

論 文

冷延鋼板の圧延変形中における転位すべり
挙動の解析と再結晶集合組織

秋 末 治*

A Mathematical Analysis of Dislocation Slips during Cold-rolling
Related to Recrystallization Texture Development in Steel Sheet

Osamu AKISUE

Synopsis :

A twisted region was thought to be an origin of recrystallized grains having a preferred orientation. Stable crystal orientations of the twisted region were mathematically analyzed by assuming that the twisted region was formed by blocking of a dislocation slip system during cold-rolling. In the mathematical treatment, $\langle 111 \rangle$ pencil glide system was assumed and cold-rolling deformation was characterized by a plane strain $(-d\epsilon, d\epsilon, 0)$ model.

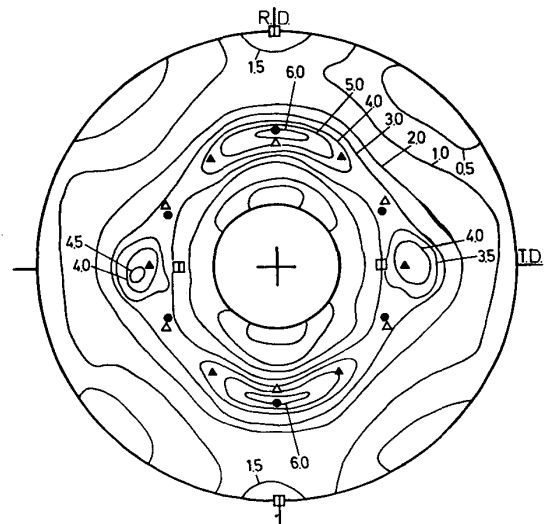
There are two stable crystal orientation families of twisted region; (1) crystal orientation around near (R.D.→N.D.) $-60^\circ // \langle 110 \rangle$ axis from $\{11, 11, 8\} \langle 4, 4, 11 \rangle$ to $\{211\} \langle 011 \rangle$, (2) crystal orientation around near (R.D.→T.D.) $-11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ axis from $\{001\}$, $\langle 110 \rangle$ 11.5° to the orientation rotated by 35 degrees. These crystal orientations of twisted region coincide with those of experimentally obtained recrystallization textures.

1. 結 言

純鉄および軟鋼板の再結晶集合組織に関する研究は、KURDJUMOV と SACHS¹⁾ の研究にはじまるが、HÄSSNER および WEIK²⁾ をへて ELIAS³⁾ の研究にいたって本格的な研究が開始されたといえる。それは LANKFORD⁴⁾ が提案したランクフォード値 (r 値) がプレス成形時の深絞り加工性ならびに深絞りを主とする複合成形性との間に高い相関があり⁵⁾、その r 値は結晶方位と密接な関係がある⁶⁾ ということがわかりかけたからである。日本においても本格的な冷延鋼板の再結晶集合組織の研究が進められ、特に鉄鋼基礎共同研究会「再結晶部会⁷⁾」を中心に多くの研究結果が提出された。

これらの中で基本的な再結晶集合組織は 3 つの極点図によつて示される。第 1 番目の再結晶集合組織は Fig. 1 の極点図に示されるものであり、 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 、 $\{111\} \langle 112 \rangle$ 、 $\{554\} \langle 225 \rangle$ を主方位、 $(110) [001]$ を副方位とするものである。これは冷延圧下率が低い (約 65%) 場合に得られる。第 2 番目の再結晶集合組織は Fig. 2 の極点図に示されるもので、 $\{554\} \langle 225 \rangle$ またはそれが圧延方向から板厚方向に約 60 度傾いた $\langle 110 \rangle$ 軸 $\{(R.D. \rightarrow N.D.) -60^\circ // \langle 110 \rangle$ 軸} のまわりに回転した方位⁸⁾ が発達するものである。これは冷延圧下率の高い (約 75% 以

上) 場合に得られ、 $\{111\} \langle 110 \rangle$ 、 $\{111\} \langle 112 \rangle$ 、 $\{110\} \langle 001 \rangle$ 方位はみられなくなる。冷延圧下率を更に高く (約 90% 以上) すると、 $\{554\} \langle 225 \rangle$ の回転系列の方位に加えて $\{001\}$ 、 $\langle 110 \rangle$ 12° 方位およびそれが圧延方向から板幅方向に約 12 度傾いた $\langle 110 \rangle$ 軸 $\{(R.D. \rightarrow T.$

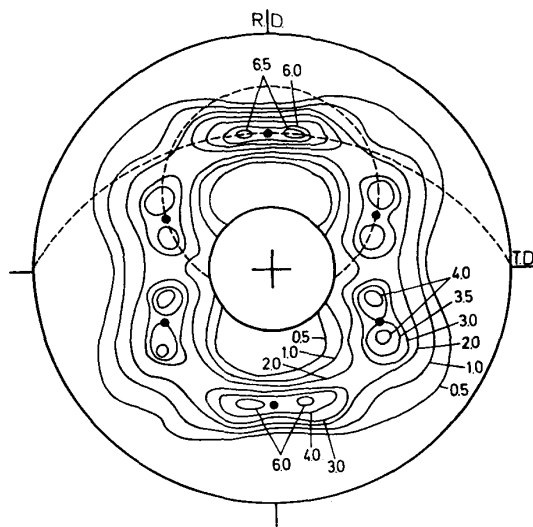


● $\{554\} \langle 225 \rangle$, △ $(111) [112]$, ▲ $(111) [110]$
□ $(110) [001]$

Fig. 1. (100) pole figure of recrystallized capped steel after cold reduction of 65% and annealing at 720°C for 2h.

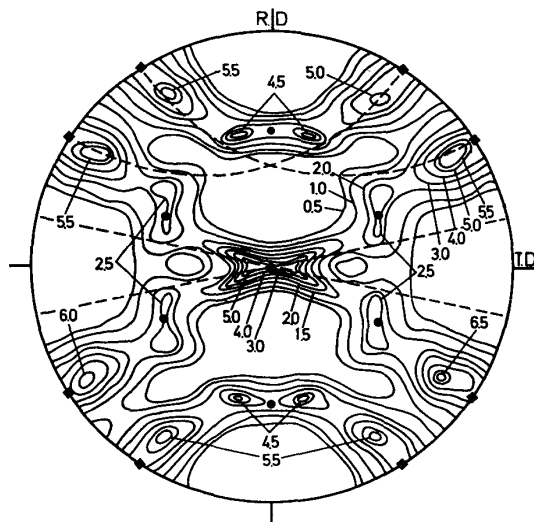
昭和 56 年 11 月本会講演大会にて発表 昭和 60 年 8 月 8 日受付 (Received Aug. 8, 1985)

* 新日本製鉄(株)広畑技術研究部 理博 (Hirohata R & D Lab., Nippon Steel Corp., 1 Fuji-cho Hirohata-ku Himeji 671-11)



● (554)[225], ———(R.D.→N.D.)-60°//<110> fiber texture.

Fig. 2. (100) pole figure of recrystallized Nb added steel after cold reduction of 70% and annealing at 800°C for 10h.



● (554)[225], ◆ {001}, <110>12°, ———(R.D.→T.D.)-12°//<110> fiber texture.

Fig. 3. (100) pole figure of recrystallized capped steel after cold reduction of 96% and annealing at 750°C for 6h.

D.)-12°//<110> 軸} をほぼ中心にして回軸した方位があらわれる。その極点図を Fig. 3 に示す。{001}<110>方位の板厚方向 (N. D.) 軸のまわりの回転角度は ±12 度から ±18 度¹³⁾⁹⁾までの間の角度によって示されている。Fig. 3 にみられるように <110> 軸のまわりの回転系列において極大値をもつ方位があるがこの方位は冷延圧下率によって移動する。

これらすべての再結晶集合組織の発達機構を理解して

いくことは冷延鋼板の材質特性を改善していく上で重要である。しかし従来の研究にはこれら多結晶冷延鋼板の再結晶集合組織の発達機構を統一的に主方位の分散状態を含めて説明できるものはない。本論文は冷間圧延変形中の転位すべりの挙動を解析しそれと再結晶集合組織との関係を検討したものである。

2. 再結晶集合組織の発達機構の考え方

冷間圧延によって形成された冷間圧延集合組織から再結晶集合組織が発達する過程を説明するものとして提案されている説には3つあり、それらは優先核生成説¹⁰⁾¹¹⁾、優先粒成長説^{12)~16)}と優先核生成・選択成長説¹⁷⁾である。

本論文においては再結晶集合組織を発達させる再結晶粒の発生源として冷間圧延変形時に転位すべりの1つが止められることによって発生する結晶格子の曲がつた領域を考える。冷間圧延中は変形の拘束条件に従ってこの領域も変形し結晶回転したものでなくてはならないので、この領域の安定集積方位を求め再結晶集合組織の方位との対応関係を検討したものである。またこの領域は止められた1つの転位を含んでいるのでこの領域の冷間圧延変形中の安定集積方位を求めることは転位の集積方位を求めているともいえる。従って本論文においては高ひずみ領域を再結晶の核と考えていることになる。しかし単なる高ひずみ領域を再結晶核とは考えておらず、高ひずみ領域の中でも<110>軸のまわりに結晶格子の曲がつた領域(以下、ねじれ領域)を再結晶核として再結晶集合組織が発達すると考えるものである。このことは解析結果から明らかになる。

再結晶核が再結晶粒に発達していくためにはもう1つの条件が必要である。古林¹⁸⁾も指摘しているように、再結晶核が再結晶粒へと発達していくためにはその近傍に結晶方位差の大きなマトリックスの存在が必要である。従って本論文のねじれ領域の発生を考えるにおいては、冷間圧延変形に対して局所的に結晶格子の大きく曲がつた状態が1つの結晶軸のまわりの回転として表現できるようにねじれ領域の発生の形式化をおこなった。

ねじれ領域の発生を形式化するにあたっての転位すべりは DILLAMORE ら¹⁹⁾²⁰⁾が鉄の冷間圧延中の結晶回転を計算した場合に仮定した <111> pencil glide system によるものとする。冷間圧延変形の扱いは均一ひずみ解析法によるものとし、多結晶体の軟鋼板が工業的に冷間圧延される場合には板幅の変化はほとんどないといえるので平面ひずみ (-dε, dε, 0) モデルとして扱うことにする。

3. ねじれ領域の形式化

3.1 平面ひずみモデルによる扱い

ねじれ領域の冷間圧延中の回転挙動を形式化するにあたっては、結晶の主軸に固定した x-y-z 座標に対して z 軸のまわりに 45 度負回転した X-Y-Z 座標を採用する。これによつて X, Y, Z 軸はそれぞれ $[1\bar{1}0]$, $[110]$, $[001]$ 方向となる。X, Y 軸を $\langle 110 \rangle$ 方向にとつたのは $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりの回転状態および最稠密面である $\{110\}$ 面の整列状態が表現しやすいからである。

すべりは pencil glide によるものとし、すべり方向は4つの① $[111]$, ② $[1\bar{1}\bar{1}]$, ③ $[1\bar{1}\bar{1}]$, ④ $[1\bar{1}1]$ をとる。pencil glide 面は各すべり方向について一对の直交している仮想すべり面 $\{112\}$, $\{110\}$ によつて表現する。それら仮想すべり面上での微少すべり量をそれぞれ dX_1, dY_1, dX_4, dY_4 とする。この微少すべり量はひずみ成分 ($d\epsilon_x, d\epsilon_y, d\epsilon_z, d\gamma_{xy}, d\gamma_{yz}, d\gamma_{zx}$) および X, Y, Z 軸まわりの微少結晶回転量 ($d\theta_x, d\theta_y, d\theta_z$) との関係において表される。

ここで冷間圧延板の板厚方向、圧延方向、板幅方向にそれぞれ N, R, T 軸をもつた N-R-T 座標を導入し、N, R, T 軸の x-y-z 座標に対する方向余弦をそれぞれ $[H, K, L]$, $[U, V, W]$, $[O, P, Q]$ とする。実際に軟鋼板を冷間圧延した場合の板幅変化はほとんどないといえるので冷間圧延時に生じる板のひずみ成分は N, R, T 軸方向の $(-d\epsilon, d\epsilon, 0)$ である。このモデルに従つて冷間圧延が進行するとすればひずみ成分 ($d\epsilon_x, d\epsilon_y, d\epsilon_z, d\gamma_{xy}, d\gamma_{yz}, d\gamma_{zx}$) はそれぞれ $d\epsilon$ と $[H, K, L]$, $[U, V, W]$ によつて表される。結局、微少すべり量 $dX_1, dY_1, \dots, dX_4, dY_4$ はそれぞれ結晶方位 (HKL) $[UVW]$, 微少結晶回転量 $d\theta_x, d\theta_y, d\theta_z$ と N 軸方向のひずみ量 $d\epsilon$ の関数として表すことができる。

本論文においては冷間圧延変形中に4つのうちの1つの転位すべりが止められてねじれ領域が発生すると考えている。4つの微少すべり量は $\sqrt{dX_i^2 + dY_i^2}$ ($i=1, 2, 3, 4$) であるが、この式を整理すると Appendix の dA_i, dB_i ($i=1, 2, 3, 4$) によつて $\sqrt{dA_i^2 + dB_i^2}$ と書き表される。従つてそれぞれの微少すべり量が常にゼロになる条件から $dA_i = dB_i = 0$ であることが必要である。ここで、 $d\theta_{Y1} - \sqrt{2} d\theta_{Z1} = d\theta_{M1}$, $d\theta_{Y2} + \sqrt{2} d\theta_{Z2} = d\theta_{M2}$, $d\theta_{X3} + \sqrt{2} d\theta_{Z3} = d\theta_{M3}$, $d\theta_{X4} - \sqrt{2} d\theta_{Z4} = d\theta_{M4}$ とおけば、すべり量がゼロになる4つのすべり方向に対応した4つのねじれ領域の回転率は次のようになる。

$$\frac{d\theta_{X1}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [(L^2 - 2HK - W^2 + 2UV) - \{-L(H+K) + W(U+V)\}] \dots\dots\dots (X1)$$

$$\frac{d\theta_{M1}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [-(-H^2 + K^2 + U^2 - V^2) - 3\{-L(H-K) + W(U-V)\}] \dots\dots\dots (M1)$$

$$\frac{d\theta_{X2}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [-(L^2 - 2HK - W^2 + 2UV) - \{-L(H+K) + W(U+V)\}] \dots\dots\dots (X2)$$

$$\frac{d\theta_{M2}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [(-H^2 + K^2 + U^2 - V^2) - 3\{-L(H-K) + W(U-V)\}] \dots\dots\dots (M2)$$

$$\frac{d\theta_{M3}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [-(-H^2 + K^2 + U^2 - V^2) + 3\{-L(H+K) + W(U+V)\}] \dots\dots\dots (M3)$$

$$\frac{d\theta_{Y3}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [-(-L^2 - 2HK + W^2 + 2UV) + \{-L(H-K) + W(U-V)\}] \dots\dots\dots (Y3)$$

$$\frac{d\theta_{M4}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [(-H^2 + K^2 + U^2 - V^2) + 3\{-L(H+K) + W(U+V)\}] \dots\dots\dots (M4)$$

$$\frac{d\theta_{Y4}}{d\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{2} [(-L^2 - 2HK + W^2 + 2UV) + \{-L(H-K) + W(U-V)\}] \dots\dots\dots (Y4)$$

ここで $X1, X2, Y3, Y4$ は $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりのねじれ領域の回転成分を示し、 $M1, M2, M3, M4$ は $\{110\}$ 面に含まれる1つの軸のまわりの回転成分を示す。

3.2 ねじれ領域の回転率の計算

(110) $[00\bar{1}]$ から (001) $[110]$ 方位における4つのねじれ領域の回転率を Fig. 4 に示す。M1, M2, Y3,

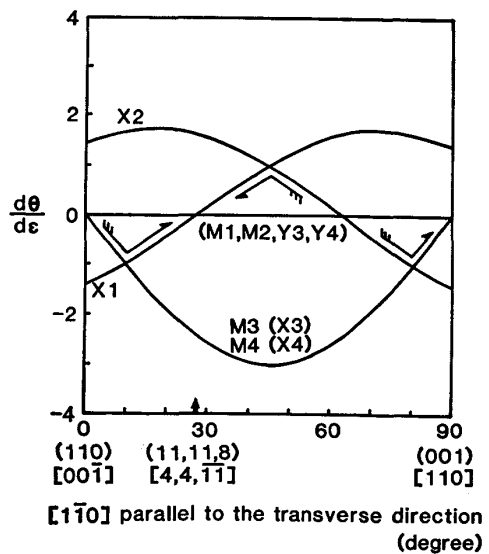


Fig. 4. Rotation rates of twisted regions in the range from (110) $[00\bar{1}]$ to (001) $[110]$.

Y4 はこの範囲においてゼロである。板幅方向に平行な $[1\bar{1}0]$ 軸 (X軸) のまわりのねじれ領域の回転は X1, X2, M3(X3), M4(X4) のモードで起こりうるということがわかる。 $d\gamma_{XY}$ はこの範囲でゼロであるので、M3, M4 としては $\frac{d\theta_{X3}}{d\varepsilon}$, $\frac{d\theta_{X4}}{d\varepsilon}$ 成分が次式のように残ることになる。

{Appendix の (A-3b), (A-4b)}

$$\frac{d\theta_{X3}}{d\varepsilon} = \frac{d\theta_{X4}}{d\varepsilon} = \frac{3\sqrt{2}}{2} \{-L(H+K) + W(U+V)\} \dots\dots\dots (X3, X4)$$

なお、M3, M4 において $d\theta_{X3}$, $d\theta_{X4}$ と $d\theta_{Z3}$, $d\theta_{Z4}$ がそれぞれ分離する場合には $\frac{d\theta_{Z3}}{d\varepsilon}$, $\frac{d\theta_{Z4}}{d\varepsilon}$ は次のようになる。

$$\frac{d\theta_{Z3}}{d\varepsilon} = \frac{d\theta_{Z4}}{d\varepsilon} = -\frac{1}{2} (-H^2 + K^2 + U^2 + V^2) \dots (Z3, Z4)$$

実際には4つのモードが同時に起こることは考え難い。ねじれ領域の回転を抑えようとする力が周囲から働くので低い回転率のものがより発生しやすいと考えられるからである。このことを考慮すると起こりうるねじれ領域の回転方向は図中の矢印の方向に回転する。4つのすべり方向のうち第①すべりが止められたねじれ領域は $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ に、第③, ④すべりが止められたねじれ領域は $(001) [110]$ に集積し、これらはねじれ領域にとって安定な2つの方位となつている。ねじれ領域の安定方位の1つである $(001) [110]$ 方位は高冷延圧下率の場合に重要であるがこれについては後で述べる。なお、 $(110) [00\bar{1}]$ 方位はねじれ領域の回転方向からわかるように発散方位であるので準安定方位になつて

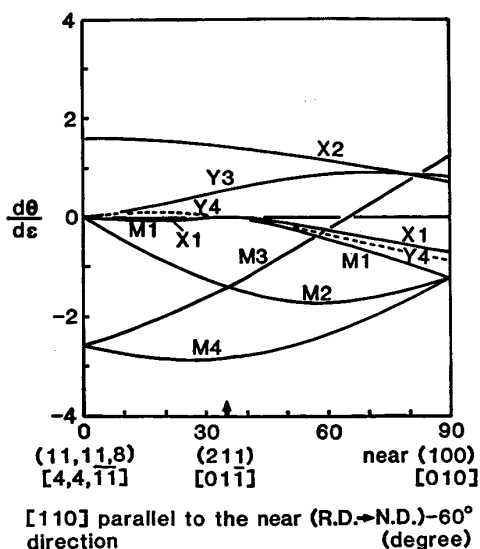


Fig. 5. Rotation rates of twisted regions in the range from $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ to near $(100) [010]$.

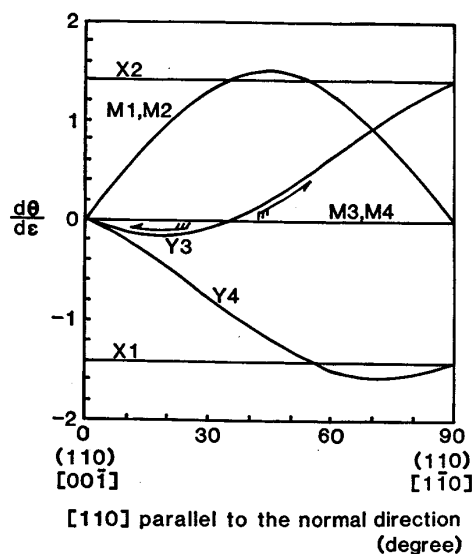
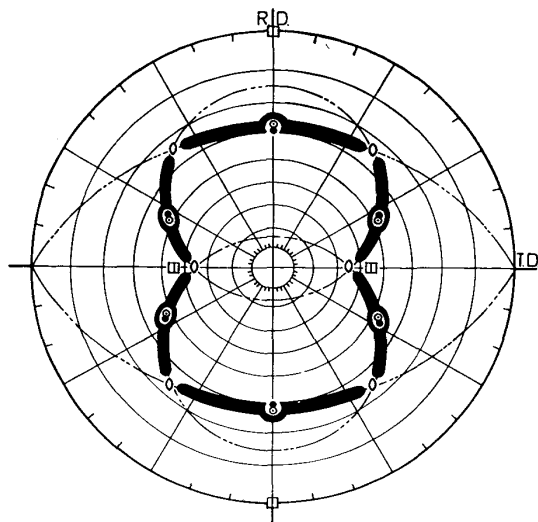


Fig. 6. Rotation rates of twisted regions in the range from $(110) [00\bar{1}]$ to $(110) [1\bar{1}0]$.

いる。

次に、 $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ から near $(100) [010]$ 方位の範囲 {near (R.D.→N.D.)-60°// $[110]$ 軸 (Y軸) のまわりの回転} におけるねじれ領域の回転率を Fig. 5 に示す。 $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ から $(211) [01\bar{1}]$ 方位の範囲では X1 と M1 はほぼゼロであるが、 $(211) [01\bar{1}]$ をすぎると X1 も M1 もゼロから離れて大きな値になっていく。Fig. 4 で示したように、X1 によつてねじれ領域は $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ に集積することと、Fig. 5 の $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ から $(211) [01\bar{1}]$ 方位の間では X1 と M1 はゼロであることを考えあわせると、この範囲においては第①すべりが止められることによつて生じるねじれ領域の $[1\bar{1}0]$ 軸 (X軸) のまわりの回転が止まり $(1\bar{1}0)$ 面が整列した状態で集積することがわかる。従つて $(11, 11, 8) [4, 4, \bar{1}\bar{1}]$ から $(211) [01\bar{1}]$ 方位の範囲においては、この集積したねじれ領域を中心にしてこの方位をもつた再結晶集合組織が発達する可能性が考えられる。なお、M1 の中には $d\theta_{Y1}$ と $d\theta_{Z1}$ 成分が含まれているが、この方位近傍における X1 の回転率の勾配 (方位変化に対する変化率) が大きいことと止められるすべり方向が X軸と直交しているために $d\theta_{Y1}$ と $d\theta_{Z1}$ 成分の分離が起こりにくく $(1\bar{1}0)$ 面の整列した状態が保たれるものと考えられる。

Fig. 6 には $(110) [00\bar{1}]$ から $(110) [1\bar{1}0]$ 方位の範囲におけるそれぞれのねじれ領域の回転率を示す。Fig. 4 中の M3(X3) の変化をみると $(110) [00\bar{1}]$ は不安定なねじれ領域であるが、更に Fig. 6 中の Y3 も $(110) [00\bar{1}]$ 方位近傍においてゼロでないことも $(110) [00\bar{1}]$



● (554)[225], ● (11, 11, 8)[4, 4, 11],
○ (211)[011], □ (110)[001],
----(R.D.→N.D.)-60°//<110> fiber texture.

Fig. 7. Stable crystal orientation of twisted region in (100) pole figure.

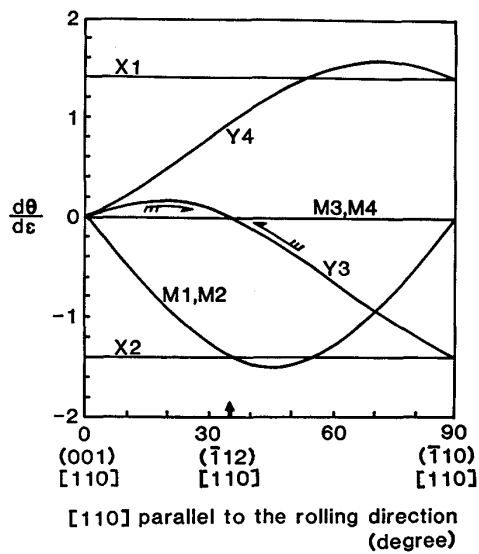


Fig. 8. Rotation rates of twisted regions in the range from (001)[110] to (110)[110].

のねじれ領域を不安定にしている。

Fig. 4, 5 に示した結果から平面ひずみ ($-d\epsilon, d\epsilon, 0$) モデルから導かれる 1 つのねじれ領域の安定集積方位を (100) 極点図として Fig. 7 に示す。これは Fig. 2 に示した (554)[225] から (211)[011] にいたる (R.D. → N.D.) - 60° // <110> 再結晶集合組織およびその分散状態とよく一致する。なお、(11, 11, 8)[4, 4, 11] は Fig. 4 において求められたねじれ領域の安定集積方位の 1 つを正確に表記したものであるが、これは再結晶集合組織の 1 つを表記する (554)[225] とは約 2 度結晶方位

上ずれているが結晶学的には (554)[225] 方位の状態を表現しているものである。

Fig. 4 中の M3(X3) と M4(X4) の挙動からもう 1 つの安定なねじれ領域が (001)[110] 方位にある。(001)[110] 近傍におけるねじれ領域の挙動を明らかにするために (001)[110] から (110)[110] 方位の範囲のねじれ領域の回転率を Fig. 8 に示す。第③のすべりが止められる場合を考えると、(112)[110] から (110)[110] 方位の間においての Y3 は大きな値になるが (001)[110] から (112)[110] 方位にいたる回転角度 35 度の間での Y3 は小さいのでこの方位の間で再結晶集合組織を発達させるねじれ領域が発生してもよいと考えられる。しかし、(001)[110] から (112)[110] 方位の間の再結晶集合組織はあらわれず、Fig. 3 に示すように (001)[110] 方位近傍の再結晶集合組織としては圧延方向から板幅方向に約 12 度傾いた <110> 軸をほぼ中心に

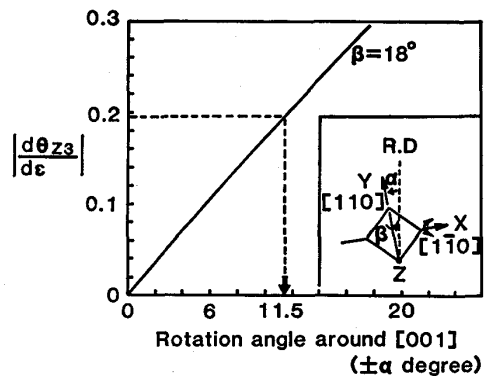


Fig. 9. Relation between absolute value of Z3 and rotation angle of (001)[110] around [001] axis (α). Rotation angle around [110] axis (β) is 18°.

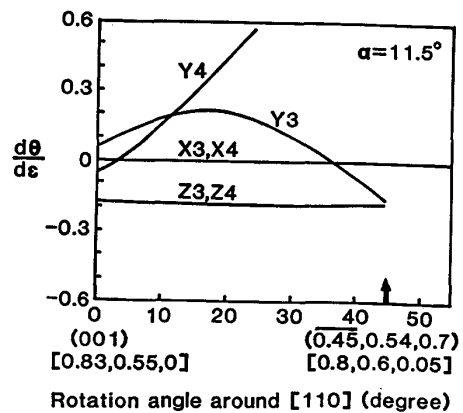


Fig. 10. Rotation rates of twisted regions in the range from (001)[0.83, 0.55, 0] to (0.45, 0.54, 0.70)[0.80, 0.60, 0.05]. Rotation angle of (001)[110] around [001] axis (α) is 11.5°.

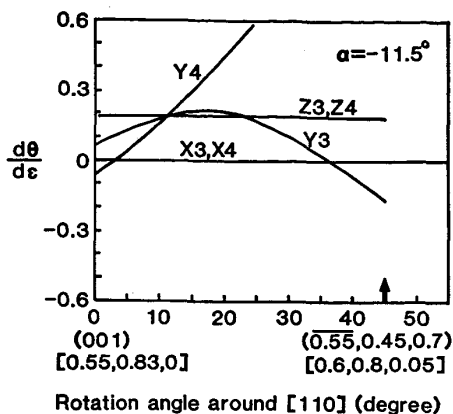


Fig. 11. Rotation rates of twisted regions in the range from (001) [0.55, 0.83, 0] to (0.55, 0.45, 0.70) [0.60, 0.80, 0.05]. Rotation angle of (001) [110] around [001] axis (α) is -11.5° .

して回転した方位の再結晶集合組織があらわれている。この再結晶集合組織は必ず約 90% 以上の高冷延圧下率の場合にのみ発生することからこの方位においては特異な冷間圧延変形がおこっていることをうかがわせる。

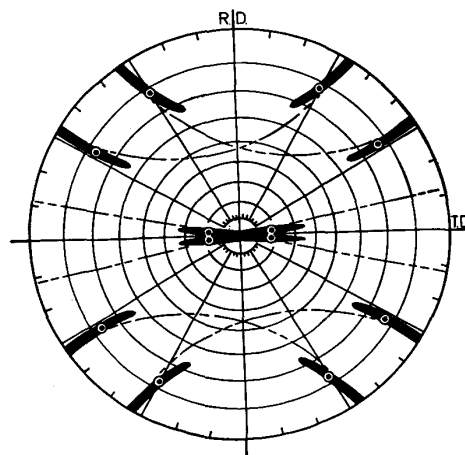
(001) [110] 方位近傍におけるねじれ領域は回転率の勾配の大きな X3 によって [110] 軸 (X軸) のまわりの回転が止まっている。従つて (001) [110] 方位近傍では X 軸のまわりに仮想すべり面の 1 つである (110) 面が [110] 軸のまわりに回転分散している状態になっている。このような状態のもとでは第④すべり方向のもう 1 つの仮想すべり面である $(\bar{1}12)$ 面は回転分散している多数の (110) 面を斜めに横切つて活動することが困難となり、結果として (001) [110] から $(\bar{1}12)$ [110] 方位に向う Y3 の回転成分は計算どおりに進行しない。このように Y3 の回転成分が進行しにくい状態で更に強制的に圧延を追加すると、板厚方向のひずみの変化を板面内の変化におきかえようとして Y3 の回転成分は Z3 の回転成分におきかわることが考えられる。すなわち、 $(\bar{1}12)$ 面上での第④すべりによる Y3 の回転成分を (110) 面を活動面とした Z3 の回転成分におきかわるのである。このように Y3 の回転が Z3 の回転におきかわるとすればその回転率は $\left| \frac{d\theta_{Z3}}{d\varepsilon} \right| = \sqrt{\frac{3}{2}} \left| \frac{d\theta_{Y3}}{d\varepsilon} \right|$ である。このようなことが起こりうるのは第③、④すべり方向 $[1\bar{1}\bar{1}]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$ と回転率の勾配の大きな X3 の回転軸 (X軸) が直交していないためである。

Fig. 8 における (001) [110] から $(\bar{1}12)$ [110] 方位間での Y3 の最大値は (001) [110] から約 18 度離れた方位における 0.159 である。この 0.159 の回転率を Z3 の回転率としておきかえると $Z3=0.195$ の回転率が生

じることが必要である。この $Z3=0.195$ の回転率は Fig. 9 に示すように (001) [110] 方位を Z 軸のまわりに約 11.5 度回転すれば得られることがわかる。

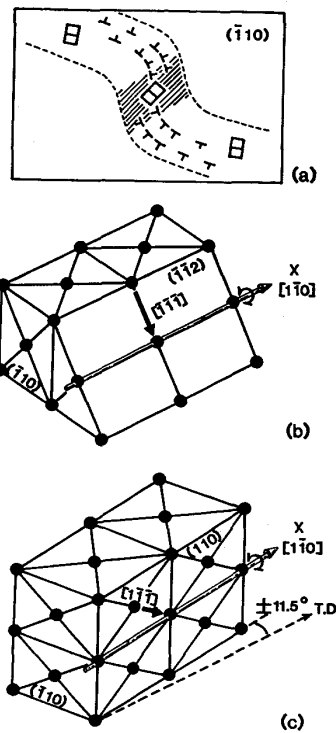
Fig. 10, 11 に (001) [110] 方位を Z 軸のまわりに ± 11.5 度回転しそれを near [110] 軸のまわりに回転したときの回転率成分を示す。Fig. 10, 11 に示す範囲において X3 はゼロになり、Y3 からの回転率成分を受け持つ Z3 はほぼ一定でその絶対値は約 0.195 である。このように (001) [110] 方位近傍においては Z 軸のまわりに ± 11.5 度回転した方位がねじれ領域の安定集積方位となる。Y3 は (001) [110] から $(\bar{1}12)$ [110] 方位の間で一定でないが、1 つの (R.D. \rightarrow T.D.) $-11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ 軸のまわりの回転系列が形成されている。これは X 軸と第③、④すべり方向は直交していないので、各方位における (110) 面は斜めのすべり方向によって共通した (110) 面としてつながっているためであろう。また、Fig. 10, 11 の (001) [0.83, 0.55, 0] および (001) [0.55, 0.83, 0] 近傍においては Y4 によるねじれ領域が同時に発生するが、Y3 と Y4 は (110) 面を共有するのでこのこともこの回転系列をいつそう強くむすびついたものにしていくと考えられる。この回転系列の中で Y3 の最大値に対応した結晶方位で以上述べた現象が最も活発であるが、その方位は $\{0.20, 0.24, 0.95\} \langle 0.82, 0.56, 0.03 \rangle$ である。

以上のように高冷延圧下率の場合には $\{001\}$, $\langle 110 \rangle$ 11.5° を (R.D. \rightarrow T.D.) $-11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ 軸のまわりに 0 から 35 度の間に回転した近くの方にねじれ領域の安定集積方位があり、この方位は回転角度とともに (R.D. \rightarrow T.D.) $-11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ 軸のまわりの回転方位から約



● $\{0.20, 0.24, 0.95\} [0.82, 0.56, 0.03]$, ---- (R.D. \rightarrow T.D.) $\pm 11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ fiber texture.

Fig. 12. Stable crystal orientation of twisted region in (100) pole figure. Near (R.D. \rightarrow T.D.) $\pm 11.5^\circ // \langle 110 \rangle$ fiber texture.



(a) Schematic illustration of a twisted region. (b) Direction of a blocked slip is perpendicular to the $[1\bar{1}0]$ rotation axis. (c) Direction of a blocked slip is not perpendicular to the $[1\bar{1}0]$ rotation axis.

Fig. 13. Two types of twisted region.

4度以内の範囲でずれる。これを Fig. 12 に示す。この方位は Fig. 3 中の高冷延圧下率の場合にあらわれる再結晶集合組織の方位とよく一致する。

Fig. 13(a) はねじれ領域の発生状態を模型的に示したものである。上述のように平面ひずみ変形によって生じるねじれ領域には2つの型がある。1つは Fig. 13(b) に示すように、回転率の勾配の大きい $[1\bar{1}0]$ 軸 (X軸) と止められたすべり方向が直交している場合であり、もう1つは Fig. 13(c) のようにX軸と止められたすべり方向が直交していない場合である。いずれの場合も $(\bar{1}10)$ 面が回転軸方向に整列している。

4. 考 察

冷延鋼板の再結晶集合組織の形成が冷間圧延集合組織の結晶方位との対応関係からだけでは十分に説明されないのは、冷間圧延集合組織の形成に主として働いた転位すべりと再結晶集合組織の形成にとって重要な転位すべりととの区別²¹⁾がなされていないことが1つの原因ではないかと思われる。冷延鋼板の結晶方位別のひずみの蓄積エネルギーを測定することにより再結晶集合組織の形成機構を論じる場合⁹⁾についても同じことがいえる。

本論文では主として再結晶核の発生にとって重要であ

るとされる転位すべりを選別しその挙動の解析を試みたものである。ねじれ領域の安定集積方位およびその分散状態が再結晶集合組織方位の細部にわたる分散状態とよく対応しているのは転位すべりの内容を区別して解析したことによるものであると考える。

再結晶核が再結晶粒へと成長していくためにはマトリックスとの大きな結晶方位差のあることが必要¹⁸⁾であるので再結晶核の形成と同時にマトリックスとの方位差がどの程度になるかということも検討しなければならない。本論文におけるねじれ領域の安定方位への集積は最大の変化率をもつた回転率によつて起こっている。そのねじれ領域の集積方位を含む冷延板が焼鈍されると、回復から再結晶にかけての転位の再配列を通じてマトリックスと大きな結晶方位差をもつた再結晶粒が発生することが考えられる¹⁸⁾。従つてねじれ領域の回転の状況からだけでもねじれ領域はマトリックスと大きな結晶方位差の発生しやすい状況にあるといえる。しかし数式にはその方位差は表現されていない。ねじれ領域の結晶方位は $\{11, 11, 8\} \langle 4, 4, 11 \rangle$ から $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位に、また、 $\{001\}, \langle 110 \rangle 11.5^\circ$ から $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位に連続してつらなつている。 $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位は冷間圧延集合組織の主方位であり再結晶集合組織の中には $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位はあらわれない。これは Fig. 2, 3 の極点図においても明らかのように $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位はあらわれていない。このことはマトリックスとの大きな結晶方位差を確保する必要があるためにねじれ領域の中でも $\{211\} \langle 011 \rangle$ 方位から離れた方位のものが再結晶方位として発達することを示していると考えられる。

本論文の解析結果は高冷延圧下率の場合にねじれ領域の安定集積方位と再結晶集合組織の方位との対応はよくつくが、低冷延圧下率の場合にあらわれる $\{111\}$ 再結晶集合組織の方位との対応はついていない。これは高冷延圧下率の場合の方がより結晶粒の大部分の領域が均一に変形し数式の変形拘束条件に近くなつて変形しているためであろう。従来の $\{111\}$ 再結晶集合組織形成機構の研究²²⁾²³⁾によると粒界近傍の不均一変形が $\{111\}$ 再結晶集合組織の発達にとって重要であるのでその局部的変形拘束条件が鋼板全体の変形拘束条件と一致していない場合には数式として扱うのは困難になる。

約 90% 以上の高冷延圧下率の場合において推察したねじれ領域の N.D. 軸のまわりの回転の存在については今後の研究によつて確認していかねばならない。 $\{001\} \langle 110 \rangle$ 圧延方位はひずみの蓄積エネルギーが低く⁹⁾再結晶しにくいといわれているが、この N.D. 軸のまわりの回転によつていつそうひずみの蓄積エネルギーは

高くなりこの方位の再結晶が起りやすくなつていても考えられる。この現象はすべり系の加工硬化に関係する問題でもあるので、更に再結晶集合組織の発達機構を正確に理解するためにもすべり系の加工硬化の挙動を明確にしていく必要がある。

5. 結 言

(1) 優先方位をもつた再結晶粒の発生源として冷間圧延時に1つの転位すべりが止まることによつて発生するねじれ領域を考えそのねじれ領域の回転率と安定集積結晶方位を求めた。

(2) 平面ひずみモデルから導かれるねじれ領域の安定集積結晶方位には以下の2つがある。

(i) $\{11, 11, 8\} \langle 4, 4, 11 \rangle$ から $\{211\} \langle 011 \rangle$ にいたる near (R.D. → N.D.)-60°// $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりの方位

(ii) $\{001\}$, $\langle 110 \rangle 11.5^\circ$ からそれを near (R.D. → T.D.)-11.5°// $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりに約 35 度回転した方位にいたる間の方位

これらの方位は再結晶集合組織の方位とよく一致する。

(3) ねじれ領域には2種類あり、1つはねじれ領域の回転率の勾配の大きい回転軸である $\langle 110 \rangle$ 軸と止められたすべり方向が直交しているものであり、もう1つはそれらが直交していないものである。いずれも $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりの回転が止まつて発生し、最稠密面である $\{110\}$ 面は整列した状態にある。

本研究に対して有益な御意見をいただいた武智弘博士に感謝の意を表します。

Appendix

任意の pencil glide 面を一对の直交している $\{112\}$, $\{110\}$ に分解し、それらの面上での4つのすべり方向に対応した微小すべり量 dX_i , dY_i を板のひずみ成分と微小結晶回転成分との関係において求める。1つの転位すべり量がゼロになる条件は $\sqrt{dX_i^2 + dY_i^2} = \sqrt{dA_i^2 + dB_i^2} = 0$ ($i=1, 2, 3, 4$) と書き表せる。4つのねじれ領域に対応した $dA_i = dB_i = 0$ は次式のようなになる。

$$\left\{ \begin{aligned} dA_1 &= \frac{3\sqrt{2}}{8} \{(d\epsilon_Y - d\epsilon_X - d\epsilon_Z) - \sqrt{2}d\gamma_{YZ} - \sqrt{2}d\theta_X\} \\ &= 0 \dots\dots\dots (A-1a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dB_1 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \{\sqrt{2}d\gamma_{XY} + 3d\gamma_{ZX} + d\theta_Y - \sqrt{2}d\theta_Z\} = 0 \\ &\dots\dots\dots (A-1b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dA_2 &= \frac{3\sqrt{2}}{8} \{(d\epsilon_Y - d\epsilon_X - d\epsilon_Z) + \sqrt{2}d\gamma_{YZ} \\ &+ \sqrt{2}d\theta_X\} = 0 \dots\dots\dots (A-2a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dB_1 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \{\sqrt{2}d\gamma_{XY} - 3d\gamma_{ZX} - d\theta_Y - \sqrt{2}d\theta_Z\} = 0 \\ &\dots\dots\dots (A-2b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dA_3 &= \frac{3\sqrt{2}}{8} \{-(d\epsilon_Y - d\epsilon_X + d\epsilon_Z) + \sqrt{2}d\gamma_{ZX} \\ &- \sqrt{2}d\theta_Y\} = 0 \dots\dots\dots (A-3a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dB_3 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \{\sqrt{2}d\gamma_{XY} - 3d\gamma_{YZ} + d\theta_X + \sqrt{2}d\theta_Z\} = 0 \\ &\dots\dots\dots (A-3b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dA_4 &= \frac{3\sqrt{2}}{8} \{-(d\epsilon_Y - d\epsilon_X + d\epsilon_Z) - \sqrt{2}d\gamma_{ZX} \\ &+ \sqrt{2}d\theta_Y\} = 0 \dots\dots\dots (A-4a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} dB_4 &= \frac{\sqrt{3}}{4} \{\sqrt{2}d\gamma_{XY} + 3d\gamma_{YZ} - d\theta_X + \sqrt{2}d\theta_Z\} = 0 \\ &\dots\dots\dots (A-4b) \end{aligned} \right.$$

文 献

- 1) G. KURDJUMOV und W. G. SACHS: Z. Metallkd., 62 (1930), p. 592
- 2) F. HÄSSNER und H. WEIK: Arch. Eisenhüttenwes., 27 (1956), p. 153
- 3) R. H. HEYER, D. E. McCABE and J. A. ELIAS: Flat Rolled Products, III
- 4) W. T. LANKFORD, S. C. SNYDER and J. A. BAUSHER: Trans. ASM, 42 (1950), p. 1159
- 5) R. L. WHITELEY: Blast Furnace and Steel Plant, 48 (1960), p. 1245, Sheet Metal Ind., 38 (1961), p. 349
- 6) R. S. BURNS and R. H. HEYER: Sheet Metal Ind., 35 (1958), p. 261
- 7) 鉄鋼基礎共同研究会再結晶部会報告書, 鉄鋼薄板の再結晶及び集合組織 (阿部秀夫編) (1974) [日本鉄鋼協会]
- 8) O. AKISUE and K. TAKASHINA: Trans. JIM, 14 (1973), p. 489
- 9) H. TAKECHI, H. KATOH and S. NAGASHIMA: Trans. Metall. Soc. AIME, 242 (1968), p. 56
- 10) W. G. BURGERS and P. C. LOUWERSE: Z. Physik, 67 (1931), p. 607
- 11) R. W. CAHN: J. Inst. Met., 76 (1949), p. 121
- 12) C. S. BARRETT: Trans. AIME, 137 (1950), p. 128
- 13) P. A. BECK: J. Met., 4 (1952), p. 979
- 14) P. A. BECK and H. HU: J. Met., 4 (1952), p. 83
- 15) P. A. BECK: J. Met., 4 (1952), p. 263
- 16) P. A. BECK, R. SPERRY and H. HU: J. Appl. Phys., 21 (1950), p. 420
- 17) C. G. DUNN: Acta Metall., 1 (1953), p. 163, 2 (1954), p. 386
- 18) E. FURUBAYASHI: Trans. ISIJ, 9 (1969), p. 222
- 19) I. L. DILLAMORE and H. KATOH: Proc. Conf. Quant. Text. Analy., Poland (1971)
- 20) I. L. DILLAMORE and H. KATOH: Met. Sci., 8 (1974), p. 21
- 21) M. F. ASHBY: Phil. Mag., 21 (1970), p. 399
- 22) 稲垣裕輔: 鉄と鋼, 62 (1976), p. 50
- 23) 阿部光延, 小甲康二, 林 征夫, 速水哲博: 日本金属学会誌, 44 (1980), p. 84