

東北大 金研

田中英八郎

・池田 圭介

I 緒言 面心立方金属の圧延集合組織には純金属型と合金型とがあり、その差異は積層欠陥エネルギーの大小に依存することは周知の事実である。圧延集合組織の形成機構に関しては、これまで幾多の研究があるが、面心立方金属本来の変形様式が純金属型、合金型のいずれの圧延集合組織をもたらすかが結論されないままに、2つの差異をもたらす機構が論じられており、相入れない仮説が両立しているのが現状である。これまでの圧延集合組織形成理論ではすべりのみを結晶回転の要因として考えており、もう一つの重要な結晶回転の要因である変形帯にはほとんど注目されなかった。Dillamoreら<sup>1)</sup>は変形帯が圧延集合組織に与える影響はほとんど無視できるとしているが、圧延材の組織を観察してみると、多数の結晶粒で変形帯の形成が認められ、部分的に異なった方位への回転が誘起されている。しかも押し出し加工では、 $\langle 100 \rangle$ 成分の形成に変形帯が関与しているとの報告もあり<sup>2)</sup>、変形帯と圧延集合組織との関連が追求されてしかるべきように思われる。またこれまでの圧延集合組織形成理論では、分解せん断応力の大小からのみ活動すべり系の判定が下され、厳密に圧延を平面ひずみ変形として取扱い、ひずみの適合を考慮しての活動すべり系から結晶の回転が論じられたことはなかった。

ここでは、まず未知の問題である圧延での変形帯の挙動を明らかにした上で、変形帯による結晶の回転とひずみの適合を考慮したすべりによる回転とから、面心立方金属の圧延集合組織の形成過程を検討した結果について述べる。

II 圧延における変形帯形成方位

圧延変形(平面ひずみ変形)下で変形帯が形成される条件に関しては知られておらず、したがって変形帯形成方位の予測は困難である。結晶が平面ひずみ変形するには、幾つかのすべり系が同時に活動しなければならないが、必ずしも分解せん断応力の大きなすべり系のみが活動するとは限らない。方位によっては著しく分解せん断応力が小さく、事実上活動できないすべり系を含むことも有り得る。そのような方位では、平面ひずみ変形を保つにはすべり系が不足するから、これを補償すべく変形帯が形成されるであろうとの推測を行なった。この考えのもとに、平面ひずみ変形下で活動すべきすべり系と、その分解せん断応力を計算から求め、変形帯が形成される方位の予測を行なうと同時に、(001)、(011)、 $(\bar{1}11)$ 、 $(\bar{1}12)$ および $(\bar{1}23)$ 面を圧延面にもつAl単結晶を用いて傾斜圧延による実験を行なった。

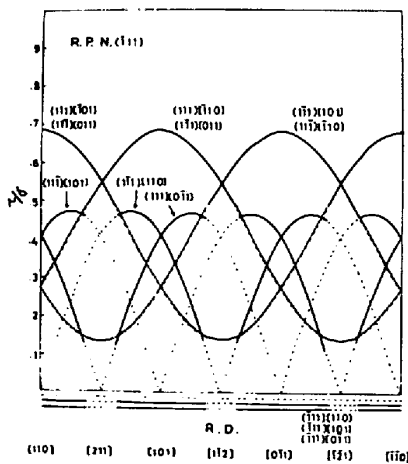


図1  $(\bar{1}11)$ 面を圧延面にもつ結晶の活動すべり系と分解せん断応力

用いて傾斜圧延による実験を行なった。

図1は $(\bar{1}11)$ 面を圧延面にもつ場合の活動すべり系と、その分解せん断応力を示したものであるが、 $\langle 110 \rangle$ 軸を中心に約 $18^\circ$ の範囲を圧延方向にもつ結晶では、分解せん断応力が零である $(\bar{1}11)[101]$ と $(\bar{1}11)[0\bar{1}1]$ の2つのすべり系の活動が要求される。そこで $(\bar{1}11)[110]$ 方位と圧延方向が $[110]$ から $15^\circ$ 離れた $(\bar{1}11)[110] \sim 15^\circ$ 方位とを圧延した結果、計算からの予測通りに変形帯が形成された。その他の方位でも計算結果と実験結果との非常によい一致が認められた。推測した変形帯形成の条件が実験的に裏付けられたので、全方位にわたって変形帯形成の有無を検討したところ、図2に示すように(001)面近傍を圧延面にもつ方位は圧延方向の如何にかかわらず、まったく変形帯の形成はない。 $\{111\} \sim \{112\}$ 面近傍を圧延面にもつものでは、 $\langle 110 \rangle$ 近傍を圧延方向にもつ場合に、また $\{011\}$ 面近傍

を圧延面にもつものでは $\langle 111 \rangle \sim \langle 112 \rangle$ 近傍を圧延方向にもつ場合に变形帯が形成されるとの結果が得られた。なおここでは詳細は省くが、 $(001)[100]$ ,  $(001)[110]$ ,  $(011)[110]$ などのようにすべり系の対称性のみでその方位を維持する、いわゆる擬安定方位では、圧延中の主応力方向の大きな変化が变形帯の形成をまねく。しかしこれまで擬安定方位とみなされていた $(011)[100]$ 方位は、平面ひずみ条件が保たれている限り方位変化はなく、95%の高压延率に到るまで安定に存在し得ることが明らかとなった。

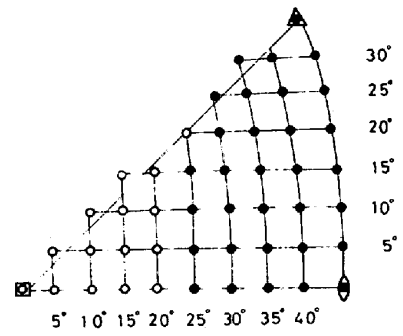


図2 变形帯形成が起きる圧延面方位と起る方位  
● 变形帯が形成される方位  
○ 变形帯が形成されない方位

### Ⅲ 变形帯形成による結晶の回転

Ⅱで述べた結果をもとにして、变形帯の形成が予測される方位の主要なものについて、变形帯の形成が圧延中の方位変化に及ぼす影響についての検討を行なった。 $(\bar{1}11)[110]$ 方位は变形帯の形成により、圧延方向に直角な $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ を軸として時計まわりと反時計まわりの回転を示す成分にわかれ、60%の圧延率では図3に示すように安定方位である $(\bar{3}12)[574]$ と $(\bar{1}32)[754]$ 方位へ到達し、以後の方位の変化はまったくない。 $(\bar{1}12)[110]$ 方位もやはり $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ を軸として時計まわりと反時計まわりとの成分に分離し、 $(011)[2\bar{1}\bar{1}]$ と $(\bar{1}01)[121]$ 方位へ回転する。 $\{111\}\langle 110 \rangle$ ,  $\{112\}\langle 110 \rangle$ 方位はいずれも $\langle 110 \rangle$ 軸まわりの回転から、最終的に $\{011\}\langle 112 \rangle$ 方位になると予想されていた方位である。一方圧延面が $(\bar{1}11)$ で、圧延方向が $[110]$ から $15^\circ$ 離れた $(\bar{1}11)[110] \sim 15^\circ$ 方位は $(\bar{1}11)[110]$ 方位と同様に $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 軸まわりの回転を示すが、分離した成分間には大きな強度差があり、強度の高い方の成分は高指数方位ではあるが、多結晶体の極点図の集積にのるのに対し、強度の低い方の成分は集積から大きく離れ、多結晶体の極点図において集積の分散あるいはバックグラウンドとして寄与するであろうことを示唆している。 $(\bar{1}11)[110] \sim 15^\circ$ 方位のよう

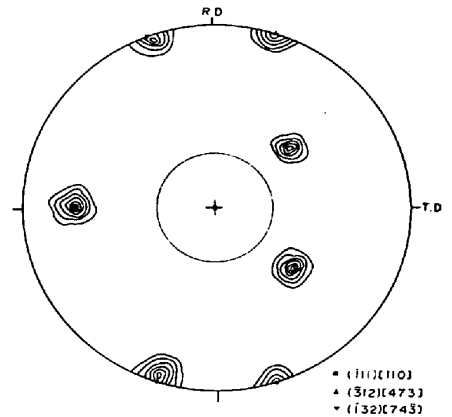


図3  $(\bar{1}11)[110]$ 方位単結晶を60%圧延した際の $\{111\}$ 極点図

に、变形帯を形成して分離した一方の成分のみが多結晶体の極点図での集積にのるというような回転を示す方位は多数存在する。 $(\bar{1}11)[110]$ 方位と $(\bar{1}11)[110] \sim 15^\circ$ 方位とは活動すべきすべり系は同じであるが、分解せん断応力が零のため活動できないすべり系が負っているひずみ成分は異なる。にもかかわらず同じ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 軸まわりの回転を示すということは、ひずみ成分の差を形成する变形帯の量を変えて追隨していると思われる。

$(011)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 方位は $(\bar{1}11)[110]$ 方位などと異って、方位の分散はあるが、全体として板面法線まわりに $(011)[2\bar{1}\bar{1}]$ 方位への回転が起こる。しかし圧延率が増加すると $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 軸まわりの回転が認められるようになる。この結果が示す限りにおいては、 $(011)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 方位の变形帯は他方位の变形帯と異なった様相を呈するように思われるが、 $(011)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 方位について幾つか圧延を行なってみると、板面法線まわりの回転が少ないほど、 $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 軸まわりの回転が顕著に現われた。このことから板面法線まわりの回転は圧延時の拘束条件が悪く、平面ひずみ状態が保たれなかったために生じたものと考えられる。そこで圧延方向が $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ から $[0\bar{1}\bar{1}]$ 側へ約 $15^\circ$ 離れた $(011)[1\bar{2}\bar{2}]$ 方位ならば、 $(011)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ に到達する間に平面ひずみ状態が保たれるような条件になるであろうとの考えのもとに圧延を行なったところ、予測と一致した結果が得られた。すなわち $(011)[1\bar{2}\bar{2}]$ 方位はまず板面法線まわりに $(011)[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 近傍に回転し、そこで变形

帯を形成し、圧延方向の $[1\bar{1}1]$ 軸まわりに回転する2つの成分への分離が起った。そして最終的には $(121)[1\bar{1}1]$ と $(\bar{1}12)[1\bar{1}1]$ へ到達した。その結果を示したのが図4の極点図である。

$\{111\}\langle 110 \rangle$ ,  $\{112\}\langle 110 \rangle$ および $\{011\}\langle 110 \rangle$ 方位の結晶回転挙動は圧延集合組織形成についての重要な示唆を与えている。 $\{111\}$ から $\{112\}$ へかけての方位を圧延面にもち、 $\langle 110 \rangle$ 方位を圧延方向にもつ結晶はいずれも分解せん断応力の著しく小さいすべり系が活動しなければならず、変形に際しては変形帯が形成されるであろうと思われる。とするならば結晶の回転は $\{111\}\langle 110 \rangle$ などと同様と考えられるから、 $\{123\}\langle 745 \rangle$ から $\{011\}\langle 112 \rangle$ へかけてのせん維組織成分の形成が期待される。 $\{111\}$ 極点図上でそれを示したのが図5である。一方 $\{011\}\langle 111 \rangle$ は $\langle 111 \rangle$ 軸まわりに $\{112\}\langle 111 \rangle$ への回転を示したが、

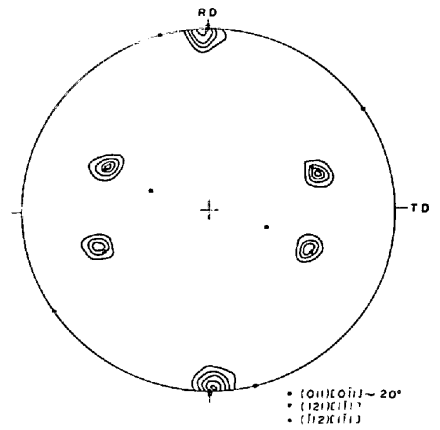


図4  $(011)(011) \sim 20^\circ$ 方位を70%  
延した際の $\{111\}$ 極点図

$\{011\}$ 面近傍で変形帯を形成する条件を満たす方位を $\{111\}$ 極点図上にプロットしてみると、図6に示す斜線の部分に集中する。これらが $\{011\}\langle 111 \rangle$ 方位と同様の回転をしたとすると、圧延面から圧延方向に約 $20^\circ$ 傾いた軸のまわりに $\{112\}\langle 111 \rangle$ から $\{123\}\langle 745 \rangle$ へかけてのせん維組織成分は面心立方金属の純金属型圧延集合組織を特徴づけるものであり、Wassermann<sup>3)</sup>に指

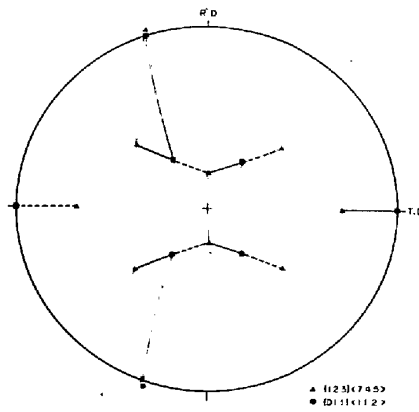


図5  $\{111\} \sim \{112\}\langle 110 \rangle$ 方位群によって形成されるせん維組織

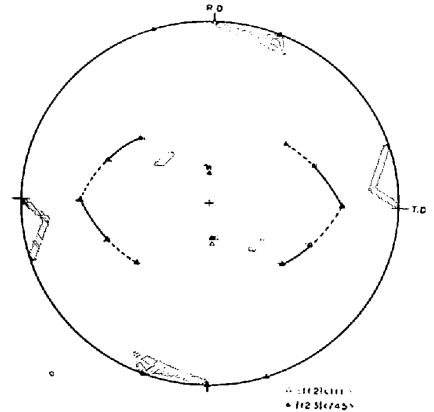


図6  $\{011\}$ 面近傍を圧延面にもつ方位群によるせん維組織

摘されて以後、電子線回折結果<sup>4)</sup>からもその存在が確かめられている。Dillamore-Roberts<sup>5)</sup>は交差すべりによって $\{011\}\langle 112 \rangle$ から $\{112\}\langle 111 \rangle$ へ回転する途中にある方位の軌跡であるとし、また上城<sup>6)</sup>はまったく逆に $\{112\}\langle 111 \rangle$ から $\{011\}\langle 112 \rangle$ へ回転する方位の軌跡であるとして証明したが、ここでの実験結果は変形帯の形成がせん維組織成分の存在に重要な役割を果たしていることを示している。

IV すべりによる結晶の回転

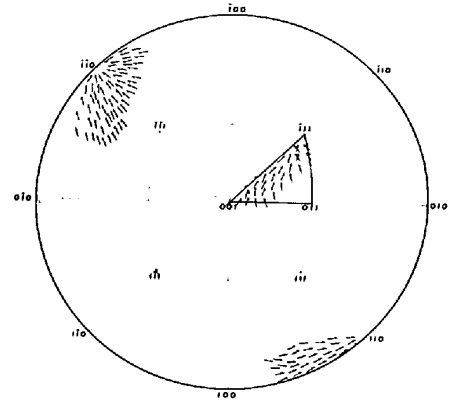
これまですべりによる結晶の回転を考える場合には、圧延変形を引張変形と圧縮変形との合成、あるいは二軸応力変形とみなし、分解せん断応力のみが活動すべり系選択の基準とされてきた。板の圧延は平面ひずみ変形にもっとも近い変形であり、個々の結晶粒も平面ひずみに近い変形をしていると考えられる。そこで平面ひずみ変形をする際に活動すべきすべり系すべてを考慮して結晶の回転軸を決定することとした。具体的には、平面ひずみ変形で活動するすべり系は最小せん断和の原理<sup>7)</sup>、あるいは最大仕事の原理<sup>8)</sup>をもとに求められるが、計算が行ない易いという理由で、ここでは最大仕事の原理から活動すべり系を求めた。面心立方金属の $\{111\}\langle 110 \rangle$ すべり系は $\langle 112 \rangle$ 軸まわりの回転をもたらす。今、 $n$ 個のすべり系が同時に活動し、各々のすべり系のせん断量を $d\epsilon_i$ とするならば、結晶の回転軸は次の形で表わすことができる。

$$\langle H K L \rangle \propto \sum d\epsilon_i \langle 112 \rangle_i$$

圧延面と圧延方向はできるだけ細かくとった方が精度がよいが、ここでは各々 $5^\circ$ 間隔での計算を行なっ

た。

図7は計算結果の一例であり、Ⅲにおいて $\{123\}\langle 745 \rangle \sim \{011\}\langle 111 \rangle$ せん維組織成分を形成することが明らかにされた $\{111\} \sim \{112\}\langle 110 \rangle$ 方位群に向っての回転を示す方位が多数存在することが示されている。同様に $\{112\}\langle 111 \rangle \sim \{123\}\langle 745 \rangle$ せん維組織を形成する方位群に向って回転する方位の存在も裏付けられ、圧延集合組織に変形帯が重要な役割を果していることが明らかにされたと言える。すべりから圧延での安定方位と見なされるものは、 $\{112\}\langle 111 \rangle$ ,  $\{123\}\langle 745 \rangle$ ,  $\{011\}\langle 111 \rangle$ の三方位であるが、三方の方位の主要なすべり系は共通している。したがって $\{112\}\langle 111 \rangle \leftrightarrow \{123\}\langle 745 \rangle$ あるいは $\{123\}\langle 745 \rangle \leftrightarrow \{011\}\langle 111 \rangle$ の変化が圧延中に起



ることも有り得ると思われる。三方の優先方位の他に $\{011\}\langle 100 \rangle$   $\{112\}\langle 110 \rangle$ 方位群への結晶回転方位も微小ではあるが、安定方位として存在するとの結果が得られ、平面ひずみ状態が保たれているならば、高圧延率まで $(011)[100]$ 方位が維持されたという実験事実ともよく一致する。

#### 文 献

- 1) I. L. Dillamore and W. T. Roberts: *Met. Rev.*, 10 (1965) 271
- 2) R. E. Read and C. J. McHargue: *Trans. Met. Soc. AIME*, 239 (1967) 1604
- 3) J. Grewen und G. Wassermann: *Acta Met.*, 3 (1965) 354
- 4) H. Perlwitz, K. Lücke and W. Pitsch: *Acta Met.*, 17 (1969) 1183
- 5) I. L. Dillamore and W. T. Roberts: *Acta Met.*, 12 (1964) 281
- 6) 上城: *日本金属学会報*, 29 (1965) 1137
- 7) G. I. Taylor: *J. Inst. Metals*, 62 (1938) 307
- 8) J. F. Bishop and R. Hill: *Phil. Mag.*, 42 (1961) 414, 1298