第5章 応力-ひずみ曲線

5.1 完全結晶の理想降伏強度

結晶性材料の変形に対する本来(inherent)の抵抗を原子スケールでの視点から表現すれば,それ は材料を構成する原子には安定な位置があり,個々の原子に力が作用してもそれらの原子はもとの安 定な位置に戻ろうとする,あるいは別の安定位置に移っていく結果であると言える.図 5.1(a)は格子

欠陥を含まない完全結晶でのす べり変形の模式図であり,面間隔 aだけ離れた A 面と B 面の間の すべりに周期 b ごとの安定位置 があることを示している.外部せ ん断応力 τ により A 面と B 面の 原子を相対的に変位させ,この完



図 5.1 完全結晶における原子列の変位による塑性変形

全結晶にすべりによる塑性変形を起こす(図 5.1(b))ために必要な外部応力の大きさは、安定位置の 周期と同じ周期 bを持つはずである.この周期的な応力を単純な正弦関数によって記述すれば、B 列 原子を A 列原子に対して相対的にxだけ変位させるために必要な応力 τ は、ある定数 τ mを使って

$$\tau = \tau_{\rm m} \sin\left(\frac{2\pi x}{b}\right) \tag{5.1}$$

と書ける. τ の最大値は τ_m となるが、この値が完全結晶にすべり量 b 以上の塑性変形を起こすために 必要な最小応力、すなわち完全結晶の理想降伏強度(ideal yield-strength, または理想強度, ideal strength)になる.

xがbに比べて十分小さいときは、完全結晶は弾性的に変形し、そのときの応力–ひずみ関係は弾性 せん断ひずみx/(2a)と完全結晶の剛性率 μ を使って(2.14)のフックの法則より $\tau = \mu(x/a)$ と書ける はずである.このことと上式がx << bのとき $\tau = \tau_m \sin(2\pi x/b) \approx 2\pi\tau_m x/b$ となることから、完全結 晶の理想強度として $\tau_m = \mu b/(2\pi a)$ を得る. $a \approx b$ とすれば τ_m はおよそ $\mu/10$ 程度のオーダーとなる. 一方、実際の結晶(高純度の金属単結晶)での臨界分解せん断応力(CRSS)の実測値は $-\mu/10^4$ 程度 の大きさなので、理想強度よりはるかに小さい.

巨視的に観測される材料の弾性定数は、原子間の結合力や原子の充填状態を考えて理論的に得られ る完全結晶の弾性変形時の応力-ひずみ関係によって説明される値になっている.これは、材料の弾性 変形に関しては原子スケールでの視点からも矛盾のない議論ができることを意味する.しかし、理想 的な降伏強度と実在の結晶における CRSS の実測値の不一致は、転位の運動が塑性変形の本質であるこ とがわかって初めて理解できたものである.

5.2 引張変形時の典型的な塑性変形挙動

5.2.1 公称応力と公称ひずみ

次に巨視的な視点から実際の材料における塑性変形の挙動を考えてみることにする.図5.2はCuなどの延性的な金属多結晶試験片を、一定の変形速度(もしくは一定のひずみ速度)で引張変形した際に得られる応力--ひずみ曲線の模式図である.図5.2の縦軸は試験片の変形に必要な力Fを試験片の初期断面積 A_0 で割った公称応力(nominal stress) $\sigma_n \equiv F/A_0$ であり、横軸は長さLまで伸ばされた試験片の伸び量 ΔL を試験片の初期長さ L_0 で割った公称ひずみ(nominal strain) $\varepsilon_n \equiv \Delta L/L_0 = (L-L_0)/L_0$ を示している.引張変形の初期に材料は弾性的に変形し、 $\sigma_n \ge \varepsilon_n$ のあいだにはヤング率 Eを使って $\sigma_n = E\varepsilon_n$ なるフックの法則がみられるが、試験片に加えられる応力が降伏応力 σ_y に達すると塑性変形が生じるようになる(図5.2で塑性変形開始時の応力--ひずみ関係が実線のような場合).

しかし,延性的な金属材料では塑性変形 が始まる応力が明瞭には決められない場 合が多く(図 5.2 で塑性変形開始時の応 カーひずみ関係が点線のような場合),そ のときはある一定の微小な塑性ひずみを 生じるために必要な応力としての耐力 (proof stress)が降伏応力の替わりに (降伏応力) 用いられる.よく用いられる耐力は0.1% や 0.2%の塑性公称ひずみに対応する耐 力, $\sigma_{0.1\%}$ や $\sigma_{0.2\%}$ である.多結晶材料に おける降伏応力は一般に単結晶材料にお ける値に比較して高いものの σ_y / E や $\sigma_{0.2\%} / E$ の値,つまり塑性変形が始まる ときの弾性ひずみの量は10⁻³程度にす ぎない.



図 5.2 延性的な金属多結晶における応力-ひずみ曲線の模式図

降伏後,試験片をさらに塑性変形させるための応力(流動応力,flow stress)は、一般に塑性ひず みの増大とともに増加する.この現象は加工硬化(work hardening)と呼ばれる.その後、延性的な 試験片にはくびれ (necking)が生じ、最終的な破断に至る.公称応力の最大値 σ_{TS} を引張強さ(tensile strength)という. σ_{TS} が知れれば、その値に試験片の初期断面積をかけることで耐えうる荷重の最 大値がわかる.破断が生じるまでに試験片に生じた塑性公称ひずみ ε_{f} を破断ひずみ(fracture strain)という.

★ 5.2.2 真応力と真ひずみ

公称ひずみと公称応力は、いずれも変形前の試験片の初期長さと初期断面積を基準量としたものである。大きな量の塑性変形を考える場合には、試験片の形状が試験前とは大きく変化するため、公称ひずみと公称応力は(工学的な意味はあるが)実際のひずみや応力とは異なってくる。この点を考慮して真ひずみ(true strain) ε_t と真応力(true stress) σ_t を考える。

真ひずみ ε_t は微分の形式で以下のように定義される.

$$d\varepsilon_t \equiv \frac{dL}{L}$$
(5.2)

したがって、試験片が初期長さLoからLまでの伸びを受けた場合の真ひずみは、(5.2)を積分して

$$\varepsilon_{t} \equiv \int_{L_{0}}^{L} \frac{dL}{L} = \ln\left(\frac{L}{L_{0}}\right)$$
(5.3)

となる.この式からわかるように、真ひずみと公称ひずみ $\mathcal{E}_n = (L - L_0)/L_0$ の間には

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{t} = \ln(1 + \boldsymbol{\varepsilon}_{n}) \tag{5.4}$$

なる関係がある. $|\varepsilon_n| << 1$ のときは $\varepsilon_t \approx \varepsilon_n$ となるが、ひずみが大きくなるにしたがって両者の差は大きくなる.

真応力 σ_t は試験片に加わっている荷重Fと変形中の試験片の実際の断面積Aから

$$\sigma_{t} \equiv \frac{F}{A} \tag{5.5}$$

と定義される. 塑性変形時には材料の体積は一定に保たれるので, 試験片に均一な塑性変形が起こる 限り, 塑性変形後の試験片の断面積 A と長さ L は初期断面積 A₀ と初期長さ L₀ と

$$AL = A_0 L_0 \tag{5.6}$$

なる関係を持つ. ポアソン比 vの値が 1/2 以外のとき、(塑性変形ではなく)弾性変形によっては材料 の体積は変化するが、荷重下で変形中の試験片においても塑性ひずみの量が弾性ひずみの量に比較し てはるかに大きな場合、(5.6)はほぼ満足されていると考えて良い.よって(5.5)と(5.6)から、真応力 σ_{t} は公称応力 σ_{n} と公称ひずみ ε_{n} を使って以下のように表すことができる.

$$\sigma_{t} = \frac{F}{A} = \left(\frac{F}{A_{0}}\right) \left(\frac{L}{L_{0}}\right) = \sigma_{n}(1 + \varepsilon_{n})$$
(5.7)

この式からわかるように,引張試験の間の真応力は公称応力よりも大きな値になる. 圧縮試験では引 張試験とは逆に,真応力の絶対値は公称応力のそれよりも小さな値となる.

★ 5.2.3 くびれの開始条件(塑性不安定)

前項で導入した真応力と真ひずみを使って,図 5.2 に示されているくびれの開始条件を考える.全長 L の試験片のうちの長さ l なる領域のみが長さ l+dl (dl>0) へと塑性変形し、断面積も dA < 0 (dA < 0) へと減少したと仮定しよう.この局所的な塑性変形がさらに進行するとき,それはくびれとなり試験片はそこで破断する.これを塑性不安定 (plastic instability) という.逆に,仮定した局所的な塑性変形領域が試験片の他の領域よりも塑性変形しにくい場合,くびれは発生せず試験片には均一で安定な塑性変形が起こる.

局所的な塑性変形領域において断面積が減少すれば、この領域で真応力は増大し、塑性変形がさら に進む要因となる.一方、加工硬化によってこの領域をさらに塑性変形するために必要な真応力が $\sigma_t + d\sigma_t (d\sigma_t > 0)$ へと増加するならば、塑性変形を停止する要因となる.これら2つの相反する要 因を考えると、局所的な塑性変形がさらに進行し、そこでくびれが開始される条件は

 $(\sigma_t + d\sigma_t)(A + dA) - \sigma_t A \approx A d\sigma_t + \sigma_t dA \le 0$ (5.8) と書ける. 一方, 塑性変形時に物体の体積は保存される (*Al*:一定) ことおよび真ひずみ ε_t の定義(5.2) から

$$-\frac{\mathrm{d}A}{A} = \frac{\mathrm{d}l}{l} = \mathrm{d}\varepsilon_{\mathrm{t}} \tag{5.9}$$

を得る.よって、(5.8)と(5.9)から、くびれの開始の臨界条件は

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{t}}}{\mathrm{d}\varepsilon_{\mathrm{t}}} = \sigma_{\mathrm{t}} \tag{5.10}$$

となる.この式と(5.4),(5.7)から、公称応力 σ_n と公称ひずみ ε_n によって示されるくびれの開始条件は

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{n}}}{\mathrm{d}\varepsilon_{\mathrm{n}}} = 0 \tag{5.11}$$

と書け,図5.2に示したように,公称応力が最大となるところでくびれが発生することが説明できる. 塑性変形に必要な真応力が変形の速度によって変化する効果を取り入れるとくびれの開始条件は若干 異なるものとなるが,その場合でも加工硬化が大きいほどくびれは発生しにくく材料の塑性変形が安 定に進行することに変わりはない.

塑性変形時の多結晶材料における真応力と真ひずみの関係は、近似的に

 $\sigma_{t} = \sigma_{t}^{o} (\varepsilon_{t})^{n}$

(5.12)

のように書けることが多い. ここで σ_t^o , n (<1)は材料や変形の条件によって異なる定数で,後者はひずみ硬化指数 (strain hardening exponent) と呼ばれる. さらに, σ_t^o は $\varepsilon_t = 1$ (100%の真ひずみ)の ときの真応力という意味を持つ. (5.12)を微分すると

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{t}}}{\mathrm{d}\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{t}}} = n \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_{\mathrm{t}}}{\boldsymbol{\varepsilon}_{\mathrm{t}}} \right) \tag{5.13}$$

を得る.この式と(5.10)から、くびれ開始時の真ひずみ、すなわち均一で安定な変形が起こるひずみの最大値 \mathcal{E}_{*}^{μ} は

 $\varepsilon_{t}^{u} = n$

(5.14)

となり、ひずみ硬化指数nに等しいことがわかる.これは、もし(5.12)がよく成り立つならば、塑性変形初期の応力–ひずみ関係からもその材料の引張強さ σ_{TS} を推定できることを意味する.

5.3 単結晶の変形

5.3.1 単結晶の降伏

転位がすべり運動に対する抵抗(障害物)に打ち勝って長距離運動が可能になると,結晶の巨視的 な塑性変形が開始される.これを結晶が降伏するという.このような抵抗で純金属にも存在するもの としては,結晶格子から受ける inherent な摩擦抵抗と,主すべり系に属さない林立転位 (forest dislocation)による抵抗が挙げられる.降伏や塑性変形はこのうちの大きい方の抵抗によって律速さ れる.前者の抵抗中では転位はゆっくりとほぼ一定速度で運動し,後者の抵抗中では林立転位に出会 うたびに,停止→林立転位間での張り出し→増殖→高速運動(~1 m/s)→停止を繰り返しながら運動 する.bcc 金属ではらせん転位の運動に対する大きな摩擦抵抗(パイエルス応力場, Peierls field) のために変形は前者によって律速され,fcc や hcp 金属では摩擦抵抗が小さく,変形は後者によって律 速される.

図5.3は金属単結晶で代表的な応力–ひずみ曲線 の模式図である.ひずみ速度が一定の引張試験に おいて,fccやhcp金属では長距離運動を起こす転 位が徐々に増加するので,図5.3(a)のような降伏 が起こる.一方,bcc金属では図5.3(b)のような 降伏点現象がしばしば見られる.摩擦抵抗がすべ り変形を律速する場合は,転位の長距離運動を開 始させるためには大きな応力が必要となる(上降 伏点).一方,ひとたび転位の運動が可能になると 運動転位密度 ρ が急激に増大する.式(1.11)を時間 tで微分すると



図 5.3 単結晶の降伏(応力-ひずみ曲線)の模式図

 $\dot{\gamma} = \rho b v$

(5.15)

となる. ただし, $\dot{\gamma} \equiv d\gamma/dt$, $v \equiv dx/dt$ である. (5.15)によると, $\dot{\gamma}$ が一定のとき ρ が増大すれば vは減少するが,一般に v は負荷応力 τ の増加関数なので, v の減少は τ の減少をもたらす(下降伏点). このような降伏は, ジョンストン・ギルマン (Johnston-Gilman)型の降伏とよばれる. C や N などの 侵入型固溶原子を含む Fe では, 5.4.2 で学んだように, 固溶原子が転位の周りに集合した雰囲気を作 って最初の転位の運動をより困難にするため, 降伏点現象はさらに顕著となる.

何らかの理由で転位のすべり運動が困難である場合,双晶変形(twinning deformation)による降 伏が起こることがある.図 5.6 で見たように,双晶変形とは鏡面となる結晶面(双晶面)をせん断面 とするせん断変形のことであり,1箇所の双晶発生によっても大きなひずみが生じるため,応力-ひず み曲線には変形応力の大きな低下が見られることがある(図 5.3(c)).変形応力の低下はジョンスト ン・ギルマン型の降伏と共通する事柄であるが,その機構と降伏後の結晶における微細組織は全く異 なる.

1.3.1 節で説明したシュミットの法則は, fcc や hcp 金属の降伏応力をよく説明する. fcc 結晶では

互いに結晶学的に等価な4つの{111}面がすべり 面となり得るため、それらのうちのどの特別の {111} 面がすべり面となるかは結晶の引張方位に よって変化する.図 5.4 はこれを説明するための ステレオ投影図(stereographic projection)で ある、ハッチを入れた三角形(標準三角形という) 内の〇印で示される方向を引張方向とした場合, 最もシュミット因子 $S_{\rm F}$ が大きな主すべり系は, この標準三角形に隣接する(111)面(この面の法 線である[111] 方向が図中の P) 上の[101] 方向

(D) となる. 主すべり系の S_F は, 引張方位が [149] に近いときに最大値 0.5 となる. 主すべり 系の $S_{\rm F}$ の最小値は引張方位が[111]のときの 0.272 であるが、この場合、3個の異なるすべり 面上に乗った,合計6つの等価なすべり系で S_F図5.4 fcc単結晶の(001)ステレオ投影図. ハッチ部の標 の値は共通してこの最小値となる.このように等 価なすべり系が複数ある場合,主すべり系が単一



準三角形内の方向で引張変形させたとき、主すべ り面法線はP, 主すべり方向はD になる

である場合に比較して臨界分解せん断応力は高くなる傾向にある.しかし,これらの多重すべり (multiple slip) により降伏が起こる場合を除き、fcc 金属における降伏応力の実験値もシュミット の法則をほぼ満足するものであることが知られている.例えば純度 99.99mass%の A1 単結晶の単一の主 すべり系による降伏応力を調べた実験からは、引張方位が種々変化しても臨界分解せん断応力は 0.83±0.1MPaの範囲にあり、値のばらつきは実験値の持つ10%程度の誤差とそう変わらないという結 果が得られている.

bcc 金属における降伏の特徴は hcp や fcc の金属とは著しく異なり、シュミットの法則も成立せず、 降伏後の塑性変形も特定のすべり系では起こらない.これは, bcc 金属中の転位芯の構造が原子が最密 充填状態にある hcp や fcc の金属中のものと違うため, bcc 結晶に特有の{112} すべりに異方性がある からで, 塑性異方性 (plastic anisotropy) とよばれている.

★ 5.3.2 単結晶の塑性変形

fcc, hcp などの結晶格子からの摩擦抵抗が小さい単結晶 金属の応力-塑性ひずみ曲線は基本的には3段階よりなる (図 5.5). ステージ I は容易すべり (easy glide) 領域とよ ばれ, 主すべり系のみの単一すべりが塑性変形を担い, 転位 はもともと存在する林立転位以外の新たな障害物をあまり 形成することなく長距離運動を起こす.この段階での加工硬 化率 (work hardening rate) θ_{I} は小さく, $10^{-3}\mu$ (μ : 剛 性率)以下である.ステージIは高温ほど,また,初期引張 方向が図 5.4の標準三角形で[001]-[111]辺の方位に近づく

ほど短くなる. ステージ II は直線硬化 (linear hardening)



図 5.5 単結晶の典型的な応力-ひずみ曲線

領域とよばれ、fcc 金属では $\theta_{\Pi} \sim \mu/250$ 程度で温度や方位にあまり依存しない. この段階では主すべ り系に加えて2次すべり系も活動するようになる.異なるすべり系の転位同士の相互作用や反応が頻 繁に起こり, 転位の運動に対する障害物が次々に形成されて転位の堆積 (pile up) が起こるとともに, 転位の移動度の減少と転位密度の増大をもたらす.ステージIでは結晶内にほぼ均一に分布していた

転位は、ステージ II ではセル組織を形成して分布の不均一化が起こる.ステージ III は加工硬化率 が減少する段階で、堆積した転位が障害物から逃れる動的回復(dynamic recovery)が始まる.この 回復はおもにらせん転位が交差すべりによってすべり面を変えて運動し、正負の転位が対消滅するこ とによると考えられている.ステージ III の開始は交差すべりが容易となる高温ほど早い.

一般に単結晶のせん断変形応力τと転位密度ρの間には

 $\tau = \tau_{\rm o} + \alpha \, \mu \, b \sqrt{\rho}$

(5.16)

の関係がよく成り立つ. ここで τ_{o} と α (0.3 から 0.6 の値) は定数である. これをベイリー・ハーシュ (Bailey-Hirsch) の式という. ステージ II 以降の ρ としては二次すべり系の林立転位の密度をとる という考え方が主流になっている.

bcc 金属単結晶の高温域では、パイエルス応力場を乗り越えるらせん転位の熱活性化運動(後述)が 容易で転位の移動度が比較的大きいため、fcc、hcp 金属と似た3段階変形を示すが、低温域では降伏 点現象を示すとともに3段階変形が消失し、伸びも顕著に低下する . bcc 金属で見られるすべり線は 波状に湾曲していることが多い. これはすべり面の数が多いことと、交差すべりが頻繁に起こること による. また、降伏応力の温度・ひずみ速度依存性が大きいので、低温変形や高速変形では双晶変形 による降伏が起こることがある.

5.4 多結晶の変形

実用材料の多くは多結晶 (polycrystal) 体であり,多くの結晶粒から構成される材料となっている. 多結晶における応力-ひずみ関係を単結晶の塑性変形や結晶粒内での転位の運動と関連させて理解す るためには,i)多結晶中の変位を連続にするために結晶粒で起こるべきすべり変形の様式,およびii) 転位のすべり運動の抵抗としての結晶粒界の存在,を考えなけばならない.

5.4.1 多結晶中の結晶粒の塑性変形

多結晶中の結晶粒それぞれの方位は同一ではなく,主すべり系のシュミット因子が大きく塑性変形 に有利な方位を持つ結晶粒からそうでないものまで様々な方位の結晶粒が含まれている.ときには, 多結晶における結晶粒の状態を調整する予備的な加工や熱処理によって,集合組織(texture)とよば れる結晶粒の方位がある程度揃った組織を持つ多結晶を作ることもできるが,以下では一般的な多結 晶を対象にして多結晶中の結晶粒の塑性変形を考えてみる.

多結晶の降伏はまず最も変形に有利な方位を持つ結晶粒の内部でごくわずかな塑性変形が起こり始め、その後、変形応力の上昇とともに多結晶全体での塑性変形が起こるのであろう.しかし、降伏に必要な多結晶全体の塑性変形は、各結晶粒の主すべり系による塑性変形のみでは賄うことはできない. そこで、個々の結晶粒が任意の形状に塑性変形するために必要なすべり系の数を考えてみる.例えば、 $x_1 - x_2$ 平面をすべり面、 x_1 方向をすべり方向とするすべり系での塑性変形は $\epsilon_{13} = \epsilon_{31}$ という塑性ひずみを物体に生じさせる.ひずみには6個の独立な成分があるが、すべり変形によって塑性変形が起こる場合は物体の体積が変化しないという一つの拘束条件 $\epsilon_{ii} \equiv \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33} = 0$ がある.よって、すべり変形による個々の結晶粒の適切な塑性変形とは5個の独立なすべり系でまかなわれるものであり、多結晶の巨視的な降伏とすべり変形による塑性変形が起こるためには、それを構成する個々の結晶粒

fcc 金属においては4個の{111}すべり面のそれぞれに3個の<110>すべり方向があり,計12 個の すべり系があることを述べたが、これらは結晶粒に上記の適切な塑性変形のためのひずみを起こさせ るに必要な5個の独立なすべり系を作るのに十分な数である.この事情は、bcc 金属においてもあては まる.しかし、hcp 金属における底面すべりには合計3個のすべり系しかなく、このうち独立なすべり 系は2個のみである.これでは5個の独立なすべり系を作ることはできない.この違いにより、fcc 金属や bcc 金属の多結晶ではすべり変形による大きな塑性変形が起こるが, hcp 金属多結晶では一般に 伸びは小さく,降伏とそれに続く塑性変形時に双晶変形による付加的な変形や割れがしばしば起こる.

★ 5.4.2 テイラー因子

前項で説明したように多結晶における巨視的な降伏は個々の結晶粒での多重すべりで起こることが 必要であるが、この多重すべりを起こすために必要な(平均的な)臨界分解せん断応力 τ_c を引張変形 時の多結晶の降伏応力 σ_v から

 $M \equiv \sigma_y / \tau_c$ (5.17) という式で見積もるための係数 *M* をテイラー因子 (Taylor factor) という. テイラー因子は引張変 形時の引張変形応力 σ と多重すべりが起こっている個々の結晶粒における(平均の) せん断変形応力 τ の間の係数 $M \equiv \sigma / \tau$ でもあり,多結晶を用いた引張試験の結果から単結晶のCRSSを見積もるため, またはその逆のためにも使われる.

テイラー因子の導出は、それだけで1学問分野ができるほどの問題である。それだけに興味深いが、 ここでは省略し、結果のみを述べると、fcc に対する M の値は 3.06 と求められている。hcp に対し てはすべり系が少ないのでこの値より大きく、bcc に対しては(すべり系が多いので)この値より小さ い。

5.4.3 転位の運動の障害物としての結晶粒界

結晶粒界は方位の異なる結晶粒のあいだの境界であり、粒内の転位の運動の障害物となる. これは 隣接する結晶粒内の転位のバーガースベクトルが結晶学的には等価であっても、すべり面やすべり方 向が平行ではないためである. したがって、結晶粒径が小さいほど多結晶の降伏応力や変形応力が高 くなることは、転位の運動に対する障害物となる結晶粒界の割合の増加として定性的には理解するこ とができよう. では、多結晶の強度と結晶粒径のあいだの定量的な関係はどうなっているのであろう か? これについてはむしろ経験的な式であるホール・ペッチ(Hall-Petch)の式がよく成り立つこ とが知られている.

$$\sigma_{\rm y} = \sigma_0 + k_{\rm y} d^{-1/2}$$

(5.18)

この式において、 $\sigma_0 \ge k_y$ は材料によって異なる定数であり、それぞれ摩擦応力、ホール・ペッチ係数 と呼ばれる.

ホール・ペッチの関係を説明する考え方は何種類か あるが、以下では転位の堆積モデルを紹介する.外力 によって多結晶中の塑性変形に都合の良い方位をも つ結晶粒内の転位は増殖し、同一すべり面上には多く の転位ができる.しかし、結晶粒界が障害物となるた め、すべり運動を始めた同一すべり面上、同一のバー ガースベクトルを持つ転位群は図 5.6 のように粒界 に堆積 (pile up)をする.この図において堆積した 転位の先頭の転位 (x=0にある転位)は、外部応力 τ



図 5.6 結晶粒界に堆積した同一すべり面上の平 行な転位.結晶粒界と転位線の方向は紙面に 垂直になっている.

と堆積した後続の転位群からの反発力によって大きな左向きの力を受けている.このことは先頭の転 位の位置に応力集中が発生している状況とも言える.限られた結晶粒の中でのみ転位の堆積が起こる だけでは多結晶全体にわたる降伏はまだ生じないが,先頭の転位の位置に発生する応力集中がある臨 界値に達して隣接する結晶粒内に増殖可能な転位源を作ることができれば,多結晶は巨視的な降伏を 起こすであろう.これが,個々の転位の運動を考える微視的な立場からの多結晶の降伏についての解 釈である. 上記の解釈についての定量的な議論は、転位同士の弾性相互作用を通じて行うことができるが、重要な結果は以下のようにまとめることができる.

(1) 外部応力**τ**のもとで *n* 本の転位が堆積すると,結晶粒界に運動を阻止されている先頭の転位には *n***τ**の大きさの集中応力がかかっている.

(2) 転位の堆積距離lはnおよび τ と $l \propto n/\tau$ という関係にある.

堆積した先頭の転位に働く応力集中が一定の値になったとき(つまり $n\tau$:一定)が降伏の条件と考えているので、降伏時の転位の堆積数nは降伏応力 τ に反比例する.また、粒径dの結晶粒中の転位の堆積距離は $l \approx d/2$ として見積もることができる.したがって、(2)から、 $d \ge \tau$ の間に $d \propto 1/\tau^2$ の関係が得られ、これを書き直せば、式(5.18)から摩擦応力の項を除いた $\tau \propto 1/\sqrt{d}$ という関係を得ることができる.

第5章問題

★ Problem 5.1

(a) dε_n = dL/L₀, dε_t = dL/L に注意して, (5.10)
 式から, dσ_t/dε_n = σ_t/(1+ε_n)を導け.
 (b) 上の結果を利用して, 右の真応力−公称ひずみ曲
 線から最大荷重点を幾何学的に求める方法を考えよ.



Problem 5.2 それぞれの結晶構造に由来する塑性

変形の相違を踏まえて、fcc, bcc, hcp 各金属の単結晶と多結晶の応力-ひずみ曲線を模式的に描き、 その特徴を述べよ.