

# 超微細結晶粒銅における 転位の熱活性化運動過程

國 峯 崇 裕\*

## 1. はじめに

1980年代以降、金属材料の高強度化を目指した結晶粒微細化に関する研究は新たな局面を迎え、その後の発展には目覚ましいものがある<sup>(1)</sup>。現在では焼結法や電析法に代表されるボトムアップアプローチ、または巨大ひずみ加工に代表されるトップダウンアプローチによって、高強度のナノ結晶金属(平均結晶粒径  $d=100$  nm 以下)や超微細結晶粒金属( $d=100$  nm $\sim$ 1  $\mu$ m)が、バルク形状で作製できるようになっている<sup>(1)(2)</sup>。このため未開であったナノからサブミクロンの結晶粒径を有した金属材料における結晶粒径と強度の関係は、計算科学的手法によってのみならず<sup>(3)(4)</sup>、近年では材料試験によっても明らかにされつつある<sup>(5)</sup>。しかしながら、これらの結晶粒径領域における塑性変形機構は、今もなお議論的となっている。

結晶粒が微細化すると強度が高くなるだけでなく、面心立方晶(face-centered cubic: fcc)金属の場合は、変形応力の温度・ひずみ速度依存性が顕著になる<sup>(1)</sup>。この原因を探るために本稿では、超微細結晶粒銅における転位の熱活性化運動過程に焦点をあて、塑性変形機構について考察した結果を紹介したい。最初に超微細結晶粒銅における転位の熱活性化運動過程に関する特徴的な現象を、粗大な結晶粒を有する銅の実験結果と比較しながら提示する。そのうえで、超微細結晶粒銅の塑性変形機構について考察した結果を紹介する。

## 2. 転位の熱活性化運動過程

金属の塑性変形は、主として結晶中の線欠陥である転位のすべり運動によってもたらされる<sup>(6)(7)</sup>。結晶中を転位がすべり運動するとき、転位は原子の周期的配列に由来するパイエルス・ポテンシャルを乗り越えて運動する。そのためほとんどの結晶の塑性変形は、転位がパイエルス・ポテンシャルを乗り越える過程で律速されている<sup>(7)(8)</sup>。その一方で、fcc金属の場合は、他の結晶構造を有する金属と比較してパイエルス応力が $10^{-5}\mu$ ( $\mu$ : 剛性率)程度と極端に小さいため、結晶の塑性変形はパイエルス・ポテンシャルとは無関係に転位と短距離障害物(例えば、すべり面上の林立転位や固溶原子など)との相互作用で律速されていると考えられている<sup>(8)(9)</sup>。

また有限温度においては、結晶を構成する各々の原子は、熱エネルギーの寄与により格子点を中心に格子振動をしている。そのため、外力による仕事に加えて、熱エネルギーも結晶の塑性変形に寄与することができる。したがって温度の上昇に伴い、熱活性化過程により転位がパイエルス・ポテンシャルや短距離障害物をより容易に乗り越えることができるようになるため、降伏応力は低下する。塑性変形に要する応力は、このように熱エネルギーの寄与を受け温度に強く依存する有効応力 $\tau^*$ と、温度にほとんど依存しない非熱的応力 $\tau_a$ からなる<sup>(6)(7)(10)</sup>。さらに有効応力は、ひずみ速度にも依存する<sup>(7)</sup>。これらの転位の熱活性化運動過程に関する詳細は、教科書<sup>(6)(7)</sup>や「まてりあ」の講義ノートシリーズ<sup>(10)</sup>を参照されたい。

fcc金属の変形応力の温度依存性やひずみ速度依存性に関

\* 名古屋工業大学特任助教；大学院工学研究科(〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)  
Thermally Activated Process during Dislocation Motion in Ultrafine-Grained Copper; Takahiro Kunimine (Graduate School of Engineering, Nagoya Institute of Technology, Nagoya)  
Keywords: thermally activated dislocation motion, activation volume, deformation mechanism, face-centered cubic (fcc) metals, copper, severe plastic deformation (SPD), accumulative roll-bonding (ARB), ultrafine-grained (UFG) metals, dislocation bow-out model  
2011年12月26日受理

する研究は、古くから多くの研究者によって主として単結晶を用いて行われて来た<sup>(11)-(16)</sup>。単結晶や粗大な結晶粒を有する金属では、おもに結晶粒内の転位源が活動し、上述のように転位と林立転位や固溶原子との相互作用で塑性変形が律速される。しかしながら結晶粒径の減少とともに結晶粒界が材料全体に占める割合が増加すると、結晶粒内の転位源ではなく、結晶粒界の転位源が活動するという報告がある<sup>(17)-(19)</sup>。これは結晶粒径の減少とともに結晶粒の内部と見なせる領域の割合が低下し、粒内の転位源が枯渇した状態で材料全体の塑性変形が進行するためである。このため超微細結晶粒金属や比較的結晶粒サイズの大きなナノ結晶金属での塑性変形は、転位と結晶粒界との相互作用によって律速されると考えられている。これらのことをふまえた上で、本稿では、転位の熱活性化運動過程の観点から、超微細結晶粒銅の塑性変形機構を考察する。

### 3. 活性化体積の変形応力依存性

純度 99.99 mass% の純銅、多結晶板材を用意し、これに 873 K、2 時間の焼鈍を施し、巨大ひずみ加工の一種である繰り返し重ね接合圧延 (Accumulative Roll-Bonding: ARB)<sup>(2)</sup> を室温で 8 サイクルまで行い、超微細結晶粒銅を作製した。本研究において得られた銅の ARB 8 サイクル材の平均結晶粒厚さは 370 nm であった。ARB プロセスを 8 サイクルまで施した銅の板材から、放電加工によって引張試験片を切り出し、その後、機械研磨等の表面処理を行った。そしてインストロン型引張試験機によって、77 K から室温の範囲で、ひずみ速度  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  で引張試験を行った。引張変形時には、塑性変形進行中に適宜ひずみ速度急変試験を行い、変形応力  $\sigma$  のひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  依存性を調べ、ひずみ速度を  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  から  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  に急変した際の応力の変化量  $\Delta\sigma$  を求めた。そして以下の式(1)を用いて活性化体積  $V^*$  を求めた。

$$V^* = MkT \frac{\Delta \ln \dot{\epsilon}}{\Delta \sigma} \quad (1)$$

ここで、 $k$  はボルツマン定数、 $M$  はテイラー因子で、fcc 多結晶の場合は  $M \approx 3$  である。活性化体積  $V^*$  については、後に詳しく述べるが、塑性変形機構を考察する際に、有力な指標となるものである。

図 1 は、純銅の ARB 8 サイクル材の変形温度  $T$  と、降伏直後の塑性ひずみ  $\epsilon$  およそ 1% における真応力  $\sigma$  の関係を示している。図 1 において、白抜き四角型のシンボルはひずみ速度急変前の  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  における変形応力  $\sigma$  を、黒のダイヤモンド型のシンボルはひずみ速度急変後の  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  における変形応力  $\sigma$  を表している。ひずみ速度  $\dot{\epsilon} = 8.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  における真応力の値は、77 K でおよそ 600 MPa、室温でおよそ 435 MPa あり、温度  $T$  の上昇に伴い単調に減少している。ひずみ速度  $\dot{\epsilon}$  を急変する直前の応力と直後の応力の差  $\Delta\sigma$  は温度の上昇とともに大きくなり、室温においては  $\Delta\sigma \approx 15 \text{ MPa}$  である。これに対して、純銅の粗大

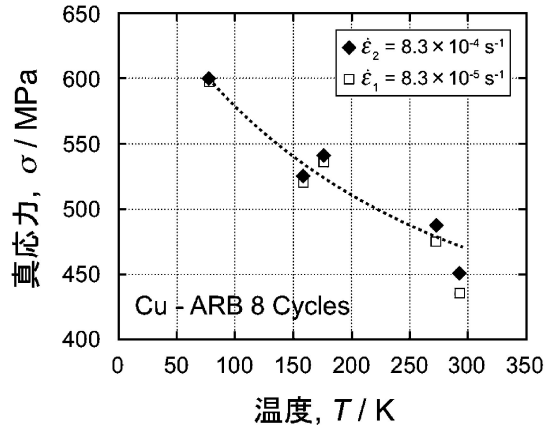


図 1 純銅 ARB 8 サイクル材の塑性ひずみ 1% における変形応力の温度依存性。これらの変形応力の値は、種々の温度で塑性ひずみ 1% において、ひずみ速度急変試験を行って得た。

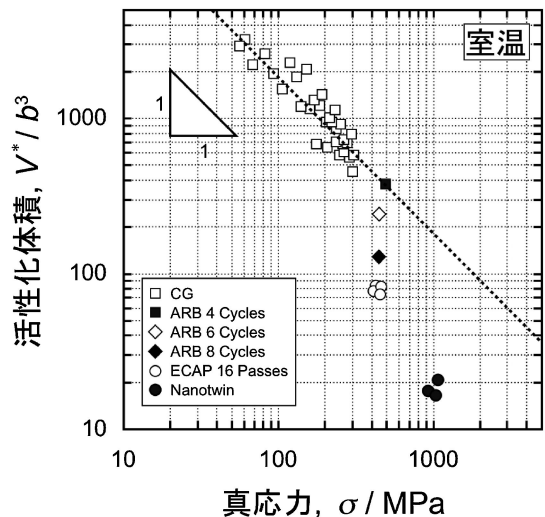


図 2 純銅の粗大粒材(CG), ARB 4, 6, 8 サイクル材, ECAP 16 パス材<sup>(21)</sup>, およびナノ双晶材 (Nanotwin)<sup>(22)</sup> における室温での変形応力と活性化体積との関係。ナノ双晶材の活性化体積は、文献中のひずみ速度感受性の値から求めた。

粒材、そして ARB 4 サイクル材における室温での  $\Delta\sigma$  の値は、それぞれ 1 MPa、9 MPa 程度であり<sup>(20)</sup>、ARB サイクル数の増加に伴い、変形応力のひずみ速度依存性は大きくなる傾向にある。

図 2 に室温における純銅の粗大粒材(CG), ARB 4, 6, 8 サイクル材, ECAP 16 パス材<sup>(21)</sup>, およびナノ双晶材 (Nanotwin)<sup>(22)</sup> の変形応力と活性化体積の関係を示す。ECAP は巨大ひずみ加工の一種であり、材料に繰り返しせん断変形を与えることにより結晶粒を微細化する手法である。図 2 中の粗大粒材に関する活性化体積の値は、一本の引張試験片を引張変形させながら適宜ひずみ速度急変試験を繰り返して得たものである。塑性変形を律速する機構がすべり面上の転位と林立転位との切り合いである場合、活性化体

積は変形応力の逆数に比例することが示される<sup>(20)</sup>。図2中の粗大粒材に関する活性化体積の値は、活性化体積と変形応力の逆数が比例関係にあることを示した1本の点線上にプロットされることから、塑性変形機構がすべり面上の転位と林立転位との切り合いであると理解できる。ARB 4サイクル材も図2中の点線上にあるが、ARBサイクル数が6, 8と増加するとともに徐々にこの点線からずれが生じ始める。比較のためにECAP 16パス材<sup>(21)</sup>、およびナノ双晶材(Nanotwin)<sup>(22)</sup>のデータもプロットしてあるが、これらの点線からのずれは顕著である。以上の結果は、ナノ結晶金属や超微細結晶粒金属の塑性変形が、もはや転位と結晶粒内障害物の相互作用に基づく変形機構では理解できないことを示唆している。

#### 4. 活性化体積の温度依存性

図3に、純銅の粗大粒材(CG), ARB 4, 6, 8サイクル材, 蒸着法で作製された超微細結晶粒材<sup>(23)</sup>, および電析ナノ結晶材<sup>(24)</sup>の変形温度  $T$  と活性化体積  $V^*$  の関係を示す。粗大粒材やARB 4サイクル材では、温度の上昇に伴い、活性化体積は増加しているが、ARB 8サイクル材, 蒸着材, および電析材では全く逆の傾向を示していることがわかる。

これまでに種々の金属の単結晶材や粗大粒材について、活性化体積  $V^*$  の変形温度  $T$  依存性に関する報告がなされてきた<sup>(16)(25)</sup>。Conradは、単結晶材や粗大粒材の銅やアルミニウムにおいて、塑性ひずみ  $\epsilon$  が一定の条件のもとで、変形温度  $T$  の上昇に伴い活性化体積  $V^*$  が増大するという報告を行

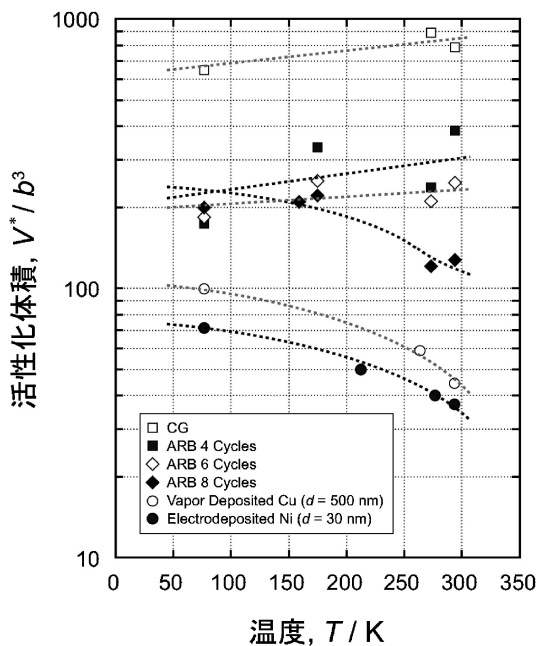


図3 純銅の粗大粒材(CG), ARB 4, 6, 8サイクル材, 蒸着法で作製された超微細粒材<sup>(23)</sup>, および電析ナノ結晶材<sup>(24)</sup>における温度と活性化体積との関係。

っている<sup>(25)</sup>。またBochniakの報告によれば、単結晶材の銅, アルミニウムおよび銀において、変形温度  $T$  が一定の場合に変形応力  $\sigma$  の上昇とともに  $V^*$  が減少し、77 Kから室温までの変形温度  $T$  の上昇に伴い同じ値の  $\sigma$  で比較した場合の  $V^*$  は増大している<sup>(16)</sup>。これらの報告のように、単結晶材や粗大粒材においては、塑性ひずみ  $\epsilon$  が一定の条件であれば、変形応力  $\sigma$  が一定の条件であれば、少なくとも室温以下の変形温度  $T$  と活性化体積  $V^*$  との間には、正の相関があるということがこれまでの理解であった。まず、この正の相関について、以下に簡単な考察を加えてみたい。

図4に粗大結晶粒金属における結晶粒内で、熱活性化により短距離障害物を乗り越える前(転位1)と後(転位2)の転位の模式図を示す。ここで  $L$  は転位上の障害物間隔,  $d^*$  は活性化距離である。バーガースベクトルの大きさを  $b$  とすれば、転位の張り出しがあまり大きくないときに活性化体積  $V^*$  は、

$$V^* = bLd^* \quad (2)$$

と記述され、図4の転位1と転位2で囲まれ色付けされた部分の面積に、バーガースベクトルの大きさを乗じて得られる体積となる。ここでfcc純金属の場合には、結晶粒内の障害物とは、主としてすべり面と交差する林立転位であると考えて良い。

そこで材料の組織に変化が生じない条件のもとでの転位の熱活性化運動過程の変形温度依存性を考える。式(2)において  $b$  は定数であるから、活性化体積  $V^*$  の変形温度依存性は転位上の障害物間隔  $L$  および活性化距離  $d^*$  の変形温度依存性によるものである。まず材料組織で決まる  $L$  の変形温度依存性についてであるが、一般に変形温度  $T$  が低くなるほど、有効応力  $\tau^*$  の値は大きくなる。これは低温ほど材料中の障害物は強いピン止め力を持つことを意味しており、強い障害物に出会うほど転位はよく曲がることになる<sup>(6)</sup>。このため、実質的な転位上の障害物間隔  $L$  は低温ほど短くなる。すなわち、 $T$  と  $L$  は正の相関を持つ。次に活性化距離  $d^*$  の変形温度  $T$  依存性についてであるが、一般に変形温度  $T$  が高くなるほど、原子の熱振動のエネルギーは大きくなるので、活性化距離  $d^*$  は大きくなる。よって式(2)の右辺の  $L$  と  $d^*$  はともに  $T$  の上昇とともに増大し、活性化体積  $V^*$  も  $T$  の上昇とともに増大する。これが粗大結晶粒金属における変形温度  $T$  と活性化体積  $V^*$  のあいだの正の相関についての理解である。

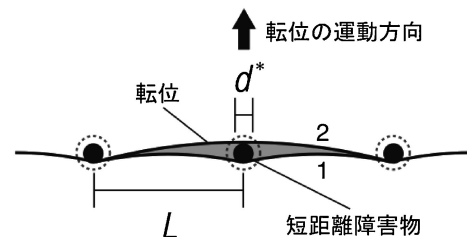


図4 転位の熱活性化運動の素過程。

しかしながら、ARB サイクル数の増加に伴い結晶粒の微細化が進むと、前述のように温度  $T$  と活性化体積  $V^*$  の関係は、正の相関から負の相関へと徐々に遷移していく。図 3 のように、ARB 8 サイクル材では、77 K における活性化体積  $V^*$  の値はおよそ  $200 \text{ b}^3$  程度であり、室温では  $130 \text{ b}^3$  程度である。確かに温度  $T$  の上昇に伴い、活性化体積  $V^*$  の値は全体的に減少傾向にある。このことを「活性化体積の逆温度依存性」と呼ぶことにする。このような活性化体積の逆温度依存性は、近年、電析法で作製されたニッケルナノ結晶や蒸着法で作製された超微細結晶粒銅においても同様に確認されており<sup>(23)(24)(26)</sup>、図 3 には、比較のために、それらのデータもプロットした。これらの活性化体積  $V^*$  の逆温度依存性の発現は、図 2 で示した活性化体積の変形応力依存性と同様に、ナノ結晶金属や超微細結晶粒金属の塑性変形が転位と粒内障害物の相互作用に基づく変形機構では理解できないことを示唆している。

## 5. 結晶粒界からの転位の張り出しモデルによる熱活性化運動過程の検討

### (1) 結晶粒界からの転位の張り出しモデルと活性化体積の逆温度依存性

上述の ARB 8 サイクル材における活性化体積  $V^*$  の逆温度依存性を、fcc 超微細結晶粒金属における塑性変形機構として提唱されている「結晶粒界からの転位の張り出しモデル (Dislocation Bow-Out Model: DBO Model)」<sup>(18)(19)</sup> によって考察する。図 5 に DBO モデルの模式図を示す<sup>(27)</sup>。この塑性変形機構では、図 5 のように結晶粒界から転位が張り出す。前述の粒内転位の障害物乗り越え過程では障害物間隔  $L$  の変形温度依存性が生じたが、この粒界転位張り出しモデルにおいては粒界上ピン止め点の間隔  $L_{GB}$  の変形温度依存性は現れなくなる。このことは、DBO モデルの大きな特徴である。そして張り出した転位が、短距離障害物である粒界ピン止め点(例えば、粒界レッジ、三重点、粒界に偏析した不純物原子等)を熱活性化によって活性化距離  $w^*$  だけ進んで乗り越える過程を考える。粒界ピン止め点を短距離障害物ではなく、フランカーリード源でのような絶対的なピン止め点として考えた報告例もあるが、この前提に基づく解析は、これまで様々な研究者によって得られた活性化体積等の実験結果を合理的に説明することができないものになっている<sup>(28)</sup>。

粒界ピン止め点が短距離障害物である場合、図 5(a) に示すように、低温では前述のように、強いピン止め力のために転位は大きく張り出した状態で熱活性化過程が起こり、それより高い温度では、図 5(b) のように転位は小さく張り出した状態で熱活性化過程が生じる。このときの活性化体積は、図 5 の色付けされた部分の面積に、パーガースペクトルの大きさ  $b$  を乗じたものなので、低温の方が高温より大きくなる。よって超微細結晶粒銅の塑性変形機構が DBO モデルに従うとすれば、「活性化体積の逆温度依存性」と「変形応力の温度依存性」との関係性を定性的に説明することが可能であ

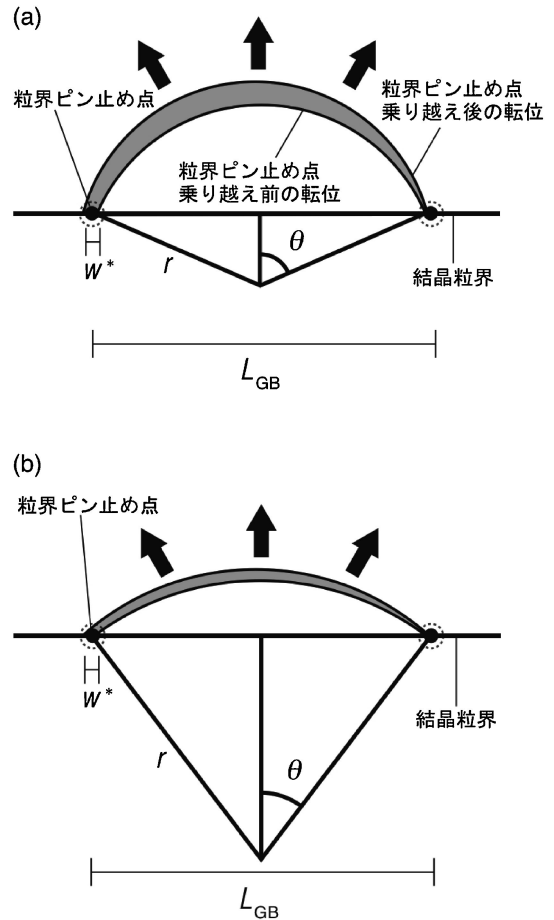


図 5 結晶粒界からの転位の張り出しと粒界ピン止め点の乗り越え過程を示した模式図。(a)低温、(b)高温。

る<sup>(20)</sup>。

### (2) DBO モデルによる有効応力の評価

さらに「活性化体積の逆温度依存性」と「変形応力の温度依存性」との関係について、DBO モデルを用いてより定量的な説明を試みる。まず図 5 における活性化体積  $V^*$  は、簡単な幾何学から以下のような式(3)で記述される<sup>(19)(27)</sup>。

$$V^* = r^2 b \sin^{-1} \left( \frac{L_{GB} + w^*}{2r} \right) - \left( \frac{L_{GB} + w^*}{2} \right) b \sqrt{r^2 - \left( \frac{L_{GB} + w^*}{2} \right)^2} - \left[ r^2 b \sin^{-1} \left( \frac{L_{GB}}{2r} \right) - \left( \frac{L_{GB}}{2} \right) b \sqrt{r^2 - \left( \frac{L_{GB}}{2} \right)^2} \right] \quad (3)$$

ここで  $r$  は粒界から張り出している転位の曲率半径であり、 $L_{GB}$  と転位の張り出し角度  $\theta$  を用いて  $r = L_{GB} / (2 \sin \theta)$  と書ける。式(3)は  $L_{GB} \gg w^*$  で転位の張り出し角度  $\theta$  が  $\pi/2$  に比較してかなり小さければ、以下のように近似することができる<sup>(27)</sup>。

$$V^* \approx \frac{1}{2} L_{GB} w^* b \sin \theta \left( 1 + \frac{\sin^2 \theta}{2} \right) \quad (4)$$

式(4)より、臨界角度  $\theta$  の増大に伴い、活性化体積  $V^*$  が増

大することがわかる。

ここで転位の張り出しは、転位に作用するせん断応力  $\tau$  によってもたらされるものである。そのせん断応力  $\tau$  は、有効応力  $\tau^*$  と非熱的応力  $\tau_a$  に分けることができ、以下の式(5)のように記述される。

$$\tau = \tau^* + \tau_a \quad (5)$$

これらの応力のうち、有効応力  $\tau^*$  が転位の熱活性化運動過程に参与し、式(4)の転位の張り出し臨界角度  $\theta$  を決める。このときの有効応力と転位の張り出し臨界角度との関係は、転位に働く力と転位の線張力  $T_L$  の釣り合いから、以下の式(6)のように書ける。

$$\tau^* b L_{GB} = 2 T_L \sin \theta \quad (6)$$

ここで  $T_L = \mu b^2 / 2$  は転位の線張力である。これらの関係から式(4)は、

$$V^* \approx \frac{\tau^* w^* L_{GB}^2}{2 \mu} \left( 1 + \frac{\tau^{*2} L_{GB}^2}{2 \mu^2 b^2} \right) \quad (7)$$

と表せ、活性化体積  $V^*$  を有効応力  $\tau^*$  の関数として記述することができる。温度上昇に伴い有効応力  $\tau^*$  は減少するので、式(7)は温度上昇に伴う活性化体積  $V^*$  の減少を、つまり「活性化体積の逆温度依存性」を示している。また DBO モデルにおける粒界ピン止め点の間隔  $L_{GB}$  は、

$$L_{GB} = (d + 2\lambda) / 3, \quad (8)$$

と見積もられている<sup>(18)</sup>。ここで  $d$  は平均結晶粒径であり、 $\lambda$  は粒界ピン止め点の最小間隔であり、fcc 金属の場合、 $\lambda \approx 10 \text{ nm}$  程度と見積もられている<sup>(18)(19)</sup>。したがって、もし活性化体積  $V^*$  の値がわかれば、これらの関係式から、DBO モデルが正しいと考えた場合の有効応力  $\tau^*$  を見積もることができる。そこで、式(7)に、種々の温度における活性化体積  $V^*$  の実験値(図3)を代入することによって有効応力  $\tau^*$  を見積もる。そして  $\sigma^* = M\tau^*$  の関係式を用いて、 $\sigma^*$  の温度依存性の妥当性、および実験結果である  $\sigma$  から  $\sigma^*$  を差し引いて求められる非熱的応力  $\sigma_a$  の妥当性について検討した。

式(8)の右辺に ARB 8 サイクル材についての観察結果  $d \approx 370 \text{ nm}$  と上記の  $\lambda \approx 10 \text{ nm}$  を代入して  $L_{GB}$  を求め、式(7)式の右辺にこの値を代入して、実験で求められた各変形温度での活性化体積  $V^*$  の値からそれらの温度における有効応力  $\sigma^*$  の値を求めた。この際、銅についての  $b = 0.25 \text{ nm}$  を用いた。また活性化距離  $w^*$  は、 $w^* \approx b$  とし、銅の剛性率として以下の値を用いた<sup>(9)</sup>。

$$\mu = 42.1 \times [1 - (T - 300) \times 3.97 \times 10^{-4}] \text{ (GPa)} \quad (9)$$

図6に、純銅 ARB 8 サイクル材の温度と塑性ひずみ1%における変形応力  $\sigma$ 、有効応力  $\sigma^*$  および非熱的応力  $\sigma_a$  の関係を示す。有効応力  $\sigma^*$  の値は77 K でおおよそ170 MPa、室温でおおよそ110 MPa であり、変形温度  $T$  の上昇に伴い減少している。また変形応力  $\sigma$  の温度変化は主として  $\sigma^*$  の温度変化によるものであり、 $\sigma_a$  は温度にあまり依存していないが、この結果は有効応力と非熱的応力の意味から、予想通りとなっている。さらに室温における  $\sigma^*$  と変形応力  $\sigma$  の割合は、 $\sigma^* / \sigma \approx 0.25$  であった。参考としてこの値は、超微細結晶粒銅における室温での応力緩和試験から得られた実験値  $\sigma^* / \sigma$

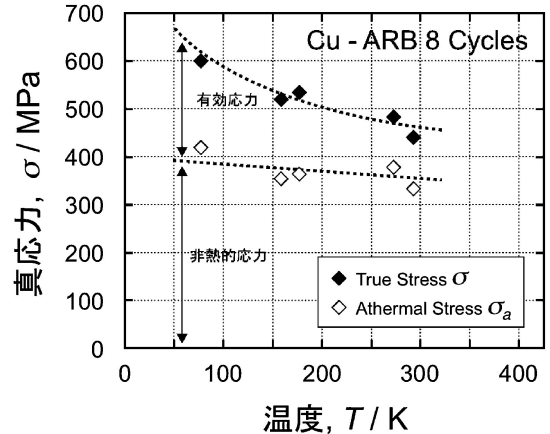


図6 純銅 ARB 8 サイクル材の温度と塑性ひずみ1%における変形応力、有効応力および非熱的応力との関係。有効応力の値は、実験から得られた活性化体積  $V^*$  の値を用いて、結晶粒界からの転位の張り出しモデルにより見積もった。

$\approx 0.17$ <sup>(21)</sup> と近い値になっている。またこれらの  $\sigma^*$  と  $\sigma_a$  の内訳は、ナノ結晶金属における  $\sigma^*$  と  $\sigma_a$  の比<sup>(24)(29)</sup> と比較しても妥当な値であると言えよう。

このように DBO モデルを用いることによって、超微細結晶銅における「活性化体積の逆温度依存性」と「変形応力の温度依存性」の関係を合理的に説明することができる。このことはつまり、超微細結晶粒銅における塑性変形機構が、粒界からの転位張り出しによって担われていることを裏付ける1つの根拠になる。

## 6. おわりに

本稿では、超微細結晶粒銅で発現した「活性化体積の逆温度依存性」について、転位の熱活性化運動過程の観点から「結晶粒界からの転位の張り出しモデル」を用いて考察を行った結果を紹介した。ナノ結晶金属や超微細結晶粒金属の塑性変形機構は現在も議論の的となっている分野である。そしてこれらを考察していく際に、ナノ結晶金属や超微細結晶粒金属で報告されている種々の特徴的な現象は、我々に大きな示唆を与えてくれる。本稿では純金属に関する内容を紹介したが、ナノ結晶や超微細結晶粒の合金系での変形応力のひずみ速度依存性に関する系統的な研究例<sup>(30)</sup>はまだあまり無く、更なる研究の発展が望まれるところである。著者も及ばずながら、引き続きこれらの研究課題を追求していく所存である。

本稿で紹介させていただいた研究内容は、著者が大学院生として東京工業大学在籍時に遂行した研究により得たものである。本研究を遂行するにあたり、東京工業大学の尾中晋教授、加藤雅治教授、および藤居俊之准教授には多大なるご指導を賜った。また京都大学の辻伸泰教授、東京工業大学の高田尚記助教には、ARB 法に関するご指導を頂いた。これらの先生方に深く感謝の意を表したい。本研究は文部科学省グ

ローバル COE プログラム(材料イノベーションのための教育研究拠点)の支援を受けた。深く御礼申し上げる。

著者は現在、名古屋工業大学の渡辺義見教授、佐藤尚准教授の研究グループで新規傾斜機能材料の開発に従事している。主たる研究内容が変わり、自身にとって新しいことが多く、新鮮な日々である。これからも自身の視野を広げるべく、新しい研究課題へ果敢に挑戦していく所存である。

## 文 献

- (1) M. A. Meyers, A. Mishra and D. J. Benson: *Prog. Mater. Sci.*, **51** (2006), 427-556.
- (2) A. Azushima, R. Kopp, A. Korhonen, D. Y. Yang, F. Micari, G. D. Lahoti, P. Groche, J. Yanagimoto, N. Tsuji, A. Rosochowski and A. Yanagida: *CIRP Ann-Manuf. Technol.*, **57** (2008), 716-735.
- (3) S. Yip: *Nature*, **391**(1998), 532-533.
- (4) J. Schiøtz and K. W. Jacobsen: *Science*, **301** (2003), 1357-1359.
- (5) L. Lu, X. Chen, X. Huang and K. Lu: *Science*, **323** (2009), 607-610.
- (6) D. Hull and D. J. Bacon: *Introduction to Dislocations —Fifth Edition—*, Butterworth-Heinemann, Oxford, (2011), 205-249.
- (7) 加藤雅治：入門転位論，新教科書シリーズ，裳華房，(1999)，100-112.
- (8) 竹内伸，枝川圭一：結晶・準結晶・アモルファス—改訂新版—，材料学シリーズ，堂山昌男，小川恵一，北田正弘監修，内田老鶴圃，(2008)，147-153.
- (9) H. J. Frost and M. F. Ashby: *Deformation-Mechanism Maps —The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics—*, Pergamon Press, Oxford, (1982), 20-29.
- (10) 加藤雅治：まてりあ，**47** (2008)，418-422.
- (11) A. H. Cottrell and R. J. Stokes: *Proc. Roy. Soc. A*, **233** (1955)，17-34.
- (12) M. A. Adams and A. H. Cottrell: *Philos. Mag.*, **46** (1955)，1187-1193.
- (13) A. Seeger: *Philos. Mag.*, **46** (1955)，1194-1217.
- (14) Z. S. Basinski: *Philos. Mag.*, **4** (1959)，393-432.
- (15) A. G. Evans and R. D. Rawlings: *Phys. Stat. Sol.*, **34** (1969)，9-31.
- (16) W. Bochniak: *Acta Metall. Mater.*, **43** (1995)，225-233.
- (17) S. Cheng, J. A. Spencer and W. W. Milligan: *Acta Mater.*, **51** (2003)，4505-4518.
- (18) M. Kato, T. Fujii and S. Onaka: *Mater. Trans.*, **49** (2008)，1278-1283.
- (19) M. Kato: *Mater. Sci. Eng. A*, **516** (2009)，276-282.
- (20) T. Kunimine, N. Takata, N. Tsuji, T. Fujii, M. Kato and S. Onaka: *Mater. Trans.*, **50** (2009)，64-69.
- (21) F. H. Dalla Torre, E. V. Pereloma and C. H. J. Davies: *Acta Mater.*, **54** (2006)，1135-1146.
- (22) Y. F. Shen, L. Lu, M. Dao and S. Suresh: *Scr. Mater.*, **55** (2006)，319-322.
- (23) H. Conrad: *Mater. Sci. Eng. A*, **341** (2003)，216-228.
- (24) Y. M. Wang, A. V. Hamza and E. Ma: *Acta Mater.*, **54** (2006)，2715-2726.
- (25) H. Conrad: *High-Strength Materials*, ed. by V. F. Zackay, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1965)，437-509.
- (26) H. Conrad and D. Yang: *J. Electron. Mater.*, **31** (2002)，304-312.
- (27) T. Kunimine, T. Aragaki, T. Fujii, S. Onaka and M. Kato: *J. Mater. Sci.*, **46** (2011)，4302-4307.
- (28) Y. Estrin, H. S. Kim and F. R. N. Nabarro: *Acta Mater.*, **55** (2007)，6401-6407.
- (29) S. Van Petegem, S. Brandstetter, H. Van Swygenhoven and J.-L. Martin: *Appl. Phys. Lett.*, **89** (2006)，073102.
- (30) T. Kunimine, T. Fujii, S. Onaka, N. Tsuji and M. Kato: *J. Mater. Sci.*, **46** (2011)，4290-4295.



國峯 崇裕

★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★  
2011年3月 東京工業大学大学院総合理工学研究科  
材料物理科学専攻博士後期課程修了  
2011年4月 現職  
専門分野：材料強度学、材料組織学、複合材料  
◎超微細結晶粒・ナノ結晶金属及び合金の力学特性や  
塑性変形機構に関する研究に従事。最近では、金属  
基傾斜機能材料や casting 用新規微細化添加剤の開発研  
究にも携わっている。  
★★★★★★★★★★★★★★★★★★★★