って考えれば、試料中の転位密度がついには飽和に達すること、言い換えれば、高応力では転位の増殖過程の一方で転位消滅過程が同時に進行するようになることを意味する。Kocksら^{61,62}はこの飽和变形応力を測定あるいは推定し、これがどのような関係式で表現出来るかを調べた。この量は当然ながら、測定温度、歪み速度などに依存するが、彼らはさらに重要な影響因子として積層欠陥エネルギーに注目した。FollansbeeとKocks⁶²ではこの関係を

$$\ln\left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right) = \frac{AGb^3}{kT} \ln\left(\frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}\right) \dots\dots\dots(24)$$

と表現している。ここに $\dot{\epsilon}$ は伸び歪み速度、 σ_s は飽和变形応力、 A と $\dot{\epsilon}_0$ 、 σ_{s0} は定数であり、 A は積層欠陥エネルギーに関係するとされている。実はこの式は古くSchoeckとSeeger⁶³が加工硬化ステージ3の開始応力(τ_3)の表現として使ったものと同じである。ただし、その場合には σ_s の代わりに τ_3 と書く。すなわちこの式は、もともとステージ3の開始がらせん転位のクロススリップのしやすさに支配されていると考えて導出されたものであった。良く知られているように、クロススリップのしやすさはらせん転位の幅、つまり積層欠陥エネルギーに依存する。この式を飽和变形応力に流用したのは、この飽和变形応力もらせん転位のクロススリップに起因した正負転位の合体消滅、されにそれによる転位密度減少に支配されていると考えたからである。転位密度減少をもたらす原因としてはクロススリップ以外にも刃状転位の上昇運動に起因した正負転位の合体消滅が考えられる。最近、Nesら⁶⁴はこの転位上昇運動が飽和变形応力を支配すると考えるモデルを提出している。刃状転位の上昇運動のしやすさも転位の幅、つまり、積層欠陥エネルギーに依存するので、これの大小が飽和变形応力に関係することになる。Nesらは高温では彼らの導出した式の方が(24)式より実験値に良く適合すると主張しているが、用いた活性化エネルギーが自己拡散のそれよりかなり大きいことなどの疑問点がある。また、彼らの想定した温度域は高温クリープの起こる領域であるが、高温クリープで広く用いられている式との関連などはまだ議論されていない。この飽和变形応力の問題については今後の進展を見

守りたい。

6. 細粒硬化

よく知られているように多結晶材料ではその強度が結晶粒の大きさに依存しており、結晶粒の小さな材料ほど強度が高い。これに関する実験結果は次に示すHall-Petchの式で表現される^{65,66)}。

$$\sigma = \sigma_0 + kD^{-1/2} \dots \dots \dots (25)$$

ここに σ は試料の降伏応力(引張り応力)、 D は結晶粒の平均直径、 k は定数、 σ_0 は固溶硬化などの他の原因による降伏応力への寄与である。この関係式では定数 k がとくに重要であるが、これは材質に依存することが知られている。例としてNakanishiとSuzukiによるCu-Al合金の測定結果⁶⁷⁾をFig.11に示した。この図から読みとった定数の値はおおよそ $k=0.13\sim 0.5\text{ MPa m}^{1/2}$ である。この場合では明らかに高濃度合金、つまり硬い材質に対して k 値が高くなっている。他の材質についても同様な傾向がみられる。幾つか他の例を挙げれば、鉄鋼材料の下降伏点についてのPetchの結果⁶⁶⁾ではおおよそ $k=0.6\text{ MPa m}^{1/2}$ であり、HansenによるAl, Cu, Cu-30%Znの結果⁶⁸⁾ではそれぞれおおよそ $k=0.06, 0.16, 0.3\text{ MPa m}^{1/2}$ となっている。なお、上式の関係はある程度まで変形の進んだ試料においても成立することが知られている⁶⁹⁾。この場合には、一定の伸び歪み(ϵ)まで変形したときの変形応力を粒度の異なった試料について比較する。このときの係数は降伏応力の場合と区別するため $k(\epsilon)$ と書くことにする。

さて、上式の転位論的説明としては大きく分けて2系統のものがある。その一つは堆積転位群の作る内部応力が結晶粒の大きさに依存し、これが降伏応力の結晶粒サイズ依存性をもたらすと考えるものであり、他のモデルは増殖される転位の密度が結晶粒サイズに依存すると考えるものである。前者のモデルでは一つの結晶粒ですべり変形が起こったとして、これが内部応力を介して隣の結晶粒へと伝搬する過程が降伏を支配すると考える。堆積転位群が作る内部応力の大きさは転位群の存在域の長さ(この場合は結晶粒の大きさ)に依存し、 $D^{1/2}$ に比例するので、このことから上式を導くことが出来る^{70,71)}。なお、この内部応力モデルによく似たモデルとして、堆積転位群の先頭の転位が応力集中の作用で粒界を突き抜けて行くとする考え方もある⁷²⁾。これらのモデルはHallやPetchに始まる伝統的な考え方であるが、このモデルの想定する堆積転位群が観察されていないとして批判を受けた。一方、後者のモデルは主として $k(\epsilon)$ の説明に使われるが、内部応力モデルへの対立概念とも見られる。このモデルでは一つの結晶粒内で増殖される転位の密度が D に逆比例すると仮定される⁷³⁻⁷⁵⁾。このとき加工硬化で良く知られた(18)式を使えば上式を導く

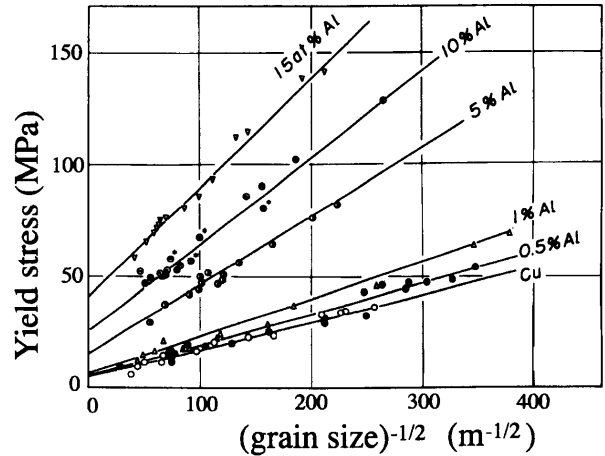


Fig. 11. Yield stress (σ)-grain size (D) relationship at 293K for Cu-Al alloys.⁶⁷⁾

ことが出来る。このモデルに従えば、得られた係数 k が必然的に試料の伸び歪み(ϵ)に依存することになるが、実験に依れば、CuやCu-Znの場合では $k(\epsilon)$ の値は歪みに殆ど依存しない⁶⁸⁾。従って、後者のモデルは少なくともこれらの場合には適用できないだろう。またこのモデルに従えば、材質による k 値の違いは転位の増殖率の違いと考えざるを得ないが、この点を合理的に説明するのは困難な様に思われる。さらに鉄鋼材料の下降伏点の場合のように、降伏に至るまでの塑性歪みが小さい場合にも、このような転位増殖を仮定したモデルでは無理があると思われる。結局、(25)式の転位論的説明はまだ未完成であると言わざるを得ず、 k 値の材質依存性などもまだ説明出来る段階には達していないのである。

7. 結言

以上、金属の硬化機構の主なものについて、それらが転位論的にどの様に理解されているか、また、どの様な点がまだ未解決の問題として残されているかを概観してきた。遺憾ながら、どの問題についても十分解明されているとは言えないのが現状であって、今後の研究に待つべき点が多いのである。本稿で行った問題点の整理が、いささかなりとも今後の研究への助けとなることを期待したい。なお、本稿ではなるべく標準的な見方を述べるように心がけたつもりだが、研究者の間では異なった見方もあり得る。例えば、本稿では固溶硬化については摩擦力モデル(とくに複数個の溶質原子との相互作用モデル)を、また加工硬化については林立転位モデルを支持する立場を取った。これらが現在における標準的な見方であり、その根拠もあると信じるからである。しかし、このような見方が研究者の間で完全に受け入れられている訳ではない。驚くべきことかも知れないが、金属強度論を扱った幾つかの書籍⁷⁶⁻⁷⁹⁾を見渡してみても、上記2項目について本稿と同じ立場に立つも

のは一つもない。どちらかの項目について本稿とは違ったモデルを支持するものや、二つの対立モデルを両論併記してあるものなどである。現況はこのようであるので、実際の硬化機構の検討に当たっては、異なった見方の比較検討が未だ欠かせないことを強調しておきたい。

文 献

- 1) 丸川健三郎：21世紀の格子欠陥研究に残された課題，西谷滋人ほか編，吉岡書店，京都，(2003)，55.
- 2) 丸川健三郎：材料強化設計の基礎と応用（セミナーテキスト），日本金属学会，仙台，(2004)，1.
- 3) R.E.Peierls: *Proc. Phys. Soc.*, **52** (1940), 34.
- 4) F.R.N.Nabarro: *Proc. Phys. Soc.*, **59** (1947), 256.
- 5) Y.Aono, K.Kitajima and E.Kuramoto: *Scr. Metall.*, **14** (1980), 321.
- 6) J.E.Dorn and S.Rajnak: *Trans. Metall. Soc. AIME*, **230** (1964), 1052.
- 7) P.Guyot and J.E.Dorn: *Can. J. Phys.*, **45** (1967), 983.
- 8) Y.Aono, K.Kitajima and E.Kuramoto: *Scr. Metall.*, **15** (1981), 275.
- 9) J.P.Hirth and J.Lothe: *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York, (1968), 150.
- 10) 鈴木秀次：金属の強さ（鈴木秀次監修），アグネ，東京，(1972)，120.
- 11) J.P.Hirth and J.Lothe: *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York, (1968), 217.
- 12) S.Takeuchi and T.Suzuki: *Strength of Metals and Alloys*, Pergamon Press, New York, (1989), 161.
- 13) 鈴木敬愛：21世紀の格子欠陥研究に残された課題，西谷滋人ほか編，吉岡書店，京都，(2003)，15.
- 14) C.Kittel: *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley and Sons, New York, (1956), 95.
- 15) T.Suzuki and H.Koizumi: *Materia Jpn.*, **33** (1994), 1062.
- 16) T.Suzuki and S.Takeuchi: *Materia Jpn.*, **40** (2001), 164.
- 17) R.L.Fleischer: *Acta Metall.*, **11** (1963), 203.
- 18) T.J.Koppelaar and M.E.Fine: *Trans. Metall. Soc. AIME*, **224** (1962), 347.
- 19) A.A.Hendrickson and M.E.Fine: *Trans. Metall. Soc. AIME*, **221** (1961), 967.
- 20) T.Suzuki: *Dislocation Dynamics*, McGraw-Hill, New York, (1967), 551.
- 21) T.Suzuki and T.Ishii: *Physics of Strength and Plasticity*, MIT Press, Cambridge, Mass., (1969), 159.
- 22) K.Kamada and I.Yoshizawa: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **31** (1971), 1056.
- 23) K.Wert: *Trans. AIME*, **188** (1950), 1242.
- 24) K.Kitajima, Y.Aono, H.Abe and E.Kuramoto: *Strength of Metals and Alloys*, Vol. 3, Pergamon Press, New York, (1979), 965.
- 25) A.Sato and M.Meshii: *Acta Metall.*, **21** (1973), 753.
- 26) H.Suzuki: *Strength of Metals and Alloys*, Vol. 3, Pergamon Press, New York, (1979), 1597.
- 27) R.L.Fleischer: *Acta Metall.*, **10** (1962), 835.
- 28) R.L.Fleischer and W.R.Hibbard, Jr.: *Relation between the Structure and Mechanical Properties of Metals*, Her Majesty's Stationery Office, London, (1963), 261.
- 29) J.Friedel: *Electron Microscopy and Strength of Crystals*, Interscience, New York, (1963), 605.
- 30) K.Marukawa: *Materia Jpn.*, **40** (2001), 655.
- 31) 鈴木秀次：転位論入門，アグネ，東京，(1967)，284.
- 32) R.L.Fleischer: *J. Appl. Phys.*, **33** (1962), 3504.
- 33) Th.Wille, W.Gieseke and Ch.Schwink: *Acta Metall.*, **35** (1987), 2679.
- 34) R.Labusch: *Phys. Status Solidi*, **41** (1970), 659.
- 35) R.Labusch: *Acta Metall.*, **20** (1972), 917.
- 36) F.R.N.Nabarro: *Philos. Mag.*, **35** (1977), 613.
- 37) F.R.N.Nabarro: *Philos. Mag.*, **B52** (1985), 785.
- 38) H.Suzuki and E.Kuramoto: *Trans. Jpn. Inst. Met.*, **9** (1968), Suppl., 697.
- 39) 蔵元英一：21世紀の格子欠陥研究に残された課題，西谷滋人ほか編，吉岡書店，京都，(2003)，91.
- 40) Z.S.Basinski, R.A.Foxall and R.Pascual: *Scr. Metall.*, **6** (1972), 807.
- 41) A.V.Granato: *Phys. Rev.*, **B4** (1971), 2196.
- 42) M.Suenaga and J.M.Galligan: *Scr. Metall.*, **5** (1971), 829.
- 43) F.R.N.Nabarro, Z.S.Basinski and R.Pascual: *Scr. Metall.*, **12** (1978), 931.
- 44) A.J.E.Foreman and M.J.Makin: *Philos. Mag.*, **14** (1966), 911.
- 45) 松浦圭助：講座現代の金属学，材料編3，日本金属学会編，日本金属学会，仙台，(1985)，132.
- 46) I.Kovacs, J.Lendvai, T.Ungar, G.Groma and J.Lakner: *Acta Metall.*, **28** (1980), 1621.
- 47) T.E.Mitchell and P.R.Thornton: *Philos. Mag.*, **8** (1963), 1127.
- 48) Z.S.Basinski and S.J.Basinski: *Philos. Mag.*, **9** (1964), 51.
- 49) J.E.Bailey and P.B.Hirsch: *Philos. Mag.*, **5** (1960), 485.
- 50) A.Seeger, J.Diehl, S.Mader and H.Rebstock: *Philos. Mag.*, **2** (1957), 323.
- 51) G.Saada: *Acta Metall.*, **8** (1960), 841.
- 52) F.R.N.Nabarro, Z.S.Basinski and D.B.Holt: *Adv. Phys.*, **13** (1964), 193.
- 53) P.B.Hirsch and T.E.Mitchell: *Can. J. Phys.*, **45** (1967), 663.
- 54) K.Marukawa and T.Sanpei: *Acta Metall.*, **19** (1971), 1169.
- 55) P.J.Jackson and Z.S.Basinski: *Can. J. Phys.*, **45** (1967), 707.
- 56) T.E.Mitchell: *Philos. Mag.*, **10** (1964), 301.
- 57) 丸川健三郎：転位論—その金属学への応用，日本金属学会編，丸善，東京，(1971)，49.
- 58) N.Hansen and D.Kuhlmann-Wilsdorf: *Mater. Sci. Eng.*, **81** (1986), 141.
- 59) H.Mughrabi: *Acta Metall.*, **31** (1983), 1367.
- 60) H.Mughrabi, T.Ungar, W.Kienle and M.Wilkens: *Philos. Mag.*, **A53** (1986), 793.
- 61) H.Mecking, B.Nicklas, N.Zarubova and U.F.Kocks: *Acta Metall.*, **34** (1986), 527.
- 62) P.S.Follansbee and U.F.Kocks: *Acta Metall.*, **36** (1988), 81.
- 63) G.Schoeck and A.Seeger: *Defects in Crystalline Solids*, Physical Society of London, London, (1955), 340.
- 64) E.Nes, T.Pettersen and K.Marthinsen: *Scr. Mater.*, **43** (2000), 62.
- 65) E.O.Hall: *Proc. Phys. Soc.*, **64** (1951), 747.
- 66) N.J.Petch: *J. Iron Steel Inst.*, **174** (1953), 25.
- 67) K.Nakanishi and H.Suzuki: *Trans. Jpn. Inst. Met.*, **15** (1974), 435.
- 68) N.Hansen: *Metall. Trans. A*, **A16** (1985), 2167.
- 69) R.Armstrong, I.Codd, R.M.Douthwaite and N.J.Petch: *Philos. Mag.*, **7** (1962), 45.
- 70) J.P.Hirth and J.Lothe: *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York, (1968), 706.
- 71) 鈴木秀次：金属の強さ（鈴木秀次監修），アグネ，東京，(1972)，197.
- 72) H.Suzuki and K.Nakanishi: *Trans. Jpn. Inst. Met.*, **16** (1975), 17.
- 73) M.F.Ashby: *Philos. Mag.*, **21** (1970), 399.
- 74) U.F.Kocks: *Metall. Trans.*, **1** (1970), 1121.
- 75) A.W.Thompson, M.I.Baskes and W.F.Flanagan: *Acta Metall.*, **21** (1973), 1017.
- 76) 角野浩二：金属物性基礎講座8，結晶の塑性，丸善，東京，(1977)。
- 77) 日本金属学会編：講座現代の金属学，材料編3（材料強度の原子論），日本金属学会，仙台，(1985)。
- 78) 鈴木平，吉永日出男，竹内伸：転位のダイナミクスと塑性，裳華房，東京，(1985)。
- 79) 木村宏：材料強度の考え方，アグネ技術センター，東京，(1998)。