ZnおよびAlの対応粒界における 粒界移動-粒界すべりとそのDSC転位モデル

高 橋 徹* 堀 内 良**

J. Japan Inst. Metals, Vol. 49, No. 5 (1985), pp. 299-305

Coupling of Sliding and Migration in Coincidence Boundaries of Zn and Al
Bicrystals and their DSC Dislocation Models

Tohru Takahashi* and Ryo Horiuchi**

The grain boundary sliding behavior was investigated in coincidence boundaries of Zn and Al bicrystal specimens, in order to demonstrate the applicability of the DSC dislocation model. Two coincidence boundaries, viz. a $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ symmetric tilt boundary with a $\{1\bar{2}16\}$ boundary plane in Zn and a $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ symmetric tilt boundary with a $\{113\}$ boundary plane in Al, were examined. Coupling of sliding and migration was observed on both boundaries. The ratio of the amount of grain boundary migration to that of grain boundary sliding was measured to be about 8 for the Zn $\{1\bar{2}16\}$ boundary and about 3 for the Al $\{113\}$ boundary. The ratios and the migration directions were in accordance with the theoretical prediction based on the DSC dislocation model.

(Received December 4, 1984)

Keywords : grain boundary sliding, grain boundary migration, coincidence boundary, bicrystal, boundary structure, dislocation model, zinc, aluminium

I. 緒 言

粒界の原子配列が対応格子(CSL)⁽¹⁾⁽²⁾の関係を良く満たすような典型的な対応粒界においては、そのCSLに関係したDSC格子⁽³⁾⁽⁴⁾の格子ベクトルをバーガースベクトルとするDSC転位が存在すると考えられている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。このような粒界転位の運動を考えることによって粒界挙動を理解する粒界転位論の立場からは、粒界すべりはDSC転位が粒界をすべり運動することによって生じると考えることができる。粒界転位の特徴として、DSC転位には粒界ステップが伴い、DSC転位のすべり運動の際、この粒界ステップが伝播するため、粒界すべりと一定の比率を持った粒界移動が生じると予測されている⁽⁷⁾⁻⁽¹⁴⁾。

著者らは、亜鉛の $\{1\bar{2}11\}$ 面を粒界面とする $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界において、粒界すべりに伴い、その約2倍の粒界移動が生じるという、DSC転位モデルからの予測と良く一致する挙動を観察した⁽¹⁵⁾。本報では、粒界移動-粒界すべりの挙動をDSC転位の運動として明確に解析できるような実験例の拡充を目的として、亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面を

粒界面とする $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界、および、これと類似した粒界原子配列を持つと考えられる、アルミニウムの $\{113\}$ 面を粒界面とする $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界を含む双結晶について粒界すべり挙動を比較、観察した。実験結果は、DSC転位モデルからの予測と良く一致するものであった。

II. 実験方法

1. 粒界の選択

粒界に対し、CSL、DSC格子を疑義なく適用するためには、粒界での原子の適合性が良く、粒界に沿っての原子配列が短い周期を持った明確な構造をとることが必要と考えられる。このことから、剛体球モデルを参照してFig.1に示すような粒界構造を持つと考えられる、亜鉛の $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界を選んだ。この粒界面は、粒界をはさむ両結晶の $\{1\bar{2}16\}$ 面に平行で、両結晶の底面は、 1.11 rad (63.5°)の角度をなす。

最密六方晶の $\{10\bar{1}0\}$ 面は、A, B, C, Dの4層の積層状態をとる。Fig.1では、粒界面上に原子が並ぶと考えられ

* 東京大学大学院生(Graduate Student, The University of Tokyo, Tokyo)

** 宇宙科学研究所(The Institute of Space and Astronautical Science, Tokyo)

Fig.1 Atomic configuration of a $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ symmetric tilt boundary in Zn. The grain boundary plane lies parallel to $\{1\bar{2}16\}$.

る隣接した2つの $\{10\bar{1}0\}$ 面, A, B を示し, 一方の面上の原子を二重円とした。この時, C, D の $\{10\bar{1}0\}$ 面においては, 粒界面上に原子が並ばないことになる。

最密六方晶の格子ベクトル $\mathbf{a}$, $\mathbf{c}$ を用いると, 粒界構造の周期は, $\mathbf{p} = (3\mathbf{a} + \mathbf{c})$ なるベクトルによって表される。 $\mathbf{p}$ の大きさは, 最近接原子間距離を a とすると, 式(1)のようになる。

$$|\mathbf{p}| = |3\mathbf{a} + \mathbf{c}| = \{3^2 + (c/a)^2\}^{1/2} \quad a = 3.53a \quad (1)$$

(ただし, $c/a = 1.856$)

また $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 軸に沿っての周期は $\sqrt{3}a$ であるから, 粒界面の面積, $|\mathbf{p}| \cdot (\sqrt{3}a)$ あたりに, 2個の粒界対応格子点が存在することになる。よって, 粒界面上の対応格子点の面密度 Γ は, 式(2)のように計算される。

$$\Gamma = 2 \cdot [3 \cdot \{3^2 + (c/a)^2\}]^{-1/2} \cdot a^{-2} \\ = 0.3273 \cdot a^{-2} = 4.609 \times 10^{18} \quad (\text{m}^{-2}) \quad (2)$$

(ただし, $a = 0.2665 \text{ nm}$)

Fig.1 に示した, 亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界において, 格子ベクトル $\mathbf{a}$, $\mathbf{c}$ を, 面心立方格子の $\langle 110 \rangle/2$, $\langle 00\bar{1} \rangle$ のベクトルに対応させることにより, この粒界構造に類似した構造を持つ粒界が面心立方晶金属に現れる。その粒界は, Fig.2 に示すような $\{113\}$ 面を粒界面とする, $\Sigma 11$ の $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界で, 上の粒界と同様, 粒界面上に並ぶ原子が短波長の周期構造を定めるものと考えられる。金やアルミニウム中のこの粒界に関するコンピュータシミュレーション^{(16)~(18)}からは, ほぼ Fig.2 のような粒界原子配列をとることが計算されている。この粒界に近い方位を持った, 金の粒界の電顕格子像の直接観察⁽¹⁹⁾の結果も, 計算から示唆されているタイプの幾何学的構成要素をもとに考えることができる。また, 相対的粒界エネルギーの測定から, アルミニウム中の $\Sigma 11$ の $\{113\}$ 面粒界が低エネルギーであることが報告されている⁽²⁰⁾。

以上のことから, 本研究では, 典型的な対応粒界として亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界と, これに対応した, アルミニウムの $\{113\}$ 面粒界とを実験対象に選んだ。

Fig.2 Atomic configuration of a $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ symmetric tilt boundary in fcc metals. The grain boundary plane lies parallel to $\{113\}$.

2. 試料および実験方法

高純度亜鉛 (99.999 mass%) を用いて, Fig.1 の粒界を含む双結晶を, また, 高純度アルミニウム (99.99 mass%) を用いて, Fig.2 の粒界を含む双結晶を, それぞれ種結晶付 Bridgman 法によって育成した。結晶方位はX線背面反射ラウエ法により決定し, 所定の方位からの誤差が 0.03 rad (約 2°) 以内の双結晶板から試料を作製した。粒界面に作用する分解剪断応力が最大となるように, 粒界面と引張軸とのなす角を $\pi/4 \text{ rad}$ とした引張試験片 ($5 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$) を作製した。Fig.3, Fig.4 は, それぞれ, 亜鉛, アルミニウムの双結晶試験片と, 引張応力軸を示した図である。

Fig.3 Zinc bicrystal specimen containing a $\{1\bar{2}16\}$ boundary.

Fig.4 Aluminium bicrystal specimen containing a $\{113\}$ boundary.

亜鉛の試料は、1 容対 1 容のリン酸 - メタノール溶液中で、また、アルミニウムの試料は、1 容対 5 容の過塩素酸 (60%) - メタノール溶液中で電解研摩し、試料の長手方向に対し平行、垂直に 0.1 mm 間隔のけがき線を刻した。上の双結晶試料に対し、高温で応力を付加した際の粒界挙動を引張荷重付加装置付高温光学顕微鏡内で連続観察した。

III. DSC 転位モデルから予測される粒界すべり挙動

1. 亜鉛の {1216} 面粒界の粒界挙動の予測

Fig.1 の粒界構造を持つと考えられる、亜鉛の {1216} 面粒界に対しては、Fig.5 のような $\Sigma 29$ の near-CSL⁽²¹⁾ と、それに関連した DSC 格子を適用できるであろう。この near-CSL は、 $3a+c$, $8a-7c$ を基本並進ベクトルとし、{10 $\bar{1}$ 0} 面上では細長い長方形の格子となる。結晶格子のベクトル a , c を $a = \langle 1210 \rangle / 3$, $c = \langle 0001 \rangle$ とすると、粒界に平行な $3a+c$ のベクトルは $\langle 1211 \rangle$ と書ける。

この粒界に対し剪断応力が作用する時に、粒界に平行な基本 DSC ベクトルをバーガースベクトルとする基本 DSC 転位がすべり運動することにより粒界すべりが生じるものとする。Fig.5 に示した τ_1 の向きの剪断応力が加わる場合、基本 DSC ベクトル b_1 のすべり変位が生じると、 X_1 点の白丸の原子が O_1 点に移動し、新たな対応格子点となると同時に粒界は G.B. の位置から、 O_1 点を通る G.B.₁

Fig.5 A $\Sigma 29$ near-CSL and the DSC lattice describing the {1216} boundary in Zn. Coupling of sliding and migration to be produced by the glide motion of a unit DSC dislocation is illustrated.

の位置へと粒界移動する。また、 τ_2 の向きの剪断応力が加わる場合には、基本 DSC ベクトル b_2 のすべり変位が生じることにより、 X_2 点の黒丸の原子が O_2 点に移動し、粒界は新たな対応格子点 O_2 を通る G.B.₂ の位置へと粒界移動することになる。

幾何学的計算により、基本 DSC 転位のバーガースベクトル b_1 , b_2 の大きさ、ならびに、これらの基本 DSC 転位のすべり運動に伴う粒界移動の大きさ h は、それぞれ式 (3)、式 (4) のように与えられる。

$$|b_1| = |b_2| = \frac{(c/a)^2 - 3}{3^2 + (c/a)^2} \cdot |3a+c| = 0.126a \quad (3)$$

$$h = \frac{2 \cdot (c/a)}{3^2 + (c/a)^2} \cdot |3a+c| = 1.05a \quad (4)$$

従って、巨視的に観察される粒界移動量 M と、粒界すべり量 S との比 R は、式 (5) のようになることが予測される。

$$R = \frac{M}{S} = \frac{h}{|b_1|} = \frac{2 \cdot (c/a)}{(c/a)^2 - 3} = 8.33 \quad (5)$$

このように、粒界に平行なバーガースベクトルを持つ基本 DSC 転位のすべり運動によって粒界すべりが生じると考える DSC 転位モデルからは、粒界すべり量の 8.33 倍の粒界移動が生じることが予測される。また、Fig.3 に示した幾何学的条件で試料に引張応力を加えることは、Fig.5 の τ_1 の剪断応力を加えることになり、粒界の下側の結晶粒が上側の結晶粒を食って成長していくような粒界移動が生じるものと予測される。

2. アルミニウムの {113} 面粒界の粒界挙動の予測

Fig.6 は、Fig.2 の粒界構造に関連した $\Sigma 11$ の CSL と、DSC 格子とを示したもので、{1 $\bar{1}$ 0} 面に平行な、隣接した 2 枚の面上の原子を、丸印と三角印で区別した。Fig.5 の

Fig.6 A $\Sigma 11$ CSL and the DSC lattice describing the {113} boundary in Al. Coupling of sliding and migration to be produced by the glide motion of a unit DSC dislocation is illustrated.

亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界との比較のため、 $\{10\bar{1}0\}$ 面上の α を $\{1\bar{1}0\}$ 面上の $\langle 110 \rangle/2$ におきかえた形で示した。 $\{1\bar{1}0\}$ 面上の CSL の基本並進ベクトルは、 $\langle 3\bar{3}2 \rangle/2$, $\langle 113 \rangle$ で、DSC 格子の基本並進ベクトルは、これらを 11 等分したものとなる。この粒界上を、粒界面に平行なバーガスベクトルを持つ DSC 転位がすべり運動する際に生じる粒界すべり挙動を、Fig.6 をもとに予測することとする。粒界 G.B. に対して τ_1 の向きの剪断応力が加わった時、G.B. の近傍に新たな対応格子点を生じる変位としては、次の (1), (2) のものが考えられる。

(1) X_1 点の黒丸の原子が O_1 点に移動する変位

(2) X'_1 点の黒三角, X'_1 点の黒丸の原子がそれぞれ、 O'_1 点, O'_1 点に移動する変位

(1) は $[3\bar{3}2]/22$ で示され、(2) は、 $[3\bar{3}2]/44 \pm [1\bar{1}0]/4 = [4\bar{7}1]/22$, $[7\bar{4}1]/22$ で示されるが、ここで (2) の 2 つの変位がそれぞれ 1 回ずつ生じると、結果的に (1) の変位と等価となる。DSC 転位に伴うステップの高さは (1) の方が (2) の場合の 2 倍となる。しかし、Fig.4 に示した幾何学的条件のもとでは $\{113\}$ 面粒界上で、(1) のすべり方向の Schmid 因子が 0.5 であるのに対して、(2) のすべり方向の Schmid 因子は $\sqrt{3}/12 = 0.144$ と小さいこと、ならびに、(2) の変位は、(1) の変位の $\sqrt{3}$ 倍の大きさを持ち、その変位を担う DSC 転位のひずみ場のエネルギーが 3 倍に大きくなると考えられることから、(1) の変位の方が好都合とみなし、これについてのみ考えることとした。

この粒界に対し、Fig.6 に示した τ_1 の向きの剪断応力が加わった時、(1) のすべり変位 $b_1 = [3\bar{3}2]/22$ が生じると、 X_1 点の黒丸の原子が O_1 点に移動して新たな対応格子点となり、それと同時に、粒界は O_1 点を通る G.B.₁ の位置へと粒界移動することになる。

Fig.5 と Fig.6 とを比較すると、粒界に作用する剪断応力が同じ τ_1 の時、 $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界は、上向きに粒界移動し、 $\{113\}$ 面粒界は、下向きに粒界移動するという差異のあることが注目される。この $\{113\}$ 面粒界は、 $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界を構成する結晶の格子ベクトル α, c を、それぞれ、面心立方格子の $\langle 110 \rangle/2$, $\langle 00\bar{1} \rangle$ で置きかえた形であるから、式 (5) の (c/a) を $\sqrt{2}$ とすることによって、 $R = -2\sqrt{2}$ となることが予測される。この負号は、上述のように、粒界移動の向きが互いに逆であることを意味するものである。従って、Fig.4 に示した幾何学的条件においては、粒界の上側の結晶粒が、粒界の下側の結晶粒を食って成長するような方向に、粒界すべり量の 2.83 倍の粒界移動が生じることが予測される。

IV. 実験結果

1. 亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界の粒界挙動

Fig.7 は、Fig.3 に示した亜鉛の双結晶試料に対して、573 K ($0.83 T_m$: T_m は亜鉛の融点) で、0.13 MPa の引張

Fig.7 Coupling of sliding and migration observed on the $\{1\bar{2}16\}$ boundary in Zn. $\sigma = 0.13$ MPa, $T = 573$ K. Arrows indicate the direction of the grain boundary migration.

応力を図中の水平方向に付加した際に試料表面で観察された粒界移動 - 粒界すべりを示した写真である。各写真は右下隅の位置が同一となるようにしてある。結晶粒の表面に薄く現われている線は、底面のトレースである。Fig.7 では、試料中の粒界のごく一部しか見られないが、粒界移動 - 粒界すべりは、粒界全体にほぼ均一に生じること、 $(10\bar{1}0)$ の試料表面に垂直な方向の変位は生じないことを確認した。

粒界すべり量に比して粒界移動量がかなり大きいためにわかりにくい、粒界の初期位置、最終位置で、水平方向のけがき線が 0.06 rad (約 3.5°) 程度折れまがっている。写真上の測定から、粒界移動量と粒界すべり量の比は、約 8 対 1 と、式 (5) による理論的予測に近い値が得られた。粒界移動の向きも、Fig.5 の予測通り、粒界の下側の結晶粒が、上側の結晶粒を食って成長するような方向であった。

2. アルミニウムの {113} 面粒界の粒界挙動

Fig.8 は, Fig.4 に示したアルミニウムの双結晶試料に対し, 762 K ($0.82 T_m$: T_m はアルミニウムの融点) で, 0.2~0.6 MPa の引張応力を図中の水平方向に付加した際に観察された粒界移動 - 粒界すべりを示した写真である. Fig.7 と同様, 各写真の右下隅の位置が同一となるようにしてあり, 左側のたてのけがき線のずれから粒界すべりの生じたことが明らかである. 表面のすべり線は, Fig.4 に示した $(111)_2$ のトレース, $(11\bar{1})_1$ のトレース, および, $[110]_1$ の方向に平行となっている. 水平方向のけがき線の折れまがりの角度は 0.15 rad (約 8.5°) 程度で, 粒界移動量と粒界すべり量の比は約 3 対 1 と, 理論的予測に近い値が得られた. 粒界移動の向きは Fig.6 の予測の通り, 粒界の上側の結晶粒が, 下側の結晶粒を食って成長するような方向であった. この粒界移動 - 粒界すべりも粒界全体にほぼ均一で, $(1\bar{1}0)$ の試料表面に垂直な方向の変位は, ほとんど生じなかった.

Fig.8 Coupling of sliding and migration observed on the {113} boundary in Al. $\sigma=0.2\sim0.6 \text{ MPa}$, $T=762 \text{ K}$. Arrows indicate the direction of the grain boundary migration.

V. 考 察

1. 理論的予測と実験結果の一致

原子配列から見て, 類似した粒界構造を持つと考えられる, 亜鉛の {1216} 面粒界とアルミニウムの {113} 面粒界において, DSC 転位モデルからの予測と良く一致する, 粒界移動 - 粒界すべりが観察された. このことは, DSC 転位モデルが, この種の明確な周期構造を持つ対応粒界に対しては, 最密六方晶であろうと面心立方晶であろうと結晶構造によらず適用できることを示したものであると考えることができる. DSC 転位モデルが対応粒界の幾何学によっている以上, 結晶構造の差異は, 粒界の幾何学に反映される以外に何ら影響のないことは当然と考えられるが, その当然さを確認し得たことは, 前報⁽¹⁵⁾とあわせて, 実在の粒界に対する DSC 転位モデルの適用性の証拠を発展させることができたものと考えられる.

2. 活動する DSC 転位の起源

これまで, 傾角粒界の粒界すべりの際に運動する粒界転位は, 結晶のすべり転位が粒界に吸収され, 分解したものと考えられてきた⁽²²⁾. 結晶のすべり変形が均一な場合, すべり転位は粒界全体にほぼ均一に供給されると考えられ, その分解によって供給される粒界転位は同一のバーガースベクトルを持つことになる. それらの粒界転位が, 粒界の一端に向かって同一方向に運動すると, 粒界上の位置によって掃過する粒界転位の数が異なるため, 粒界すべりは不均一となることになる. これに対し, 亜鉛の {1216} 面粒界, アルミニウムの {113} 面粒界, ならびに既報⁽¹⁵⁾の, 亜鉛の {1211} 面粒界において観察された粒界移動 - 粒界すべりは, 試験片中の粒界全体にわたりほぼ均一であった. このことは, 粒界移動 - 粒界すべりをもたらず粒界転位の起源を, 結晶のすべり転位だけに求めることによって説明しにくい. 均一な粒界移動 - 粒界すべりを説明するためには, 粒界が試料側面に交わる端部において生成した DSC 転位が粒界全体を掃過するか, あるいは, 粒界中で対生成した, 反対符号の DSC 転位が互いに逆の方向に運動すると考えるような, 粒界転位源のモデルが必要となる.

3. 粒界移動 - 粒界すべりに伴う原子のシャッフルング

DSC 転位のすべり運動によって粒界移動 - 粒界すべりが生じる際, 粒界構造を保存する

ために、粒界を横切る原子のいくつかは、DSC 転位のバーガスベクトルによっては与えられないような付加的な運動(シャッフリング)⁽²³⁾を必要とすることがある。その場合、DSC 転位が運動できるためには、シャッフリングに参与する原子の数が少なく⁽²⁴⁾、そのシャッフリングの運動自体も容易なものである必要があると考えられる。この観点から、亜鉛の $\{12\bar{1}6\}$ 面粒界、およびアルミニウムの $\{113\}$ 面粒界の粒界移動 - 粒界すべりに伴う原子のシャッフリングについて、DSC 転位モデルの幾何学の上で検討を加える。

(1) 亜鉛の $\{12\bar{1}6\}$ 面粒界の粒界移動 - 粒界すべりに伴う原子のシャッフリング

はじめに、亜鉛の $\{12\bar{1}6\}$ 面粒界の原子配列のうち、粒界面上に原子が並ぶと考えられる、隣接した $\{10\bar{1}0\}$ 面、A, B について考える。Fig. 9 (a), (b) は、粒界の下側の結晶粒に対し、上側の結晶粒を基本 DSC ベクトル分だけ左に移動するような基本 DSC 転位の掃過以前、掃過以後の原子配列を示す模式図で、A 面上の原子を二重円円で区別した。基本 DSC 転位の掃過の結果、A 面上の原子 α 、B 面上の原子 β が不要になる一方、A 面上の原子 α' 、B 面上の原子 β' が必要になる。 $\alpha \rightarrow \alpha'$ 、 $\beta \rightarrow \beta'$ の移動よりも、A, B 面の積層をのりかえるような $\alpha \rightarrow \beta'$ 、 $\beta \rightarrow \alpha'$ の移動の方が短距離で、より容易なシャッフリングの過程と考えられる。

Fig. 9 Atomic shuffling assumed for the glide motion of a unit DSC dislocation on the $\{12\bar{1}6\}$ boundary in Zn. Atomic configuration on A (double circles) and B (circles) $\{10\bar{1}0\}$ planes, (a) before and (b) after the passage of a DSC dislocation. Atomic configuration on C (double circles) and D (circles) $\{10\bar{1}0\}$ planes, (c) before and (d) after the passage of a DSC dislocation.

次に、粒界面上に原子が並ばないような、C, D の $\{10\bar{1}0\}$ 面においても、A, B 面上の原子の運動に符節をあわせたシャッフリングが必要となる。Fig. 9 (c), (d) は基本 DSC 転位の掃過以前、掃過以後の C, D 面上の原子配列の模式図で、C 面上の原子を二重円円で区別した。ここでは幾何学的考察を進めるため、破線円の原子のぬけた原子配列を仮定した。基本 DSC 転位の掃過による粒界移動 - 粒界すべりに伴い、図中に示した $\delta_1 \rightarrow \delta_2$ 、 $\delta_2 \rightarrow \gamma_1$ 、 $\gamma_1 \rightarrow \gamma_2$ 、 $\gamma_2 \rightarrow \delta_1'$ のシャッフリングが必要と考えられる。

結局、この粒界では、基本 DSC 転位が $|3\mathbf{a} + \mathbf{c}| \cdot |\langle 10\bar{1}0 \rangle|$ の粒界面積を掃過することに、8 個の原子が粒界を横切るが、運動する DSC 転位のバーガスベクトルのみによって与えられる移動をする原子は 2 個で、残りの 6 個の原子は上述のようなシャッフリングを必要とするものと考えられる。

(2) アルミニウムの $\{113\}$ 面粒界の粒界移動 - 粒界すべりに伴う原子のシャッフリング

Fig. 10 (a), (b) は、アルミニウムの $\{113\}$ 面粒界に関し、 $\langle 332 \rangle / 22$ なるバーガスベクトルを持つ基本 DSC 転位がすべり運動する前後の原子配列を示した模式図である。A, B 2 層の積層状態をとる $\{1\bar{1}0\}$ 面のうち、紙面上の手前側にある太線円の面を A 面とする。Fig. 10 (a), (b) の比較から、粒界移動 - 粒界すべりに伴い、A 面上の α の原子が B 面上の β' の位置に、一方、B 面上の β の原子が A 面上の α' の位置にシャッフリングすると考えるのが適当であろう。 $\alpha \rightarrow \beta'$ 、 $\beta \rightarrow \alpha'$ の変位はそれぞれ $\langle 741 \rangle / 22$ 、 $\langle 471 \rangle / 22$ となる。この粒界では、 $\langle 332 \rangle / 22$ の基本 DSC 転位が粒界面の $|\langle 332 \rangle / 2| \cdot |\langle 1\bar{1}0 \rangle / 2|$ の面積を掃過することに 4 個の原子が粒界を横切るが、そのうち 2 個の原子は、上のようなシャッフリングを必要とすると考えられる。

Fig. 10 Atomic shuffling assumed for the glide motion of a unit DSC dislocation on the $\{113\}$ boundary in Al. Atomic configuration (a) before and (b) after the passage of a DSC dislocation.

VI. 総 括

粒界転位の運動を考える粒界転位論の適用例の拡充を図るため、粒界構造の幾何学が明確な典型的な対応粒界を選び、DSC 転位モデルにより、粒界すべり挙動を予測すると共に、方位制御した双結晶試料について、粒界すべり挙動を実験的に観察した。主な結果は以下の如くであった。

(1) 高純度亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面を粒界面とする $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界は、粒界すべりと同時に、その約 8 倍の粒界移動を生じる、粒界移動 - 粒界すべりの挙動を示した。粒界移動の方向、および、粒界移動対粒界すべりの比は基本 DSC 転位のすべり運動を考えた理論的予測と良く一致した。

(2) 亜鉛の $\{1\bar{2}16\}$ 面粒界と類似した粒界構造を持つと考えられる、高純度アルミニウムの $\{113\}$ 面を粒界面とする $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ 対称傾角粒界は、粒界すべりと同時に、その約 3 倍の粒界移動を生じた。ただし、粒界移動の方向は、亜鉛の場合とは逆の方向となった。この挙動もまた、基本 DSC 転位のすべり運動を考えた理論的予測と良く一致した。

(3) 上記の粒界の粒界移動 - 粒界すべりに伴う、原子のシャッフリングについて、比較的容易な移動過程を幾何学的に考察した。

本研究の費用の一部は、文部省科学研究費総合研究 A (代表者 石田洋一) の補助を受けたことを付記し、謝意を表する。

文 献

- (1) D. G. Brandon, B. Ralph, S. Ranganathan and M. S. Wald : *Acta Met.*, **12**(1964), 813.
- (2) D. G. Brandon : *Acta Met.*, **14**(1966), 1479.
- (3) W. Bollmann : *Phil. Mag.*, **16**(1967), 363, 383.
- (4) W. Bollmann : *Crystal Defects and Crystalline Interfaces*, Springer-Verlag, Berlin, (1970).
- (5) T. Schober and R. W. Balluffi : *Phil. Mag.*, **21**(1970), 109.
- (6) W. Bollmann, B. Michaut and G. Sainfort : *Phys. Status Solidi (a)*, **13**(1972), 637.
- (7) Y. Ishida : *Trans. JIM*, **11**(1970), 107.
- (8) R. C. Pond and D. A. Smith : *Grain Boundaries in Engineering Materials*, Proceedings of the 4th Bolton Landing Conference, Claitor's Publishing Division, Baton Rouge, (1975), 309.
- (9) R. C. Pond : *Proc. Roy. Soc. London*, **A357**(1977), 471.
- (10) R. C. Pond, D. A. Smith and P. W. J. Southerden : *Phil. Mag.*, **A37**(1978), 27.
- (11) T. Mori and K. Tangri : *Met. Trans.*, **A10**(1979), 733.
- (12) D. J. Dingley and R. C. Pond : *Acta Met.*, **27**(1979), 667.
- (13) C. M. F. Rae and D. A. Smith : *Phil. Mag.*, **A41**(1980), 477.
- (14) M. Guillope and J. P. Poirier : *Acta Met.*, **28**(1980), 163.
- (15) 高橋 徹, 堀内 良 : *日本金属学会誌*, **48**(1984), 1035.
- (16) R. C. Pond, D. A. Smith and V. Vitek : *Acta Met.*, **27**(1979), 235.
- (17) M. Hashimoto, H. Ichinose, Y. Ishida, R. Yamamoto and M. Doyama : *Japanese J. Appl. Phys.*, **19**(1980), 1045.
- (18) A. P. Sutton and V. Vitek : *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A309**(1983), 1.
- (19) H. Ichinose and Y. Ishida : *Phil. Mag.*, **A43**(1981), 1253.
- (20) G. Hasson, J.-Y. Boos, I. Herbeuval, M. Biscondi and C. Goux : *Surface Science*, **31**(1972), 115.
- (21) G. A. Bruggeman, G. H. Bishop and W. H. Hartt : *The Nature and Behavior of Grain Boundaries*, Plenum Press, New York-London, (1972), 83.
- (22) D. A. Smith : *Dislocation Modelling of Physical Systems*, Proceedings of the Acta-Scripta Metallurgica International Conference, Pergamon Press, (1981), 569.
- (23) J. P. Hirth : *Acta Met.*, **22**(1974), 1023.
- (24) F. W. Schapink : *Scripta Met.*, **15**(1981), 1333.