結晶方位分布関数による純 Ti 板の変態集合組織の予測*

稲 数 直 次** 井 上 博 史**

J. Japan Inst. Metals, Vol. 52, No. 1 (1988), pp. 18-25

Prediction of Transformation Texture in Pure Titanium Sheet by Orientation Distribution Function

Naotsugu Inakazu** and Hirofumi Inoue**

The transformation texture in titanium cold-rolled and annealed at 1273 K was investigated by means of the orientation distribution function method and then the texture in β -phase at elevated temperature was predicted by Burgers' relationship from the texture in α -phase which is possible to measure at room temperature.

The deformation and recrystallization textures in α -phase of a 70% rolled sample were similar to those of a 90% rolled one. However, the textures in α -phase after sequential α to β and β to α transformations were different depending on the reduction. The predicted texture in β -phase was composed of the $\{112\}\langle 111 \rangle$ and $\{001\}\langle 100 \rangle$ orientations at 70% reduction and only of the $\{112\}\langle 111 \rangle$ orientation at 90% reduction. This difference was related to the variant selection occurring during the α to β transformation on heating. The variants such that the $[2\bar{1}10]$ direction parallel to RD in recrystallization texture corresponds with the $\langle 111 \rangle$ directions may be selected only in the 90% rolled sample. The reasons for the occurrence of the variant selection have been discussed from the viewpoint of oriented strain.

(Received August 12, 1987)

Keywords: titanium sheet, orientation distribution function, transformation, Burgers' relationship, variant selection, prediction of texture, recrystallization texture, X-ray analysis

I. 緒 言

純チタンを変態点 (1155 K) 以上で焼鈍すると、加熱時の α 相 (hcp) から β 相 (bcc) への変態および冷却時の β 相から α 相への変態が生ずる。一般に高温で安定な β 相を急冷により常温にもってくることは不可能であり、また β 相の集合組織を直接測定することはできない。しかし、高温の β 相から低温の α 相へ変態する場合、 $\{110\}_{\beta} // \{0001\}_{\alpha}$, $\langle 111 \rangle_{\beta} // \langle 11\bar{2}0 \rangle_{\alpha}$ で表わされる結晶学的方位関係 (Burgers の関係)⁽¹⁾⁽²⁾ が成立することが認められているため、 $\beta \rightarrow \alpha$ 変態における変態後の α 相集合組織から元の β 相集合組織を予測することが可能である。またこのような関係が $\alpha \rightarrow \beta$ 変態においても成り立つ場合⁽³⁾ には、加熱時における変態直前の α 相集合組織から変態後の β 相集合組織を予測することも可能である。さらに加熱時と冷却時からそれぞれ予測した β 相集合組織を比較することによって、変態集合組織に関するより厳密な考察を行なうことができる。

変態集合組織を予測する場合、従来の方法ではステレオ投影上に極点図から決定した数種類の優先方位だけを表示

し定性的解析を行なっているため、方位の強度や分散の程度が考慮されていない。したがって、得られる解析結果は厳密さに欠けている。最近、集合組織の表示法として結晶方位分布関数 (ODF)⁽⁴⁾⁽⁵⁾ を用いた定量的解析により変態集合組織を予測する方法が Davies らによって提案されている⁽⁶⁾。この方法を用いた解析は、母相と生成相の結晶構造が共に立方晶である場合がほとんどであり⁽⁶⁾⁻⁽⁹⁾、両相の結晶構造が立方晶と六方晶のように異なる例は非常に少ない⁽¹⁰⁾。

本研究では、Burgers の関係に従って $\alpha \rightarrow \beta$ 変態が生ずる温度領域⁽³⁾ で焼鈍したチタン板にこの方法を適用し、Burgers の関係による全バリエーションが等確率に存在すると仮定して、 β 相集合組織を予測するとともに、チタンにおける変態集合組織の形成機構について考察することを目的としている。

II. 実験方法および解析方法

1. 実験方法

供試材は Table 1 に示す化学組成をもつ市販の純チタ

** 大阪府立大学工学部金属工学科 (Department of Metallurgical Engineering, College of Engineering, University of Osaka Prefecture, Sakai)

* 1987 年 4 月日本金属学会東京大会に発表

Table 1 Chemical composition of specimen (mass%).

H	O	N	Fe	C	Ti
0.001	0.09	0.01	0.03	0.01	bal.

ンで、厚さ 150 mm のスラブから熱間圧延(仕上り温度 973 K)により得られた 4 mm 厚の板材である。この試料は結晶粒径が約 40~50 μm の等軸粒からなる再結晶組織を示していた。圧延速度 0.5 m/s, 1 パス当りの圧下率 3~5% で潤滑状態で冷間圧延し、圧下率 70% および 90% の試料を得た。 β 相域での焼鈍は真空炉中 1273 K で 600 s 行なった。焼鈍中に起こる β 相における集合組織の変化の有無を調べるために、1273 K まで加熱後直ちに冷却した試料も作製した。また 1273 K まで加熱するのに 300 s 近くかかるため、変態前に α 相域で再結晶がほぼ完了することを考慮し、この再結晶集合組織を調べるために 1073 K で 180 s 焼鈍した試料を作製した。

極点図の測定は反射法に $\text{CuK}\alpha$ 線、透過法に $\text{MoK}\alpha$ 線を用いて行ない、(10 $\bar{1}0$), (0002), (10 $\bar{1}1$), (10 $\bar{1}2$) の 4 つの極点図から Bunge の方法⁽⁴⁾⁽¹¹⁾によって 3 次元結晶方位分布関数を求めた。その際の球面調和関数による級数展開は 16 次まで行なったが、集合組織の尖鋭な β 相域焼鈍材の場合、求めた結晶方位分布関数から計算した極点図と元の測定した極点図との間の誤差が少し大きかったため、誤差を小さくするために (11 $\bar{2}0$) 極点図も測定し、級数展開の次数を 22 次とした。

2. 解析方法

結晶方位分布関数を用いた変態集合組織の理論的予測の方法は、Davies らの論文⁽⁶⁾やいくつかの解説書^{(11)~(13)}に記述されているので、ここではその方法を簡単に説明する。

結晶方位分布関数において結晶方位 g は通常、試料座標系と結晶座標系との間の相対関係を表す Euler 角 (ϕ_1, ϕ, ϕ_2)⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ で表示される。試料座標系には X 軸として RD, Y 軸として TD, Z 軸として ND を取る。結晶座標系には立方晶金属の場合、 $X=[100]$, $Y=[010]$, $Z=[001]$ を取るが、六方晶金属の場合、Fig.1 に示すように $X=$

Fig.1 Rectangular coordinate system defined in hexagonal crystal.

[10 $\bar{1}0$], $Y=[\bar{1}2\bar{1}0]$, $Z=[0001]$ を取るのが普通である。なお六方晶金属の結晶方位 ($hkil$) [uvw] を Euler 角 (ϕ_1, ϕ, ϕ_2) に変換する方法を付録に示す。

結晶方位分布関数(以下 ODF と略す) $f(g)$ は結晶の対称性を考慮した一般化された球面調和関数 $\dot{T}_l^{\mu\nu}(g)$ に展開できるので、変態前の母相における ODF は次式のように表わされる。

$$f_1(g') = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\mu=-l}^{M'(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} C_l^{\mu\nu}(1) \cdot \dot{T}_l^{\mu\nu}(g') \quad (1)$$

ここで $C_l^{\mu\nu}(1)$ は展開係数であり、極点図測定から決定でき、これを求めることにより ODF が決定できる。同様に、変態後の生成相における ODF は

$$f_2(g) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\mu=-l}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} C_l^{\mu\nu}(2) \cdot \dot{T}_l^{\mu\nu}(g) \quad (2)$$

で与えられる。変態時の結晶学的方位関係も ODF と同様に、母相の結晶座標系と生成相の結晶座標系の間の相対関係を表す Euler 角 $\Delta g = (\Delta\phi_1, \Delta\phi, \Delta\phi_2)$ を用いて次式のような関数として表示できる。

$$W(\Delta g) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\mu=-l}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} W_l^{\mu\nu} \cdot \dot{T}_l^{\mu\nu}(\Delta g) \quad (3)$$

しかし、一般に変態の方位関係は不連続的であるため、 $W(\Delta g)$ は δ 関数となる。

$$W(\Delta g) = \delta(\Delta g_k) \quad (4)$$

この場合、式(3)の展開係数 $W_l^{\mu\nu}$ は $\dot{T}_l^{\mu\nu}(\Delta g)$ に共役な $\dot{T}_l^{\mu\nu}(\Delta g)$ を用いて次式のように表わされる。

$$W_l^{\mu\nu} = (2l+1) \dot{T}_l^{\mu\nu}(\Delta g_k) \quad (5)$$

したがって変態の方位関係 Δg_k がわかれば $W_l^{\mu\nu}$ を求めることができる。例えば、Burgers の関係で (0 $\bar{1}1$) // (0001), [$\bar{1}11$] // [$\bar{1}2\bar{1}0$] の場合、 $\Delta g_k = (0^\circ, 45^\circ, 35.26^\circ)$ となる。

さらに式(1)~(3)の3つの関数の間には次式の関係が存在するため、

$$C_l^{\mu\nu}(2) = \frac{1}{2l+1} \sum_{\mu'=1}^{M'(l)} W_l^{\mu'\nu} \cdot C_l^{\mu'\nu}(1) \quad (6)$$

母相の ODF の展開係数 $C_l^{\mu\nu}(1)$ がわかれば生成相の ODF の展開係数 $C_l^{\mu\nu}(2)$ が求まり、式(2)から生成相の集合組織を決定できる。逆に生成相の ODF の展開係数 $C_l^{\mu\nu}(2)$ から母相の ODF の展開係数 $C_l^{\mu\nu}(1)$ が求まり、式(1)から母相の集合組織を決定できる。ただし、生成相から母相を予測する場合、生成相の方が母相よりも結晶の対称性が高ければ、すなわち展開係数の数が少なければ、母相の集合組織を一義的に決定することはできない。純チタンの変態について考えると、立方晶(高温側)より対称性の低い六方晶(低温側)の集合組織は測定可能であるため、冷却時の変態において生成相(六方晶)の集合組織から母相(立方晶)の集合組織を予測することができる。

III. 結 果

Fig.2 に冷間圧延後の集合組織を示す。(a)は 70% 圧延

Fig.2 ODFs of titanium cold rolled to 70%(a) and 90%(b) reductions.

材, (b)は90%圧延材であり, ODFの ϕ_2 一定断面を示している. 両試料の集合組織は類似しているが, $\phi_2 = 0^\circ$ 断面上の $\phi_1 = 0^\circ$ におけるピーク的位置は多少異なり, 方位密度は90%の方が高くなっている. このピーク位置の違いは, $[0001]$ 軸が板面法線方向NDから板幅方向TDへ傾いた角度の違いに対応する(70%で約 33° , 90%で約 40°). 優先方位は70%圧延材の場合 $(12\bar{1}5)[10\bar{1}0]$ で, 90%圧延材の場合 $(12\bar{1}4)[10\bar{1}0]$ で最も良く表わされる. ピーク位置における少しのずれを除けば方位分散の方向も類似しているので, 両試料の圧延集合組織は定性的にはほぼ同様であると見なすことができる.

これらの圧延材を α 相域の1073 Kで180 s再結晶焼鈍した試料の集合組織をFig.3に示す. 両試料とも $\phi_2 = 30^\circ$ 断面上の $\phi_1 = 0^\circ, \phi = 35^\circ$ において最大ピークが認められる. この方位は $(01\bar{1}3)[2\bar{1}\bar{1}0]$ に近い方位であり, 圧延集合組織の優先方位 $(12\bar{1}5)[10\bar{1}0]$ との間に $[0001]$ 軸まわりの 30° (0.524 rad)回転関係が存在する. この関係はODF上では $\phi_1 = 0^\circ, \phi = 33^\circ$ の一定値で $\phi_2 = 0^\circ$ から $\phi_2 = 30^\circ$ へ

Fig.3 ODFs of titanium cold rolled to 70%(a) and 90%(b) reductions and annealed at 1073 K for 180 s.

ピークが移動することに対応する. 70%圧延材と90%圧延材の違いは本質的に方位密度の違いであり, 変態前の α 相再結晶集合組織も定性的には同様であると見なせる.

β 相域の1273 Kで600 s焼鈍した試料の変態集合組織をFig.4に示す. 上述の圧延集合組織および再結晶集合組織では圧下率による優先方位の相違はほとんど見られなかったが, β 相域焼鈍材では明白な相違が認められる. すなわち, 70%圧延の場合 $\phi_2 = 0^\circ$ 断面の $\phi_1 = 50^\circ, \phi = 90^\circ$ にピークが存在するが, 90%圧延の場合 $\phi_2 = 0^\circ$ 断面の $\phi_1 = 90^\circ, \phi = 55^\circ$ と $\phi_2 = 5^\circ$ 断面の $\phi_1 = 60^\circ, \phi = 75^\circ$ にピークが分離している. また最大強度のピークはいずれの場合でも $\phi_2 = 30^\circ$ 断面の $\phi_1 = 0^\circ$ 上に存在するが, その位置は若干異なり, 70%で $\phi = 37^\circ$, 90%で $\phi = 32^\circ$ である. これらのピークは α 相再結晶集合組織の優先方位とはほぼ同じ位置である. $\phi_2 = 15^\circ$ 断面から $\phi_2 = 45^\circ$ 断面に至る各断面の $\phi_1 = 0^\circ, \phi = 90^\circ$ の位置に存在するピーク

Fig.4 ODFs of titanium cold rolled to 70%(a) and 90%(b) reductions and annealed at 1273 K for 600 s in a vacuum.

クは圧下率に関係なく認められ、これは $[0001]$ 軸がTDに平行となる方位に対応する。 β 相域焼鈍材の圧下率による集合組織の相違は焼鈍過程のどの段階で生ずるのかを考察するために、まず β 相域での集合組織変化の有無について調べた。

Fig.5に1273 Kまで加熱後直ちに冷却した試料の集合組織を示す。Fig.4と比較すると、方位密度に若干の差が認められることを除けば、いずれの圧下率の場合でも優先方位は非常に良く類似している。このことは1273 Kに到達した時からその温度で600 s保持し、冷却を開始するまでの間に β 相集合組織が変化しなかったことを示唆している。したがって、圧下率による変態集合組織の相違は加熱時の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態または冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態に起因するものと考えられる。いずれの変態が関係しているかを検討するために、測定不可能な β 相集合組織を前述の解析方法によって予測した。

バリエーション選択がないと仮定し、1073 Kで焼鈍した試

Fig.5 ODFs of titanium cold rolled to 70%(a) and 90%(b) reductions, heated up to 1273 K and cooled immediately in a vacuum.

料の集合組織、すなわち α 相再結晶集合組織(Fig.3)から計算した $\alpha \rightarrow \beta$ 変態後の β 相集合組織をFig.6に示す。方位密度は全般的に90%圧延材の方が高いが、優先方位はいずれの圧下率の場合でも $\{112\} \langle 111 \rangle$ と $\{001\} \langle 100 \rangle$ である。全バリエーションが等確率で変態に関与すると仮定したことを考慮すると、各バリエーションに対応する結晶の体積はすべて同じであり、また元の α 相再結晶集合組織の優先方位が $(01\bar{1}3)[2110]$ 方位で代表されるため、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位が $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位よりも方位密度が高いことは、 $\alpha \rightarrow \beta$ 変態において考えられる6通りのバリエーションのうち、 $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位の形成に関与するバリエーションの方が $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位の形成に関与するバリエーションよりも多いことを意味している。

次に冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態における元の β 相集合組織を、1273 Kで焼鈍後の α 相集合組織(Fig.4)からバリエーション選択がないと仮定して計算した。Fig.7にそのODFを示す。優先方位は70%圧延材ではFig.6(a)と同様に $\{112\}$

(a)

(b)

Fig.6 ODFs in β -phase predicted from the ODFs shown in Fig.3.

(a) 70% reduction, (b) 90% reduction.

$\langle 111 \rangle$ と $\{001\}\langle 100 \rangle$ であるが、90% 圧延材では $\{112\}\langle 111 \rangle$ となり、Fig.6(b)の方位 ($\{112\}\langle 111 \rangle + \{001\}\langle 100 \rangle$)と一致しない。方位密度が加熱側から予測した β 相集合組織のものと異なることを除外し、ピークの位置だけを考えると、70% 圧延材における加熱側と冷却側から予測した β 相方位の一致は、バリエーションがないという仮定が適切であることを示唆し、90% 圧延材における β 相方位の不一致は、この仮定が正しくなく、加熱中の変

(a)

(b)

Fig.7 ODFs in β -phase predicted from the ODFs shown in Fig.4.

(a) 70% reduction, (b) 90% reduction.

態あるいは冷却中の変態においてバリエーションが生ずることを示唆している。また Fig.7 の ODF は Fig.6 の ODF と比較すると、いずれの圧下率の場合でも方位密度のレベルが 8~10 倍程度高いことに気付く。1273 K まで加熱後すぐに冷却した場合 (Fig.5) と 600 s 保持した場合 (Fig.4) とで方位密度に大きな変化がなかったことを考慮すると、本来、加熱側と冷却側から予測した β 相集合組織の方位密度は類似したレベルにならなければならないが、 α 相域

での集合組織の尖鋭化, $\alpha \rightarrow \beta$ 変態後 1273 K までの加熱中に生じる β 相域での粒成長および冷却時における $\beta \rightarrow \alpha$ 変態直後の粒成長を考えていないために, このようなレベル差が現れたものと思われる. 以上のような理由で β 相集合組織を完全に定量的解析することは困難であるが, 定性的解析すなわち優先方位の決定, あるいは方位分散の程度を議論するには十分な結果であり, 従来の極点図法による解析よりも信頼性が高いことは明白である.

IV. 考 察

加熱側と冷却側から予測した β 相集合組織が 70% 圧延材では一致するが, 90% 圧延材では一致しない原因としてバリエーション選択が考えられる. 90% 圧延材の場合, バリエーション選択は加熱時の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態あるいは冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態のどちらで生ずるかを検討するために, まず加熱時の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態におけるバリエーション選択の有無について吟味した. バリエーション選択は加熱時にのみ生じ, 冷却時には生じないと仮定すると, 90% 圧延材の β 相集合組織は, 1273 K で焼鈍した試料の α 相集合組織から予測した β 相集合組織 (Fig. 7(b)) と等しく, $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位である.

Fig. 8 に 90% 圧延材の加熱時における変態過程を示す. $\alpha \rightarrow \beta$ 変態直前の集合組織は α 相の再結晶集合組織であり, $(01\bar{1}3)[2\bar{1}\bar{1}0]$ 方位で表わされる. $\alpha \rightarrow \beta$ 変態の場合, 1 つの方位に対応するバリエーションは, (0001) 面上の 3 通りの $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に平行な $\{110\}$ 面上の 2 通りの $\langle 111 \rangle$ 方向が存在するので, 全部で 6 通りとなる. Fig. 8 に示すように, $(01\bar{1}3)[2\bar{1}\bar{1}0]$ 方位に対して 3 通りの $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向が存在するが, それらのうちの 1 つの $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に 2 通りの $\langle 111 \rangle$ 方向が平行になるバリエーションを考えた場合, β 相における方位は次のようになる.

i) $[2\bar{1}\bar{1}0] \parallel \langle 111 \rangle \rightarrow \{112\} \langle 111 \rangle$

ii) $[11\bar{2}0] \parallel \langle 111 \rangle \rightarrow \{335\} \langle 233 \rangle, \{1520\} \langle 1511 \rangle$

Fig. 8 Illustration for the transformation process on heating with variant selection.

iii) $[12\bar{1}0] \parallel \langle 111 \rangle \rightarrow \{335\} \langle 233 \rangle, \{1520\} \langle 1511 \rangle$

バリエーション選択がないと仮定し, 加熱側から予測した β 相集合組織において, $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位と $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位が認められるので (Fig. 6), 方位分散を考慮すれば, 上記の $\{335\} \langle 233 \rangle$ 方位は $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位に, $\{1520\} \langle 1511 \rangle$ 方位は $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位に対応すると考えられる. 90% 圧延材の場合, α 相の再結晶方位 $(01\bar{1}3)[2\bar{1}\bar{1}0]$ 中の圧延方向 RD に平行な $[2\bar{1}\bar{1}0]$ と β 相の $\langle 111 \rangle$ が平行になるバリエーションが選択されると仮定すると, $\alpha \rightarrow \beta$ 変態によって β 相で $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位となることが説明できる. β 相集合組織が $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位であることを確認するために, ガウス分布⁽¹⁾をもつ $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位を人工的に発生させ, バリエーション選択がないと仮定して $\beta \rightarrow \alpha$ 変態により得られる α 相集合組織を予測した結果を Fig. 9 に示す. Fig. 4 (b) の β 相域焼鈍材の集合組織と比較すると, 非常に良い一致を示す. すなわち, 90% 圧延材の β 相集合組織は $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位であり, 冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態においてバリエーション選択が起こらないことを示している.

一方, 70% 圧延材の場合, 加熱側と冷却側から予測した β 相集合組織が一致することは, $\alpha \rightarrow \beta$ 変態および $\beta \rightarrow \alpha$ 変態の両方においてバリエーション選択が起こらないことを示唆する. Fig. 7 の (a) と (b) を比較すると, $\phi_2 = 30^\circ$ 断面の $\phi = 60^\circ \sim 65^\circ$ のピークが 70% 圧延材では ϕ_1 方向に方位分散をもつことが認められるが, この分散には上述の $\{335\} \langle 233 \rangle$ 方位が対応する. 70% 圧延材における $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位と $\{335\} \langle 233 \rangle$ 方位の存在は, 加熱時の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態においても全バリエーションが関与したことを裏付けるものである.

70% 圧延材でバリエーション選択は起こらないが, 90% 圧延材でバリエーション選択が起こると考えられることは, 母相が強変形を受けた場合にバリエーション選択が起こるという従来から鉄系合金等で観察されてきた多くの結果と一致する. Keeler と Geisler⁽³⁾ は Ti や Zr の変態集合組織が β 相域

Fig. 9 ODF in α -phase predicted from an ideal orientation $\{112\} \langle 111 \rangle$ with Gaussian distribution (spread $\phi_0 = 7.5^\circ$).

での焼鈍温度により変化することに対して、変態時に結晶性介在物や格子ひずみが影響を与えると考え、変態点直上の β 相低温域ではこれらの影響により一組のバリエントが選択されるが、 β 相での焼鈍温度が上昇すると(1273 K以上)、介在物の溶解や格子ひずみの除去によってバリエント選択が起こらなくなると結論している。また Glen と Pugh⁽¹⁴⁾は、変態点直上の β 相低温域で焼鈍すると元の α 相再結晶方位が再現する理由として、元の α 相における単純な転位が $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ 変態後エネルギーの増加なしに再び単純な転位に戻ることができるためであると考えている。

90% 圧延材の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態におけるバリエント選択に対してもこれらの考えが適用できる。つまり、強加工のために格子ひずみや介在物が方向性を持っていたり、転位の分布状態にかなりの方向性が存在するので、これらに適合するようなバリエントが優先的に成長するものと考えられる。しかし、焼鈍温度が変態点よりある程度高いために、 $\alpha \rightarrow \beta$ 変態後 1273 K になり、さらに $\beta \rightarrow \alpha$ 変態が起こるまでの間に格子ひずみの緩和や介在物の溶解、あるいは転位密度の減少が生じるので、冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態の際にはほとんどバリエント選択は起こらないものと考えられる。70% 圧延材の場合、 $\alpha \rightarrow \beta$ 変態および $\beta \rightarrow \alpha$ 変態でバリエント選択は起こないと判断したが、実際には必ずしも全バリエントが等確率で変態に関係するのではなく、全バリエントは出現するが、その確率は異なるものと思われる。Fig. 4の(a)と(b)を比較すると、(b)の $\phi_2 = 0^\circ$, $\phi_1 = 90^\circ$, $\phi = 55^\circ$ 上のピークは(a)では存在しない。変態前の α 相再結晶集合組織が互いに類似しているため、バリエント選択の生じた90% 圧延材に存在する方位は、バリエント選択の生じなかった70% 圧延材にも方位密度は低くなるが存在するはずである。このことは、ある程度異なった確率でバリエントが現れることを示している。

圧下率 99.7% まで圧延した Keeler の結果によると⁽³⁾、1273 K 以上の中間温度領域では、 α 相再結晶集合組織から Burgers の関係に従って $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \alpha$ 変態が生じ、その際にバリエント選択は起こらないと考えており、本実験の90% 圧延材における結果とは一致しない。これは焼鈍時間の違い(600 s と 3.6 ks)よりもむしろ純度の違い、あるいは極点図法と ODF 法との解析精度の違いによるものであろう。また Keeler らは β 相の高温域(1400 K~1500 K)で焼鈍した場合、 β 相で2次再結晶し立方体集合組織が発達した後 $\beta \rightarrow \alpha$ 変態が起こると結論している。この温度領域では強加工した場合でも $\alpha \rightarrow \beta$ 変態の際にバリエント選択は起こらないと考えられるので、Fig. 6のように $\alpha \rightarrow \beta$ 変態後の β 相で $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位と $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位が存在し、 $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位をもつ結晶粒が2次再結晶時に成長するために、立方体集合組織が形成されることがえられる。

V. 結 言

冷間圧延した純チタンを β 相域の1273 Kで焼鈍し、定量的な結晶方位分布関数を用いて変態集合組織を予測するとともに、チタンの変態集合組織の形成機構について検討し、次のような結論を得た。

(1) 圧延集合組織および $\alpha \rightarrow \beta$ 変態前の α 相再結晶集合組織が圧下率70%と90%の試料で類似していたにもかかわらず、1273 Kで焼鈍後の α 相変態集合組織は異なっていた。

(2) β 相の集合組織を Burgers の関係を用いて予測した結果、70% 圧延材では $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位と $\{001\} \langle 100 \rangle$ 方位の2成分からなるが、90% 圧延材では $\{112\} \langle 111 \rangle$ 方位だけである。

(3) 圧下率による変態集合組織の違いは、加熱時の $\alpha \rightarrow \beta$ 変態におけるバリエント選択が関係する。70% 圧延材ではバリエント選択はほとんど起こらないが、90% 圧延材では、 α 相再結晶方位 $(01\bar{1}3)[2\bar{1}10]$ 中の圧延方向に平行な $[2\bar{1}10]$ と β 相の $\langle 111 \rangle$ が平行になるバリエントが選択される。また冷却時の $\beta \rightarrow \alpha$ 変態ではいずれの圧下率でもバリエント選択は起こらない。

終りに、本研究を遂行するにあたり、素材を提供された新日本製鉄株式会社に厚く感謝の意を表します。

文 献

- (1) J.B.Newkirk and A.H.Geisler: *Acta Met.*, 1 (1953), 370.
- (2) A.J.Williams, R.W.Cahn and C.S.Barrett: *Acta Met.*, 2(1954), 117.
- (3) J.H.Keeler and A.H.Geisler: *Trans. AIME*, 206(1956), 80; *J. Metals*.
- (4) H.J.Bunge: *Z. Metallk.*, 56(1965), 872.
- (5) R.J.Roe: *J. Appl. Phys.*, 36(1965), 2024.
- (6) G.J.Davies, J.S.Kallend and P.P.Morris: *Acta Met.*, 24(1976), 159.
- (7) J.S.Kallend, P.P.Morris and G.J.Davies: *Acta Met.*, 24(1976), 361.
- (8) F.Wagner, H.W.Bergmann, M.Humbert and C.Esling: *Proc. 6th Int. Conf. on Textures of Materials*, ISIJ, Tokyo, (1981), 714.
- (9) H.Hu and J.S.Kallend: *Proc. 6th Int. Conf. on Textures of Materials*, ISIJ, Tokyo, (1981), 164.
- (10) B.B.Rath, J.S.Kallend, C.L.Vold, R.A.Masumura and M.A.Imam: *Proc. 7th Int. Conf. on Textures of Materials*, Netherlands Society for Materials Science, (1984), 339.
- (11) H.J.Bunge: *Texture Analysis in Materials Science*, Butterworths, London, (1982).
- (12) H.J.Bunge and C.Esling: *Quantitative Texture Analysis*, Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, (1982).
- (13) 稲垣裕輔: 日本金属学会会報, 21(1982), 408.
- (14) J.W.Glen and S.F.Pugh: *Acta Met.*, 2(1954), 520.
- (15) P.Dervin, J.P.Mardon, M.Pernot, R.Penelle et P.Lacombe: *J. Less-Comm. Met.*, 55(1977), 25.

付 録

六方晶金属の結晶方位($hkil$)[$uv tw$]と Euler 角(ϕ_1 ,

ϕ, φ_2 の関係

Fig.1 に示すような直角座標系をとり、軸比を c/a とすると、六方晶の方位 $(hkl)[uvw]$ は次式を用いて立方晶の方位 $(HKL)[UVW]$ に変換できる⁽¹⁵⁾.

$$\begin{pmatrix} H \\ K \\ L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a/c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ k \\ i \\ l \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{3} & \sqrt{3}/2 & 0 & 0 \\ 0 & 3/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c/a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ t \\ w \end{pmatrix} \quad (8)$$

立方晶の方位 $(HKL)[UVW]$ と Euler 角 $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ の関係式⁽¹¹⁾ に式 (7), (8) を用いることによって、方位 $(hkl)[uvw]$ と $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ の間の関係式を得る.

$$\sin \varphi_1 = \frac{(c/a)w}{\sqrt{3(u^2+uv+v^2)+(c/a)^2w^2}} \times \sqrt{\frac{(4/3)(h^2+hk+k^2)+(a/c)^2l^2}{(4/3)(h^2+hk+k^2)}} \quad (9)$$

$$\cos \phi = \frac{(a/c)l}{\sqrt{(4/3)(h^2+hk+k^2)+(a/c)^2l^2}} \quad (10)$$

$$\sin \varphi_2 = \frac{2h+k}{2\sqrt{h^2+hk+k^2}} \quad \text{または}$$

$$\cos \varphi_2 = \frac{k}{\sqrt{(4/3)(h^2+hk+k^2)}} \quad (11)$$

$$\cos(\varphi_1+\varphi_2) = \frac{(\sqrt{3}/2)(2u+v)}{\sqrt{3(u^2+uv+v^2)+(c/a)^2w^2}} \quad (h=k=0 \text{ の場合}) \quad (12)$$

Ti の軸比 $c/a = 1.587$ を用い、主要な理想方位に対して式 (9) ~ (12) により Euler 角 $(\varphi_1, \phi, \varphi_2)$ を計算した.

Fig.10 に Euler 空間内の φ_2 一定断面における種々の理想方位の位置を示す.

Fig.10 Position of some ideal orientations with low index in the space of the Euler angles.