粒のスイッチングに基づく超塑性変形誘起粒成長モデル*

佐藤 英一** 栗林 一彦** 堀内 良**

J. Japan Inst. Metals, Vol. 55, No. 8 (1991), pp. 839-847

A Model of Grain Growth Induced by Superplastic Deformation Based on Grain Switching*

Eiichi Sato**, Kazuhiko Kuribayashi** and Ryo Horiuchi**

Deformation induced grain growth is usually observed during structural superplasticity. This paper proposes a new deformation model explaining this grain growth based on grain switching proposed by Ashby and Verrall.

To begin with, an irregularity of a pentagon-heptagon pair is introduced into a two-dimensional grain structure constructed with a regular hexagonal array. This irregularity geometrically corresponds to an edge dislocation of the grain structure. The tensile stress oblique to the pair results the grain switching described by dislocation glide. On the other hand, the stress parallel to it results the grain switching which transforms the pentagon into the quadrilateral and then removes it. It can be described by dislocation climb and results the enhancement of grain growth. Therefore superplastic deformation (grain switching) induces grain growth due to the strain.

In order to extend this model to three dimensions, an edge dislocation is introduced into a three-dimensional grain structure constructed with Kelvin's tetra-kai-dekahedra (14-faced grains). The grain at the tip of the half grain plane is 13-faced or 11-faced. A 17-faced or 15-faced grain is contacting it, respectively. Since these coincide with the pentagon-hexagon pair in two dimensions, the above discussion in two dimensions can use in three dimensions with little modifications.

This model predicts the grain growth rate equation as

$$\frac{d \ln \bar{D}}{d \varepsilon} = \alpha, \alpha = 0.3.$$

This well agrees with the experimental results in dual phase structure.

(Received January 7, 1991)

Keywords: superplasticity, deformation mechanism, grain growth mechanism, grain boundary sliding, grain switching, deformation induced grain growth

I. 緒 言

$$\ln \frac{\bar{D}}{\bar{D}_s} = \alpha \varepsilon \quad (1)$$

等軸微細粒組織をもつ材料を超塑性変形させると、通常の静的粒成長に加え、ひずみに応じた変形誘起粒成長が生じる。この現象の定量的測定は幾つか報告されていた⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾が、静的、動的の2種の粒成長が混在しているため、実験結果は混乱したままであった。筆者らは、2つの粒成長成分の分離法を検討し⁽⁶⁾、分離評価した変形誘起粒成長は合金系によらず統一的に表されることを明らかにした⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾。その結論によれば、粒界すべりが主要な変形機構となるひずみ速度感受性指数 m のピークより低ひずみ速度領域においては、粒成長のうちの変形誘起成分 ($\bar{D}/\bar{D}_s$) は、ひずみ速度 $\dot{\varepsilon}$ 、初期粒径 $\bar{D}_0$ 、温度 T に依存せず、加えたひずみ ε にのみ比例し、

と表される。ここで、 $\bar{D}$ と $\bar{D}_s$ はそれぞれ変形後の粒径と変形を加えずに加熱のみ行なった後の粒径、 α は比例定数である。

このような変形誘起粒成長挙動は、筆者らの実験結果はもとより、他の研究者による実験結果の幾つかとも整合する。Fig. 1 に、代表的な実験結果をまとめて示す。二相混合組織である Zn-22%Al 共析合金⁽⁶⁾⁽⁵⁾⁽²⁾、Al-33%Cu 共晶合金⁽⁸⁾、Ti-6%Al-4%V 合金⁽³⁾では、どれもが常に α は 0.3 である。これに対し、第二相粒子分散組織である Al-5%Mg-0.6%Mn 合金⁽⁷⁾では α は 0.6 である。

このような超塑性変形誘起粒成長のメカニズムとして、これまでに幾つかのモデルが提案されている⁽¹⁾⁽⁵⁾⁽¹⁰⁾⁻⁽¹²⁾。しかしこれらのモデルを検討してみると、以下のように種

* 1990年4月 MRS 1990 Spring Meeting に一部発表

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

Fig. 1. Summary of previous data on grain growth induced by superplastic deformation. (a)⁽⁶⁾, (b)⁽⁵⁾, (c)⁽³⁾: Microduplex structure. (d)⁽⁷⁾: Second phase particle dispersed structure.

々の不備が見受けられる。

Clark と Alden⁽¹⁾ および Senkov と Myshlyaev⁽⁵⁾ は、粒界すべり中には非熱平衡の過剰原子空孔が生成され、これが拡散および粒成長を促進するという仮説を提案した。現在、超塑性変形中の粒界すべりの緩和機構自体の定説は得られていないが、提案されている主なモデルのどれもが、拡散を促進することはない。

まず、拡散による緩和モデル⁽¹³⁾は、粒界近傍では粒界の法線応力に応じて空孔密度が増減し、それが拡散緩和の原因となるというモデルである。この場合、全粒界で平均した粒界近傍での空孔の平均密度は変化せず、したがって粒成長のための拡散が促進されることはない。次に、緩和のため粒内転位が生成され、障害物前方に堆積し、これが上昇、消滅することにより緩和されるというモデル⁽¹⁴⁾においては、考え得る空孔生成機構は転位同士の切り合いである。しかし、堆積して結晶学的すべりをしない転位は切り合うことはないし、また、超塑性変形中には高密度の絡み合った転位は観察されていない。最後に、粒界すべりを粒界転位のすべり運動とみなし、三重点等に堆積した粒界転位が上昇、消滅することによる緩和モデル⁽¹⁵⁾においても、同様に、転位同士の切り合いによる空孔生成は考えられない。

一方、Senkov と Myshlyaev⁽⁵⁾ による粒成長速度式

は、Fig. 1(a) では1本の直線で表される筆者ら⁽⁶⁾ や Kaybyshev ら⁽²⁾ のデータとは整合しない。このことから、彼らのモデルは否定される。

Holm ら⁽¹⁰⁾ や Wilkinson と Cáceres⁽¹¹⁾ は、それぞれ第二相粒子分散組織あるいは二相混合組織において、粒のスイッチング(詳細は後述する)により変形が進行する最中に、粒界三重点に位置していたピン止め粒子同士あるいは離れていた同相粒同士が接触し合体して粗大化するというモデルを提案した。しかしながら、通常の第二相粒子分散組織のように第二相の体積分率が小さい場合には、粒子の数は結晶粒の数よりはるかに多く、粒子が粒界三重点のみに位置するようなことは起こり得ない。一方二相混合組織では、どちらの相においても同相粒界は常に数多く存在しており、スイッチングにより同相粒が接触したときにのみ直ちにそれらが合体すると考えるのは不自然である。

このほか Wilkinson と Cáceres は、第二相粒子分散組織において粒界すべりが生じると、粒界先端に生じる損傷を食うように粒界移動が生じる⁽¹¹⁾、あるいはピン止め粒子付近の粒界が引き摺れを起こしピン止め力が弱まる⁽¹²⁾ というようなモデルを提案しているが、実験的あるいは理論的根拠が全くなく、単なるアイデアの域を越えていない。

このように、これまでの変形誘起粒成長モデルはどれも

が成功していない。粒成長挙動は、Fig. 1 に見られるように、合金系やその他の条件にかかわらず一つの式(1)で表されており、したがって粒成長機構は、変形機構そのものに直結した、幾何学的に説明できるものであろうと期待される。ところで Ashby と Verrall⁽¹³⁾は、変形中の微視的組織の特徴をうまく説明する、粒のスイッチングに基づく変形モデルを提案している。このモデルの幾何学は非常に興味深いものであり、著者らは、このモデルをうまく発展させれば変形誘起粒成長も説明できるであろうと考え、検討を行った。

彼らによる粒のスイッチングモデル⁽¹³⁾とは、Fig. 2(a)に示すように、正六角形粒が規則的に並んだ2次元結晶粒組織において、4つの結晶粒が一時的に形状変化し、粒界すべりを起こして、互いに位置交換しながら変形するというものである。このモデルは、結晶粒は伸張せず粒界すべりにより互いの位置をずらしながら大きなひずみの変形を行うという、超塑性変形中の微視的組織の特徴を、幾何学的によく説明している。Fig. 2(a)の破線は、応力軸に斜め方向に粒の中心を結ぶように引いておいたけがき線が、スイッチング後には粒界でずれているようすを模式的に示している[†]。もともとのモデルでは、途中で必要な形状変化は拡散緩和でなされるとしているが、別の緩和機構、例えば転位の堆積等で緩和されると考えても、幾何学的モデルとしては構わない^{††}。

しかしながらこのモデルはあまりに簡略化されたものであり、以下のような問題点を含んでいる。

(1) スwitchングを起こす4つの粒しか考慮していない。しかし周囲の粒も考えると、Fig. 2(b)に示すように、それらも同時にスイッチングを起こさなければ、始めと終

Fig. 2. Switching model by Ashby and Verrall⁽¹³⁾. (a) A group of four grains seems to switch smoothly by diffusional accommodated grain boundary sliding. (b) Two groups of four grains clarify some problems this switching model has.

[†] 拡散緩和が生じているので、スイッチング後のけがき線はもちろん正確なものではない。

^{††} ただし、拡散緩和で計算した構成方程式は、前報⁽¹⁶⁾で実験結果から分離評価した粒界すべりの拡散緩和機構の構成方程式と、定量的によく一致している。

わりで辻褄が合わない。すなわち多結晶全体で同時にスイッチングが生じなければならない。

(2) 拡散緩和で一時的に変化した結晶粒形状は、Fig. 2(b)に示すように、平面を充填しない。

(3) すべての粒が1回スイッチングを起こすと、それ以上は変形できない。

(4) 3次元的な結晶粒の移動や再配列が考慮されていない。

Morral と Ashby⁽¹⁷⁾は、結晶粒組織が局部的不整合を含んでいる場合について考察し、スイッチングをその不整合部の運動で記述し、上述の問題点が解消された改良スイッチングモデルを提案した。ただし彼らは、変形誘起粒成長を変形モデルに取りこんでいない。

本報では、Morral と Ashby による改良スイッチングモデルについて、さらに詳しい検討を行った。特に、不整合部の挙動に対し、格子転位の類推が可能な範囲を明確にし、両者の異なる点を検討した。その結果、彼らのモデルには不整合部が上昇運動する場合の考察に不備があること、そして、スイッチングがおきるとひずみと共に必ず粒成長が生じることを導いた。また、3次元的な不整合部の構造を考察し、モデルを3次元に拡張した。

II. (2次元)超塑性変形モデル

1. 粒径に差異があるときの2次元結晶粒組織

当面便宜的に、2次元の結晶粒組織を対象とする。そもそも結晶粒の“スイッチング”とは、Fig. 3に示すように、隣接する4つのA, B, C, D粒のうちで、接触していたA, B粒が離れ、離れていたC, D粒が接触するような組織変化である。このとき、4つの粒の周囲では粒の接触関係に変化がないとすれば、A, B粒は辺の数が1つ減少し、C, D粒は辺の数が1つ増加する。

ところで近似的に粒界エネルギーを一定とすれば、粒界三重点では3つの粒界は120°で交わる。正六角形粒では自動的に力の釣り合いが保たれるのに対し、それより辺の数が少ない粒では辺(粒界)は外側に曲って張り出し、その粒界には内側へ移動する駆動力が働く。辺の数と粒の大きさに正の関係があれば、この駆動力は大きい粒が小さい粒を食う方向に働き、通常の静的粒成長の駆動力となる。

Fig. 3 A neighbor switching event. The contacting grains A and B are detached and lose the numbers of their sides, while the separate grains C and D come into contact and gain the numbers of their sides.

Fig. 4 Two-dimensional grain structure with an irregularity. It contains one 5-7 pair in hexagonal lattice, which corresponds with an edge dislocation of grain.

模式図を Fig. 4† に示す。この五、七角形対は、bcc の {110} 面に対応する格子を組んでみると(破線)，幾何学の上からはバーガースペクトルの大きさが粒径に等しい刃状転位に相当することが分かる⁽¹⁸⁾。

なお五、七角形粒が離れていると，離れた分だけ大きく周りの六角形粒がゆがむ。また四、三角形粒は周りに食われてすぐに消滅すると考える。したがって Fig. 4 が考える一番単純な不整合である。

2. 五、七角形対(転位)のすべり運動

Fig. 4 の五、七角形対を含む組織に，引張応力を付加し，スイッチングを起こさせ超塑性変形させるとする。五、七角形対の周りは正六角形からのゆがみが大きいので，スイッチングもそこで生じると考えてよからう。五、七角形対は，応力軸に対しランダムな方向を向いているので，本節と次節で代表的な 2 つの方向を考える。

五、七角形対に斜め方向に応力をかけた場合は Fig. 5†† のようになる。A, B, C, D の 4 つの粒が位置交換してお

Fig. 5 Glide motion of a 5-7 pair which yields strain only, when the tensile stress is applied oblique. During this event, grains A, B, C and D switch their neighbors each other. (a) Initial state, where grains C and A form a 5-7 pair. (b) Final state, where grains C and A are hexagonal while grains B and D form a new 5-7 pair. (c) Solid and broken lines indicate the initial and the final states, respectively.

さて Ashby と Verrall によるスイッチングモデル⁽¹³⁾では，同じ大きさの正六角形粒 4 つの間のスイッチングを考えている。ところが，現実の結晶粒組織では，たとえ整粒組織といわれるものでも，すべての結晶粒が同じ大きさをしていない。また，彼らの乳濁液の変形の観察⁽¹³⁾を再検討すると，スイッチングはもともと乳濁液のセル構造の規則性の悪いところで生じていることが，Morral と Ashby⁽¹⁷⁾により指摘されている。

したがって，何らかの不整合をもった結晶粒組織を考える必要がある。そこで，対象とする組織中に五角形粒が一つ存在すると仮定する。このとき周りの六角形粒が規則的な格子を作るためには，この五角形粒は別の六角形以外の粒と対をなしている必要がある。一番単純なのは，五、七角形粒が直接接触している場合であり，このときの組織の

† 粒界エネルギーから結晶粒組織を予想することはできないので，Fig. 4 の作図には格子転位の類推を用いた。弾性論によれば，バーガースペクトル $\mathbf{b}$ が x 軸に平行で，転位線が z 軸に沿った刃状転位の周りの変位場は，

$$\Delta x = \frac{b}{2\pi} \left[\tan^{-1} \frac{y}{x} + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{xy}{x^2+y^2} \right]$$

$$\Delta y = \frac{-b}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{4(1-\nu)} \ln(x^2+y^2) + \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{x^2}{x^2+y^2} \right]$$

である⁽¹⁹⁾。そこで，すべり面を x 軸とし， y 軸上に半原子面を含む正六角形格子を作り，ポアソン比 ν を 0.5 とした上式で各頂点を変位させ，それぞれを直線で結んだものが，Fig. 4 である。

†† Fig. 5(b) および (c) 破線は，II-1 節脚注に従って描いた，転位芯の位置が x 軸上 $-b$ ずれた場合のものである。

Fig. 6 Climb motion of a 5-7 pair which yields both grain growth and strain, when the tensile stress is applied vertically. During this event, grains A, B, C and D switch their neighbors each other, and then grain A vanishes. (a) Initial state, where grains B and A form a 5-7 pair. (b) Final state, where grain A has disappeared while grains F and D form a new 5-7 pair. (c) Grains A, B, C and D switch their neighbors each other, and pentagonal A becomes quadrilateral. (d) Quadrilateral A is eaten by neighbors to become triangular. (e) Triangular A is eaten by neighbors to vanish. (f) Solid and broken lines indicate the initial and the final states, respectively.

り、接していたA, Bが離れ、離れていたC, D粒が接触している。このとき、A, B粒の辺の数は1つ減少し、C, D粒の辺の数は1つ増加して、B, D粒が新たな五、七角形対になっている。これは、幾何学的には刃状転位が1回すべり運動(glide)をしたことに対応する(MorralとAshby⁽¹⁷⁾)。Fig. 5(a)(b)の破線は、応力軸に斜め方向に粒の中心を結ぶように折れ線状に引いておいたけがき線が、スイッチング後には粒界でずれているようすを模式的に示している。

格子転位の場合、 x, y 方向に n 個づつ原子が存在する結晶中で1バーガースペクトル分すべり運動すると、平均で $1/n^2$ の工学的剪断ひずみが生じる。この類推によれば、Fig. 5のスイッチング(五、七角形対のすべり運動)により、結晶粒の数が n^2 個の組織全体として $1/n^2$ の工学的剪断ひずみが生じたことになる。

3. 五、七角形対(転位)の上昇運動

五、七角形対に縦方向に応力をかけた場合には、Fig. 6[†]のようになる。まず(c)に示すようにA, B, C, Dの4つ

の粒の間でスイッチングを起こし、接していたA, B粒が離れ、離れていたC, D粒が接する。このときA, B粒の辺の数は1つ減少し、A粒は四角形になる。先に述べたように、四角形の各辺には内側へ移動させようとする強い張力が働くため、A粒は、(d)(e)に示すように周りの粒に食われていき、遂には消滅する。A粒が消滅した時点では(b)のようになり、新たにF, D粒が五、七角形対になっている。これは、幾何学的には刃状転位が1回上昇運動(climb)したことに対応している。Fig. 6(a)(b)の破線も、Fig. 5と同様の模式的なけがき線を示している。

ところが、この五、七角形対の上昇運動においては、格子転位の弾性論からの類推は破綻をきたす。原子格子においては、原子の数は保存されるため、Fig. 6(b)において消滅したA原子は、長距離拡散により結晶の外側あるいはバーガースペクトルが垂直な転位の転位芯に移動したはずである。また、原子間距離すなわちバーガースペクトルの大きさには変化しない。したがって、考えている領域(たとえばFig. 6(b)の16個の原子)において、体積(面積)はA原子が消滅した分だけ小さくなる。

これに対し結晶粒組織においては、結晶粒の数は保存されず、A粒が考えている領域の外に移動することはないかわりに、その領域全体の体積は保存される。したがって、平均粒径すなわちバーガースペクトルの大きさが大きくなることになる。この領域の結晶粒の数を n^2 個とすると、2次元平均粒径の比 $\bar{D}'/\bar{D}$ は、

[†] Fig. 6(b)および(f)破線は、II-1節脚注に従って描いた、平均粒径が $n/\sqrt{n^2-1} \approx 1.03$ 倍($n^2=17$)になり、転位芯が y 軸上 $\sqrt{3}b/2$ 、 x 軸上 $-b/2$ ずれた場合のものである。(b)の16個の粒は、(a)の17個の粒と比べると、全面積は等しく、上下方向に伸びが生じているが、個々の粒の伸張はない。

$$\frac{\bar{D}'}{\bar{D}} = \frac{\sqrt{1/(n^2-1)}}{\sqrt{1/n^2}} = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}} \quad (2)$$

となる。また、結晶粒の横方向の伸びが1個減少し縦方向の伸びは変化していないので、個々の粒の伸張なしに縦方向に伸びひずみが生じている。伸びひずみはこの領域における平均で $1/n^2$ である。

なお静的粒成長についても、五角形粒が周りの粒に食われる形で四角形、三角形になり遂に消滅するというモデルが、Hillert⁽²⁰⁾により提案されている。この場合には当然ひずみは生じない。すると、変形誘起粒成長とは、付加応力がひずみという仕事をする過程で、粒成長の中の五角形粒が四角形粒になる過程を促進することであると、解釈することができる。

4. 変形誘起粒成長の大きさの評価

これまで、Fig. 4 に示す五、七角形対を含む2次元結晶粒組織に、斜め(Fig. 5)と縦(Fig. 6)の二つの方向に引張応力を付加した場合を考察してきた。どちらの場合も、スイッチングにより、応力方向にはほぼ垂直の粒界は消滅して平行な粒界になり、その粒界を介して接していた結晶粒が離れ、離れていた結晶粒が接触する。

そして、斜め方向の場合にはひずみのみが生じるのに対し、縦方向の場合には四角形粒が生成され、これはまもなく消滅し、ひずみおよび粒成長が生じる。したがって、スイッチングにより超塑性変形が進行すると、ひずみに比例して粒成長が生じることになる。

さてここで、変形中に生じる粒成長の大きさを評価してみよう。ここでは3次元の影響も、以下のように単純化して考慮する。刃状転位は転位線方向にはひずみを持っていないので、その運動の影響はすべて転位線に垂直な面内に限られる。したがって、Fig. 4 の組織が紙面垂直方向に並んでいる、すなわち紙面垂直(z 軸)方向に転位線が向いているとすれば、その方向には組織変化は生じない。

さて組織全体の結晶粒の数が n^3 個であるとする。Fig. 5 の組織変化が1回生じたときに生じるひずみの大きさは2次元のときと同じになり、工学的剪断ひずみは $1/n^2$ 、すなわち伸びひずみは $2/3n^2$ である。また、Fig. 6 の組織変化が1回生じた場合も、ひずみの大きさは2次元のときと同じになり、伸びひずみは $1/n^2$ である。ただし粒径増加は、式(2)のかわりに、

$$\frac{\bar{D}'}{\bar{D}} = \frac{\sqrt[3]{1/(n^3-n)}}{\sqrt[3]{1/n^3}} \approx \frac{n}{\sqrt[3]{n^3-n}} \quad (3)$$

となる。そこで Fig. 6 が1回生じる間に Fig. 5 が β 回生じるものとする、このときの伸び真ひずみと粒径変化の関係は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\bar{D}} \frac{d\bar{D}}{d\varepsilon} &= \frac{\ln(\bar{D}'/\bar{D})}{\varepsilon} = \frac{\ln(n/\sqrt[3]{n^3-n})}{\ln(1+2\beta/3n^2+1/n^2)} \\ &= \frac{\ln\left(1+\frac{n}{n^3-n}\right)}{3\ln\left(1+\frac{2\beta+3}{3n^2}\right)} \end{aligned} \quad (4)$$

と表すことができる。

III. 3次元への拡張

これまでは簡単のため基本的には2次元結晶粒組織に基づいたモデルを考えてきた。本章では、このモデルを3次元に拡張することを試みる。そのため、まず最も単純な不整合部をもつ規則的な3次元結晶粒組織を考えよう。

3次元空間を並進のみで充填する同一形状、同一寸法の結晶粒として、Fig. 7 に示す、Kelvinの14面体(Kelvin's tetra-kai-dekahedron)を用いることがよくなされている[†]。これは bcc 格子のウィグナー・ザイツ・セルをなしており、中心を結ぶと Fig. 7 のように bcc 格子が描ける。

次に、最も単純な不整合として、2次元の場合に習い、刃状転位を考える。bcc 格子におけるすべり面は{112}面と{110}面の2種が存在するが、ここでは転位線に垂直な

Fig. 7 Three dimensional perfect grain structure consisted of Kelvin's tetra-kai-dekahedra stacked in bcc lattice.

† 3次元空間を並進のみで充填する同一形状、同一寸法の多面体は、基本的に、立方体、六角柱、斜方12面体、Kelvinの14面体の4種に限られる。このうちで、Kelvinの14面体は、

- (1) 単位体積あたりの界面面積が最小である⁽²¹⁾。
- (2) 結晶粒あたりの面の数、面あたりの稜の数(それぞれ14, 5.143)が金属組織学的観察(それぞれ12.48, 5.02)に近い⁽²¹⁾。
- (3) 結晶粒あたりの面の数、頂点の数、稜の数、および1つの頂点に交わる全稜の数(それぞれ14, 24, 5.143, 4)が、界面面積最小という理論的考察による平衡セル形状のものに一致している⁽²²⁾。

ことから、結晶粒の近似形状としてよく用いられる。

Table 1 Number of grains one grain contacts, which equals number of faces in the same grain.

	Regular	Tip of the half grain plane		Next to the tip grain	
		(110)A	(110)B	(110)A	(110)B
Inside the plane	6	5	5	7	7
Next planes ($\times 2$)	4	4	3	5	4
Total	14	13	11	17	15

面が Fig. 4 に似た $\{110\}$ 面となる, すべり面が $\{112\}$ 面のものを考える. すべり面が $\{112\}$ 面, すべり方向が $[11\bar{1}]$ 方向で, 転位線の方向が $[\bar{1}10]$ のものは, Fig. 8(a) に示すようになる. 格子定数を a とすると, バーガースベクトルは $(a/2)[11\bar{1}]$ である.

Fig. 8(a) の $(1\bar{1}0)$ 断面を Fig. 8(b) (b') に示す. これは正六角形格子が $[110]$ 方向に $\sqrt{2}/\sqrt{3}$ 倍に縮められた格子になっており, 半分ずれた $(1\bar{1}0)A$, $(1\bar{1}0)B$ の 2 枚の面からなる. それぞれの面の代表的な 3 つの粒について, 面内の隣接する粒を結んだのが太い実線であり, 次の面内の隣接する粒を結んだのが太い破線である. 接触する粒の数 (すなわちその粒の面の数) は, Table 1 のようにまとめられる. 半結晶粒面 (格子転位では半原子面) 先端の粒 (Fig. 8 で 13, 11 と記した粒) は 13 面体か 11 面体になっており, その先の粒 (17, 15 と記した粒) は 17 面体か 15 面体になっている. この構造を多面体で表すと Fig. 8(c) のようになる[†].

さて, 刃状転位は転位線方向にはひずみをもたないで, その運動はすべて転位線に垂直な面内に限られる. そこで, この刃状転位の運動でスイッチングを記述すれば, 2 次元モデルにおける論理を 3 次元においてもそのまま迎えることができる. すなわち, 2 次元モデルにおける五, 七角形対は 3 次元モデルでは 13, 17 および 11, 15 面体に対応し, これらのすべり運動でひずみが発生し, これらの上昇運動で 13 および 11 面体が消滅して粒成長が生じ, ひずみが生じる. このときのひずみ量と粒成長量の関係は, 2 次元モデルで 3 次元の影響を考慮した式 (4) と同じものになる.

IV. 考 察

1. Ashby と Verrall のモデルとの比較

本報で提案した不整合部をもつ 3 次元結晶粒組織におけるスイッチングモデルは, 緒言で指摘した Ashby と

(a)

(b)

(b')

(c)

Fig. 8 Three dimensional grain structure with an irregularity, which corresponds with an edge dislocation of bcc lattice (glide plane: $\{112\}$, Burger's vector: $(a/2)[11\bar{1}]$, dislocation line: $[\bar{1}10]$). Numbers in the circles show how many faces the grains have.

(a) A perspective drawing.
(b) (b') Sectional drawings of $(1\bar{1}0)$ plane. Bold lines show the contacting faces between the grains in the same $(1\bar{1}0)$ plane, while bold broken lines the contacting faces between the grains in $(1\bar{1}0)A$ and $(1\bar{1}0)B$ planes.

(c) A perspective drawing shown by polyhedra. The outside four grains are in $(1\bar{1}0)A$ plane, while the next side eight grains are in $(1\bar{1}0)B$ plane.

[†] Fig. 8(c)は, Fig. 8(b) (b') の半結晶粒面の両側の粒の間隔を $b/2$ 拡げた格子を作り, それを多面体で表したときの各頂点を II-1 節脚注に従って変位させ, 多面体の各面が平面となるように微調整を行ったものである.

Verrall⁽¹³⁾のスイッチングモデルの問題点を、以下のようにはほとんど解決している。

(1) スwitchングを起こす4つの粒に加え周りの粒も含めた組織変化をモデル化した。このとき、スイッチングは組織中の不整合部でのみ生じている。

(2) 不整合部が供給されるならば、変形は永遠に進行することができる。不整合部の供給源としては、格子転位における転位源のようなものを考えればよい。

(3) 3次元スイッチングをモデル化した。

ただしこのモデルでは、スイッチングが生じるのは不整合部に限定されるとしているため、ある付加応力の下で生じるひずみ速度は、不整合部の密度に依存する。これは格子転位では転位密度に相当するものである。

ところで現実の結晶粒組織では、通常結晶粒が規則的に並んだ部分は全く観察されない。したがって不整合部の密度は非常に大きく、各粒ごとに不整合部が存在すると考えてよいであろう。このときの構成方程式は、すべての粒が一度にスイッチングするという Fig. 2(a)に基づく式とほとんど同じものになる。緩和が拡散で行われると仮定すれば、Ashby と Verrall による構成方程式⁽¹³⁾を用いればよい。

2. 実験結果との対応

本報で提案した3次元スイッチングモデルでは、式(4)で表される変形誘起粒成長が予想される。この式は、これまでに得られている変形誘起粒成長の実験式(式(1))の微分形である、

$$\frac{d \ln \bar{D}}{d\varepsilon} = \alpha \quad (5)$$

と同じ形をしている。ここで便宜的に $n \rightarrow \infty$, $\beta = 1$ とすると、

$$\alpha = \frac{1}{3} \frac{3n^2}{2\beta + 3} \frac{n}{n^3 - n} = 0.2 \quad (6)$$

となる。より現実的な α の予測のため、 β と n に関して以下の考察を加える。

まず、Fig. 6 の組織変化中に、系のエネルギーは粒界面積の減少分だけ小さくなる。これは Fig. 6 の駆動力の一部となるので、駆動力が外力だけの Fig. 5 よりも Fig. 6 の方がより起こりやすい、すなわち β は 1 より小さいことが期待される。次に、これまでは暗黙の内に無限個の結晶粒が規則的に並んだ組織中に 1 本の不整合部が存在する場合を扱ってきた。現実には、III-1 節に述べたように、不整合部の密度は非常に大きい。この場合、 n は隣の不整合部までの間の粒の数とすべきであろう。そこで、 $n = 2.5$, $\beta = 0.5$ と仮定すると、

$$\alpha \approx 0.3 \quad (7)$$

と計算される。この値は、Fig. 1(a)~(c)に示す二相混合

組織における α の値とよく一致している。

しかし、 n がこのように小さい場合には、隣り合う不整合部同士の相互作用を考察する必要がある。現実の超塑性材料のほとんどは、二相混合組織あるいは第二相粒子分散組織をしている。このうち、第二相の体積分率が大きい二相混合組織では、粒界移動速度が極端に小さい異相界面が存在する。異相粒を挟んだ不整合部の間では、相互作用は起きにくいと考えられ、 n が小さい場合においてもこのモデルが適用可能となり、 α の実験値が式(7)と一致したものと考えられる。一方、第二相粒子分散組織では、 n が小さい場合の不整合部間の相互作用により、 α の実験値が式(7)と異なってしまったものと考えられる。

V. 結 言

微細粒超塑性変形には、一般的に変形誘起粒成長が付随する。Ashby と Verrall による粒のスイッチングモデルを基に、この粒成長を説明し得る新しい変形モデルを提案した。

まず2次元の場合、正六角形粒が規則的に並んだ結晶粒組織において五、七角形対という不整合の存在を考えると、これは幾何学的には結晶粒組織における刃状転位に相当する。この五、七角形対に斜めに引張応力を付加すると、転位のすべり運動で記述される粒のスイッチングが生じる。一方、五、七角形対に平行に引張応力を付加すると、五角形を四角形に変化させるスイッチングが生じ、この四角形はまもなく消滅してしまう。この組織変化は刃状転位の上昇運動で記述され、粒成長が促進されたことになる。したがって、超塑性変形(スイッチング)はひずみに応じて粒成長を誘起することが導かれる。

このモデルを3次元に拡張するには、Kelvinの14面体粒が規則的に並んだ結晶粒組織において、刃状転位を考える。すると、半結晶粒面先端の粒は13面体か11面体になり、その先の粒は17面体か15面体になる。これは2次元モデルにおける五、七角形対に対応しており、2次元モデルにおける論理を3次元においてもほとんど修正なく用いることができる。

このモデルは、

$$\frac{d \ln \bar{D}}{d\varepsilon} = \alpha, \alpha = 0.3$$

という粒成長速度式を予測する。これは、二相混合組織における実験式とよく一致している。

本研究の経費の一部は、1990年度文部省科学研究費補助金(02855175)によることを附記し、謝意を表する。

文 献

- (1) M. A. Clark and T. H. Alden: Acta Metall.,

- 21(1973), 1195.
- (2) O. A. Kaybyshev, I. V. Kazachkov and V. M. Rozenberg: *Fiz. Metal. Metalloved*, **36**(1973), 1235; translation, *Phy. Metals Metall.*, **36**(1973), No. 6, 103.
- (3) A. K. Ghosh and C. H. Hamilton: *Metall. Trans.*, **10A** (1979), 699.
- (4) D. S. Wilkinson and C. H. Cáceres: *J. Mater. Sci. Lett.*, **3**(1984), 395.
- (5) O. N. Senkov and M. M. Myshlyaev: *Acta Metall.*, **34**(1986), 97.
- (6) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **52** (1988), 1043.
- (7) 佐藤英一, 板谷一弘, 栗林一彦, 堀内 良: 軽金属, **39**(1989), 437.
- (8) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **53** (1989), 885.
- (9) E. Sato, K. Kuribayashi and R. Horiuchi: *Superplasticity and Superplastic Forming*, Ed. by C. H. Hamilton and N. E. Paton, TMS, (1988), 115.
- (10) K. Holm, J. D. Embury and G. R. Purdy: *Acta Metall.*, **25**(1977), 1191.
- (11) D. S. Wilkinson and C. H. Cáceres: *Acta Metall.*, **32**(1984), 1335.
- (12) D. S. Wilkinson: *Superplasticity and Superplastic Forming*, Ed. by C. H. Hamilton and N. E. Paton, TMS, (1988), 81.
- (13) M. F. Ashby and R. A. Verrall: *Acta Metall.*, **21**(1973), 149.
- (14) A. Ball and M. M. Hutchison: *Metal. Sci. J.*, **3** (1969), 1.
- (15) R. C. Gifkins: *Metall. Trans.*, **7A**(1976), 1225.
- (16) 佐藤英一, 栗林一彦, 堀内 良: 日本金属学会誌, **55**(1991), 151.
- (17) J. E. Morral and M. F. Ashby: *Acta Metall.*, **22**(1974) 567.
- (18) J. W. Cahn and G. E. Padawer: *Acta Metall.*, **13**(1965), 1091.
- (19) 鈴木秀次: 転位論入門, アグネ, (1969), 55.
- (20) M. Hillert: *Acta Metall.*, **13**(1965), 227.
- (21) E. E. Underwood: *Quantitative Microscopy*, Ed. by R. T. DeHoff and F. N. Rhines, McGraw-Hill, (1968), Chap. 4.
- (22) J. F. McNutt: *Quantitative Microscopy*, Ed. by R. T. DeHoff and F. N. Rhines, McGraw-Hill, (1968), Chap. 8.