



入門講座

鉄鋼材料編 -6

やさしい転位論

古林英一 早稲田大学理工学部材料工学科客員教授

Ei-ichi Furubayashi

Dislocation Theory for Beginners

1 はじめに

転位という概念は結晶格子と同じくらい古くから存在するが、戦後の材料学の発展と呼応して広く使われるようになった。転位モデルとそれを基礎とした転位論は、単純素朴な幾何学によって機械的性質の多くを定性的に自然に説明できるという魅力を持つ。転位論で説明できるいわゆる「構造敏感な」材料の性質や冶金現象には、結晶成長、塑性変形、加工硬化、析出硬化、破壊、高温変形、回復・再結晶、マルテンサイト変態、腐食、磁性など多岐にわたる^{3,7)}。

表1 主な金属結晶のすべり系

結晶の種類	すべり系		結晶の種類	すべり系	
	すべり方向	すべり面		すべり方向	すべり面
fcc金属 Al, Cu, Au Ni, γ -Fe	$\langle 011 \rangle$ *	$\{111\}$ *	hcp金属 Mg, Ti, Co Zn, Cd等	$\langle 1120 \rangle$ *	$\{0001\}$ *
				$\{1010\}$	
		$\{1011\}$			
bcc金属 K, Cr, Mo α -Fe, Nb	$\langle 111 \rangle$ *	$\{011\}$ *	$\langle 1010 \rangle$	$\{1122\}$	
		$\{112\}$ *	$\langle 1123 \rangle$	$\{1122\}$	

*) アンダーラインの意味：すべり方向では最も原子密度の高い方向を、すべり面では最も面間隔が小さく原子が密に並んだ面を表す。

2 転位とは何か

2.1 すべり変形と転位の運動

金属などの結晶に外力を加えるとすべりによる塑性変形が起きる。すべりは結晶の特定原子面（すべり面：図1(a)の面A-B）に沿って特定方向（すべり方向）へのずれ（1原子距離のずれをベクトル b で表す）によって生ずる。すべり面には面間隔が小さく原子が密に並んだ原子面が、またすべり方向には原子が最も密に配列した方向が選ばれる。表1に主な金属結晶のすべり面とすべり方向を示す。

すべり面に沿って図1の(a)から(b)まで変形させるために必要なせん断応力は理想強度とも呼ばれている。これは剛性率の数分の一の大きさとなるが、実際のすべりに必要な応力はこれより2~3桁も小さい。その理由を説明するために転位という格子欠陥が考えられた。すなわち、ずれはす

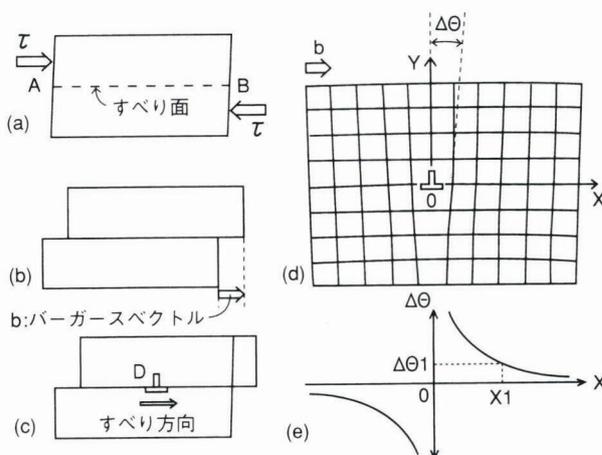


図1 転位概念と機能 (a)~(c):転位運動によるすべり変形、(d)と(e):転位の周りの格子の歪

べり面全体ではなく、図1(c)（または図2(a)）のDで示した転位と呼ばれる線状の部分にしわ寄せされている。このため、転位を移動させるには面全体をずらすよりずっと小さな応力で足りる。

これを例えれば、床に敷いたカーペットをずらす場合、図2(b)のようにカーペットにしわをつけておくと容易に移動させることができることと似ている。すべり面のすぐ上の原子がすぐ下の原子から受ける位置のエネルギーは、図2(a)の波形のように原子が安定位置 ($X=0, b, 2b \dots$) で最低値を持つ周期関数となる。転位の中心付近では原子は安定位置から強制的にずらされ、エネルギーが高い状態に押し上げられているため、中心付近は極めて移動しやすくなっている。

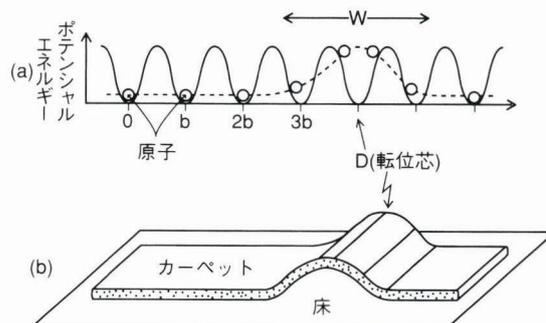


図2 転位の中心付近の構造 (a) 原始の位置とエネルギー、(b) カーペットによる転位のアナロジー

図1の(a)から(c)を経由して(b)まで変形すると、結晶はすべり面に沿って全体として相対的に1原子距離 b だけずれ、表面にはすべり方向に沿った段差を生じるが、このずれのベクトル \underline{b} を転位Dのバーガスベクトル (以後BVと略記) という。転位の移動 (移動速度 v) とそれにより生み出される塑性歪速度 $\dot{\epsilon}$ の間には式(1)の関係がある。ここに ρ は動くことができる転位の密度である。

$$\dot{\epsilon} = b \rho v \quad \dots\dots\dots(1)$$

転位とはこのようにすべり面上でずれを生じた部分と生じていない部分の境界線であり、立体的に図示すると図3(b)のように一般には結晶内部に閉じたループを形成している。また図3(a)に示すように、**転位ループ**のうちでBVに平行な部分 (S) を **らせん転位**、垂直な部分 (E) を **刃状転位**、その中間 (M) を **混合転位** という。

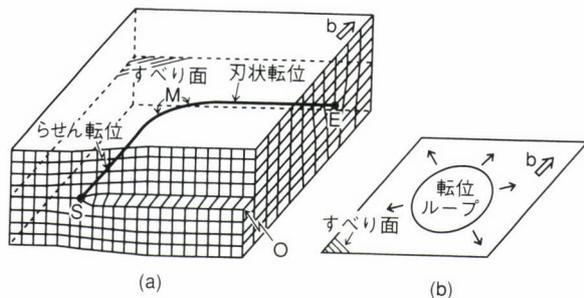


図3 転位ループと転位の性格 (a):らせん転位と刃状転位、(b):転位ループ

図2(a)で転位の中心 (芯) に近づくほど原子 (○印) は正規の安定位置からのずれが大きくなる。この原子がずれた領域の幅 W を**転位の幅**という。 W が広い方が転位は動きやすい。その理由は転位を移動させるために越さなければならないエネルギーの山 (パイエルスポテンシャル) が低くなるからである。らせん転位の幅は結晶によらず幾何学的に一定 (原子のずれは転位線からの距離に反比例) であるが、刃状転位の幅はfcc金属では広く、bcc金属やダイヤモンド構造などでは狭いなど、結晶の結合様式に依存する。

すべり面に沿った転位の移動 (すべり) は、純粋に力学的なせん断だけによって生ずるので、転位の**保存運動**という。これに対してすべり面に垂直な方向への転位の移動を**非保存運動**という。これは図1(d)の転位0を図の上下方向に動かす場合に相当し、その意味で**上昇運動**ともいう。上方向に動かすには原子が過剰となり侵入型原子ができるが、下方向では原子が不足するので原子空孔を作り出す。その結果、上昇運動は高温でないと起きにくい。通常の金属では室温では保存運動の方がずっと容易である。

2.2 転位を動かそうとする力

外力を加えると転位はすべり面に沿って (転位線に垂直方向に) 移動するので、転位という原子の「幾何学的配列」

に対して「力」が作用していると見なすことができる。これを**転位に作用する力**といい、その大きさ F は式(2)で与えられる。

$$F = b\tau \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここに τ は外力のすべり面上ですべり方向に沿ったせん断応力成分、 b はBVの大きさである。転位ループはすべり面に働くせん断応力により拡大または縮小する。

3 転位のまわりに広がる歪

3.1 転位を透過電子顕微鏡 (TEM) で見る

ここではTEMと転位の特別な関係について考えよう。転位という欠陥の存在が幾何学的に予想されても、如何にしてその存在を立証するかが最初は大きな問題であった。転位は原子配列の乱れであるから、転位を見るためには原子が見えなければならぬと考える研究者も多かったが、そのためにはTEMの分解能が不十分であった。モアレ効果による像の拡大効果を利用しようとしていたのはそのためである。しかし1956年、現在では常識となった電解研磨法で電子線が透過する実物薄膜試料を得る方法により、Hirsch らケンブリッジ大学のグループが最初に金属内部の転位を見ることに成功した。彼らはAlやステンレス鋼で撮った転位とその運動も観察した。転位の像コントラストが生ずる理由も彼らによって理論的に解明された⁹⁾が、以下にそのエッセンスを要約してみよう。

TEMで金属結晶の薄膜を観察すると、転位線は明るい視野に黒い線というコントラストで観察される。その理由は以下に説明する。結晶試料に入射した電子ビームがそのまま方向を変えずに通過するものを透過ビーム、試料で反射 (回折) して方向が変化するものを反射ビームと呼ぶ。反射に参与する格子面と入射ビームの成す角を θ とすれば、回折によって 2θ だけ方向が変わる。 θ がブラッグ条件を満たす角度に等しい場合は、入射ビームはすべて反射する。通常の見視野観察では透過ビームだけを用いて像を見ているため、この場合の見視野は暗くなる。しかしブラッグ条件からわずかにずれるとビームは強いまま反射成分が減るため視野が非常に明るくなる。この条件で転位は黒 (暗) い線として観察される。

転位線がなぜ暗く見えるのかその理由は、図1(d)のように転位の近くでは遠方に比較し格子面がわずかに傾いていることに由来する。例えば図1(e)で反射面の傾き $\Delta\theta$ が $\Delta\theta_1$ に等しい角度だけ結晶がブラッグ条件からずれている場合を考えれば、X1の位置に沿って転位線に平行な領域がちょうどブラッグ条件を満足するので、この位置が黒い転位線の像として見えるからである。Hirsch らはこの条件を見つけたのである。この図からわかるように、黒い線は原子

の大きさに比べたらずっと広い幅を持つため、TEMの分解能はそれほど必要なかったのだ。

転位像は転位の中心（図1(d)のO：芯）から離れた位置にでき、その位置はブラッグ条件からのずれの度合いによって変化する。この効果を利用して**転位の符号**を実験的に決める試みもなされている⁷⁹⁾。ブラッグ条件からはずれた回折条件で観察すると、より転位芯の近くに像を結ばせることができる。この効果を利用して後述の拡張転位を構成する部分転位の距離などを精密に調べるのが**弱ビーム法**である。この種の技術には回折条件を任意に調整するための試料傾斜装置が不可欠である。

転位の歪の最も大きな格子面はBV（図1(d)のX軸）に垂直な面（X面と呼ぶ）である。これ以外のY面は歪がわずかであり、紙面に平行なZ面では歪は存在しない。この歪のうちとくに格子面の傾き $\Delta\theta$ が大きいほど転位をはっきり見ることができる。したがって転位を効果的に見るためには、Z面やY面ではなくX面を用いる必要がある。この面でブラッグ反射を起こさせてコントラストを生みだせばよい。反面、「Z面（およびY面）による観察では転位は見えない」効果を利用し、**バーガスベクトルを決定する方法**が提案されている。しかしこの方法には、「X面でも条件によっては転位が見えないことがある」という効果と混同されやすい。変形した α 鉄の転位のバーガスベクトルに関するDingleyらの誤った結果*はこの原因による^{10,11)}。

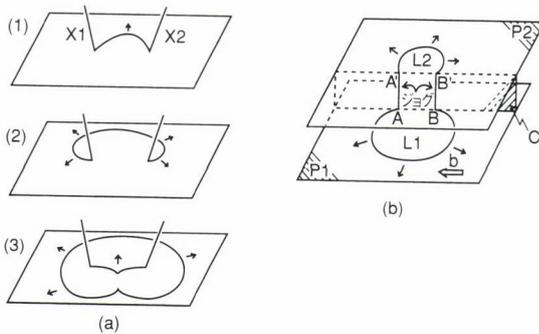


図4 転位増殖源のモデル
(a):フランク・リード機構、(b):二重交差すべり機構

3.2 転位と転位、または転位と異種原子の間に働く力

上記のTEMによる転位の観察でも利用したように、転位にはそれを取り巻く**歪場**すなわち位置エネルギーの広がりが存在する。**転位のエネルギー**はほとんどこの歪場由来し、BVの大きさの自乗に比例する大きさを持つ。引き延ばされたゴム紐のように転位線はできるだけ短くなるようとする傾向を持つ。しかし図4(a)で、両端をすべり面上にない別の転位X1とX2によって固定された転位線分は、図の(1)~(3)のように外力によって長さが増加し、転位ループ

プとしてすべり面上を拡大していく。そして次々に新しいループを生み出す。これを**転位の増殖**と呼び、この機構による転位源を**フランク・リード (F・R) 源**という。

転位の歪場に別の転位が近づくと、転位相互間に弾力的な引力または斥力が働く。歪場の強さ(エネルギー)は転位からの距離 r に反比例して減少し、原理的には無限遠まで続いている。そこでこの**弾性相互作用**を**長範囲相互作用**ともいう。

転位間の弾性相互作用について、簡単のため同一のBVをもつ転位について説明する。同符号の転位は歪場を強める反発型の相互作用をするが、ポリゴン境界（小角粒界）と呼ばれる等間隔の配列（図5(c)）を形成して歪場を弱めようとする傾向を持つ。その結果、歪場の及ぶ範囲は隣接転位までに短縮される。異符号転位間では逆に合体消滅する方向に引力を受け、接近して歪場を打ち消しあう。その結果、異なるすべり面上にある異符号転位が対を成す転位ダイポール（ループ）（図5(b)）が形成される。ダイポールを形成する転位は一般には同一すべり面上にはないから、移動合体するにはらせん転位では異なるすべり面への

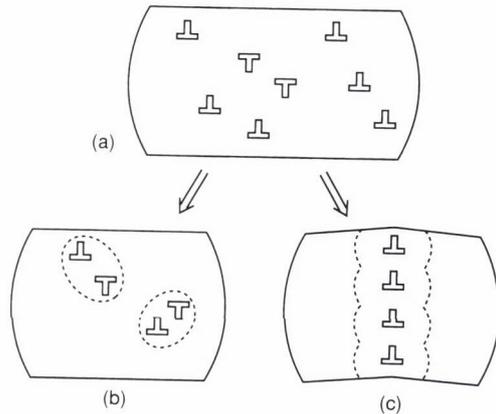


図5 同一すべり系の転位間相互作用による安定構造 (a):初期状態、(b):異符号転位のダイポール（プリズマティックループ）、(c):同符号転位のポリゴン境界

交差すべりが、また刃状転位は上昇運動が必要である。

異なるBVをもつ転位間では事情がやや複雑で、実験的に細部まで十分わかっているとはいえない。2つの転位のBVの大きさの自乗（転位エネルギー）の和が、これらが反応してできるはずの転位のBVの大きさの自乗より小さいものは、これら転位が合体した方がエネルギーが低下するので、転位が反応して網目状の配列を形成する。しかしそうでないものでも転位が切り合えばジョグが形成する。これらはいずれも転位を動きにくくする。ジョグについては後で述べる。

こうした転位間の弾性相互作用は、全体として加工硬化の大きな原因となる。合金のように、転位の周りに大きさの異なる異種（溶質）原子が存在する場合にも、弾性相互作用により転位が動きにくくなる。これは**固溶体硬化**や軟

*Dingley ら¹⁰⁾は加工から熱処理まで異なる処理をした α 鉄合金の \underline{b} を測定し、 $\langle 111 \rangle$ の他に $\langle 100 \rangle$ と $\langle 110 \rangle$ に平行なものが各20%ずつも存在すると結論した。しかしFrance ら¹¹⁾によってその誤りが指摘され、常識通り大部分が $\langle 111 \rangle$ に平行であることが証明された。

化の原因となる。また溶質原子の転位への偏析やそれによる転位の固着、歪時効、転位を核生成サイトとした不均一析出など多彩な冶金現象の原因となる。

弾性歪場の他にも、転位芯では結合の相手を失ったボンダが存在するので、とくに原子価の異なる異種原子との間で化学的な相互作用が生ずる場合もある。しかし金属では一般に弾性相互作用の方がはるかに大きい。

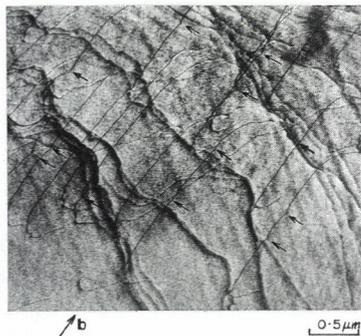


図6 透過電子顕微鏡内で室温変形し、その場観察した純ニオブの転位(関連文献: S. Ikeno ら¹⁰⁾)。bcc金属特有の特徴である「らせん成分が優先した転位」には矢印の部分にジョグが推定される。転位と直行する波状模様は転位の薄膜内運動による表面トレースである。

4 転位のマジック

4.1 パイエルスポテンシャルの谷に落ちたらせん転位

ここではキックとジョグの話をしよう。転位には、弾性歪場のように転位をゴム紐のような連続体と考えても説明できる性質もあるが、原子が格子点にしか存在しない不連続体である結晶格子に由来する性質もある。その一つは転位線の方向が原子の最も密に並んだ方向に平行になるとうする傾向をもつことである。 α 鉄などのbcc金属を変形した場合には、図6のような、らせん成分が優先した転位が見られる。また共有結合結晶の60度転位などもこの例である。この傾向が強く見られる結晶に共通した特徴は、転位のエネルギーが転位の存在する位置や方向に強く依存することである。つまり原子相互間の結合力が強く、転位が一般に動きにくい場合である。bcc金属でらせん成分が優先した転位が見られるのは、純金属を低温で変形するか、固溶強化した合金を室温変形する場合であり、いずれも転位を動かすのに大きな応力を要する時である。

以下ではらせん転位を考えよう。応力が働かなければ、転位は格子の周期に対応するエネルギーの山(パイエルスポテンシャル)の谷底に平行に横たわるのが最もエネルギーが低い状態となる。これが直線的ならせん転位ができる原因である。転位の幅を無視して1本の線として転位を描けば図7(a)のようになる。BVは谷底に平行である。しかし転位線がこの方向から少しずれていたりすると図7(b)のような山の尾根を横切る「キック」が形成される。

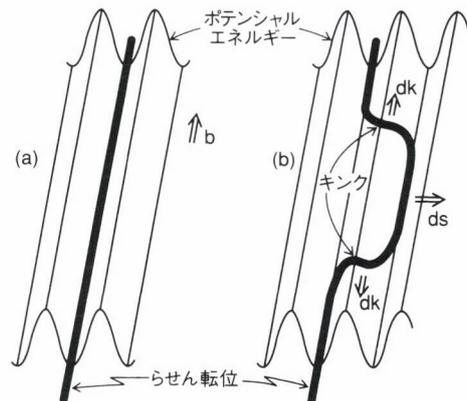


図7 「パイエルスの谷」に落ちたらせん転位とキック

図7(a)のようなパイエルスポテンシャルの谷に沿った真直ならせん転位を、尾根を越えて隣の谷までds方向に移動させるには山の勾配に相当する大きな力が要するであろう。これをパイエルス応力という。しかし(b)のようなキックを持つ場合は、尾根に沿ってキックを移動させるにはほとんど力を必要としないので、転位は確実に一原子距離だけds方向に移動できる。キックの無いらせん転位でも、(b)のようなキックの対から成る転位の先発部分を作ればよい。これを二重キック形成という。つまり、らせん転位の運動を律速するのは二重キックの形成過程である。

4.2 キックからジョグへの変身

こうして運動中のらせん転位は、電子顕微鏡ではほぼ直線的に見えてもキックを相当含んでいると考えられる。らせん転位は \underline{b} に平行なのでBVを共有するあらゆるすべり面(交差すべり面)に移ることができるが、キックは刃状転位の成分を持つので、らせん転位と共に交差すべり面上に移行できない。無理に移行するには空孔や格子間原子を生み出す非保存運動となる。

すべり面上に無いキックをジョグと呼ぶ。正確には、1原子距離のジョグなので単位ジョグともいう。親となるらせん転位が交差すべりすると、キックはジョグに変身する。bcc金属のように交差すべりを頻繁に起こすものでは、キックとジョグの区別は付きにくく、同じものと考えてよい¹²⁾。

交差すべりの他にも、単位ジョグはBVの異なる転位相互の交切によっても形成する。しかしらせん転位が優先した α 鉄では、ジョグはほとんど交差すべりによって作られる。

単位ジョグに比べてはるかに大きなジョグをスーパージョグという。図4(b)のように、最初のすべり面P1上を拡大中の転位ループL1が、その一部のらせん転位成分ABがC面上に交差すべりし、さらにまた元の面と平行なP2面に交差すべりで戻る場合を考えよう。その結果、スーパージョグの対AA'とBB'がC面上に形成される。これが(a)のF-R機構の不動軸転位X1、X2と同等の役目を果たし、P2面上で転位ループL2を次々に生み出す。これを二重交差すべり機構という。

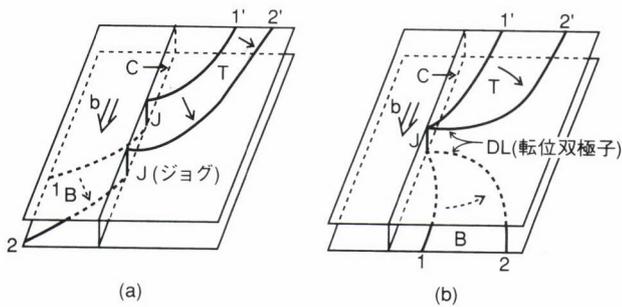


図8 ジョグを持つらせん転位の運動 (a):ジョグの保存運動が可能な場合、(b):ジョグの保存運動が不可能な場合。1-1' と2-2' は転位の運動前後の位置を示す。

4.3 わからないこともある

変形したFe-3%Siなど α 鉄を薄膜にして透過電顕で観察すると、このようなジョグの対は観察されず、ジョグはほとんど単独で孤立している¹³⁾。これについては図4(b)のようなジョグの形成機構を考えると説明が難しい。

図8に示すように、ジョグの保存運動はそれが乗っている交差すべり面C上で \underline{b} に平行な方向に限られ、ジョグの上下につながる転位TとBの運動方向とは異なる。そのため、仮にTとBがC面を挟んで両側に存在する図8(a)のような場合には、ジョグはらせん転位に沿ってBVの方向に保存運動することができる。しかし図8(b)では転位TとBがジョグJを追い越し、C面の右側に進んでしまった場合である。こうなるともはやジョグの保存運動は不可能と成り、ジョグを起点として刃状転位のダイポールDLを形成する^{14,15)}。

らせん転位は絶えず交差すべりを繰り返してジョグを生み出す。こうしてできたジョグが転位線に沿って保存的または非保存的に移動し、他のジョグと合体・複合してスーパージョグに成長したり、反対に消滅したりする^{14,15)}。こう考えれば、ジョグが単独で孤立していても不思議ではない。

図8(b)でジョグの高さがかなり大きいときは、対を成す上下の転位TとBの間の引力が弱くなるため、ジョグは図4(b)と同様の転位増殖の起点となる。一方、ジョグ高さが低い場合は上下の転位は互いに強く引きつけられるが、共通のすべり面上にないため保存運動では合体消滅できず、ダイポールのまま残る。その結果動けないジョグを起点としてダイポール転位をどんどん伸ばしながら転位は進まざるを得ない¹³⁻¹⁵⁾。これをジョグドラッグといい、転位の運動抵抗となる。図6のらせん転位に引っかかったような形が見られるのは、ジョグにドラッグされた部分である。

この抵抗力すなわち引っ張られるジョグの「重さ」はジョグ高さに比例し、一番軽い単位ジョグでは点欠陥の列を残して非保存的に移動する。ジョグ高さがやや大きく重くなると、ジョグを消滅させる方向にTまたはBが交差すべりを起こす。その結果DLは閉じたループとなって残るが、これを透過電顕で見ると小さな黒点のように見え、debrisとも呼ばれている。

5 転位の集团的運動と増殖

5.1 転位速度と転位密度の関係

交差すべりが可能な結晶では、転位が運動すれば増殖できることが前節でわかった。このことはF・R源のような静的な転位源に比べて、動的な増殖源の数がずっと多く重要であることを示す。このことを最初に指摘したのはJohnstonとGilmanである^{5,6)}。

変形させる前から結晶中に存在する転位は、CやNまたはその他の不純物原子などによって固着されて動き難く残っている。これをコットレルロックという。しかし一旦動き出すとそこは固着から解放されるので、変形によって可動転位が急増する。転位が増加すると、結晶はより小さい応力で変形できるように成る。何故ならば、一定の歪速度 $\dot{\epsilon}$ で結晶を変形させるには、式(1)から転位密度 ρ と転位速度 v の積が一定であれば v より ρ を増やす方が小さな応力で済むからである。その理由は、 v は式(3)のように応力 τ の増加関数であり、 v を増すには τ を増さなければならぬためである。 ρ の方が増しても τ はそれほど急激には増加しない。Aは定数である。

$$v = A \tau^m \quad \dots\dots\dots (3)$$

m の値は α 鉄では10~40と実測されている。 α 鉄の降伏現象やリュウダース変形はこの考えで説明できる。さらに変形が進んで ρ が増加すれば、転位間の相互作用で応力はもちろん増加に転ずる。

5.2 通過する転位と蓄積する転位の関係

式(1)を積分すると式(4)が得られる。

$$\epsilon = b \rho L \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに L は転位の平均移動距離である。 ϵ が1%付近での L の大きさは一般に数 μm から数十 μm の程度である。この式によれば、歪を増すには ρ と L の積が一定なら ρ と L のどちらを増しても効果は同じである。 α 鉄での実測によると、転位を動かすに必要な応力を増す(強度を高める)と、同じ ϵ を生むに必要な ρ は増加し、 L は減少する¹⁶⁾。 ρ と L の間には一定の関係があり、その材料が「最も低い応力で変形できるように」 ρ と L の振り分けが成されているらしい¹⁶⁾。

図9は転位が通過しやすいマトリックス(MX)と、転位の通過が難しく停留しがちな変形帯(DB)を比較した模式図である。T方向に引張った場合、MXでは通過転位により塑性歪が生まれるとともにすべり方向が引張軸に近づくような反時計回りの方位回転が生ずる。これに対してDBでは転位が高密度に蓄積して局所的な格子の曲がりを生ずる。DBでの局所的方位回転はMXを基準にして時計回りであり、MXの方位回転を打ち消す方向である。すなわちMXには転位が溜まらないので軟らかく、通過した転位に

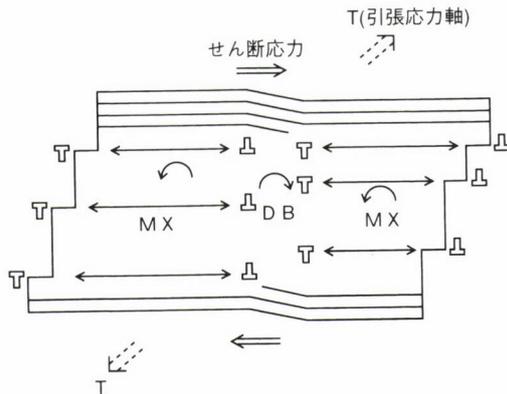


図9 変形中の金属結晶を通過する転位と残留する転位の役割

よる大きな歪を受ける。一方、DBは停留転位と格子の曲がりにより転位が通過し難く硬く成る。DBは再結晶の発生場所と成りやすいが、再結晶粒がMXと異なる方位を持つ理由は、このような蓄積転位による必然的結果である。

6 拡張転位と超転位

6.1 拡張転位

これまで述べてきた転位は完全転位ともいい、BVが格子の変位ベクトルに等しかった。ここではそれとは異なる不完全転位について説明する。

fcc金属合金では完全転位(バーガースベクトル \underline{b}_t)が2本の転位(\underline{b}_1 , \underline{b}_2)に分裂する傾向がある。これらを部分転位または不完全転位という。分裂した方が転位の幅が拡がるのでパイエルス応力は低下し、移動しやすくなる。2本の部分転位の間は積層欠陥(SF)と呼ばれる面欠陥の膜で結ばれている。SFとそれを挟んだ2本の部分転位を併せて拡張転位という。

図10(a)はfccの拡張転位の構造を示す。この部分転位はSF面の原子配列をfccからhcpに変換する作用を持ち、SFと接した状態でのみ存在できる。これが不完全転位の宿命である。結晶粒界や異相界面に存在する転位も、これら粒界や界面上にしか存在できない不完全転位の例である。

図10(a)の2本の部分転位間の距離、すなわち拡張転位の幅はSFのエネルギー(SFE)の大きさによって変化し、SFEが小さくなるとこの幅が大きくなり、交差すべりが難しくなる。SFEは金属によりまた合金組成によって異なる値を持つ。

6.2 超転位と逆位相境界

拡張転位とは逆に、二本の完全転位が集まって超転位を形成することがある。FeAlなどの規則合金では図10(b)に示したように、完全転位 \underline{b}_1 がすべり面を通過すると、格子の規則性が失われ、原子配列の位相が反転した逆位相境界(APB)をその後に残す。これはエネルギーが高い状態

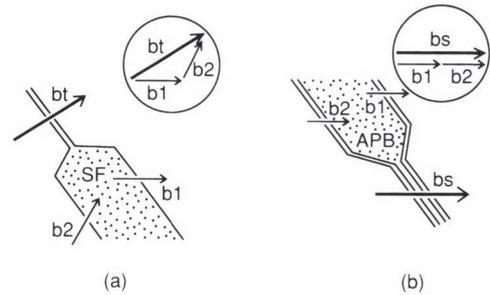


図10 拡張転位と超転位 (a)fcc金属の拡張転位、(b)B2またはL12型規則格子合金の超転位

あるため、もう一本の完全転位 \underline{b}_2 を同じ面上を続けて通過させ、APBを終わらせる。これが超転位 \underline{b}_s である。(a)の拡張転位との類似性に注目してほしい。

APBエネルギーが大きい金属間化合物ではAPBを挟む \underline{b}_1 と \underline{b}_2 の転位が接近し、パイエルス応力が高まるので変形が困難となる。

終わりに、転位論の膨大な範囲から見て、小稿の内容が α 鉄の変形に偏り、また堅い話に成ってしまったことをお詫びします。

引用文献

- 1) J. Friedel : Dislocations, <Pergamon> (1967) .
- 2) W. T. Read, Jr. : Dislocations in Crystals, <Wiley>, (1954) .
- 3) A. H. Cottrell : Dislocations and Plastic Flow in Crystals, <Oxford>, (1953) .
- 4) 日本金属学会編：転位論の金属学への応用, (1957) .
- 5) 鈴木秀次：転位論入門, <アグネ> (1967) .
- 6) 角野浩二：結晶の塑性、金属物性基礎講座8, <丸善> (1977) .
- 7) 竹内伸他：金属材料の物理, <日刊工業新聞>, (1992) .
- 8) P. B. Hirsch, et al. : Electron Microscopy of Thin Crystals, <Butterworth>, (1965) .
- 9) 古林英一：鉄と鋼, **58** (1972), 343.
- 10) D. J. Dingley and K. F. Hale : Proc. Roy. Soc., A295 (1966), 55-71.
- 11) L. K. France and M. H. Loretto : Proc. Roy. Soc., A307 (1968), 83-96.
- 12) 鈴木秀次：金属の強度, <アグネ> (1972) .
- 13) J. R. Low and A. M. Turkalo : Acta Met., **10** (1962), 215.
- 14) E. Furubayashi : J. Phys. Soc. Japan, **27** (1969), 130.
- 15) S. Ikeno and E. Furubayashi : phys. stat. sol., (a) **12** (1972), 611.
- 16) S. Takeuchi : J. Phys. Soc. Japan, **27** (1969), 929.

(1996年3月25日受付)