

技 術 資 料

薄 鋼 板 の 集 合 組 織*

阿 部 秀 夫**

Cold-Rolling and Annealing Textures in Iron and Steel.

Hideo ABE

1. 緒 言

最近の薄鋼板の品質の向上は著しいが、それには薄鋼板の集合組織 (texture) に関する研究結果の集積が一つの重要な基礎となつている。集合組織と直接関連する最近の主要な研究課題の例を挙げてみると、まず (111) 面を板面に平行とする結晶粒を多量に含み、したがって Lankford の R 値が高くしかもその面内異方性 $\Delta R/R$ が小さく、深絞り加工性のすぐれた低炭素リムド鋼板の製造法の開発がある。その場合、リムド鋼中に含まれている不純物のどれかを溶体化および析出処理によつて微小粒子として分散させ、キルド鋼中における AlN と類似した効果をもたせることが一つの方法として考えられている。また微量不純物の存在状態を他元素の微量添加や熱処理ないし加工条件の変更によつて調節し、低炭素鋼板において集積度の著しく高い一次再結晶集合組織を実現することが一つの目的とされている。また工業用純鉄板が小型電気機器磁心材料としてひろく用いられる傾向にあつて、その磁性と punchability の両面から P, As, Sn の少量添加が有効であることが示されているが、その透磁率を高めるために集合組織の改変が試験されている。商用周波数の中型および大型変圧器鉄心として用いられる一方向性珪素鋼帯にとつて、その製造コストの低減は重要な問題で、その一方策としてなるべく低い温度での熱処理によつて十分な磁性が得られるようにするため、二次再結晶のために必要な inhibitor としての MnS その他の不純物相の量および状態を製鋼からホットストリップまでの工程で調節する方法や、炭化物や窒化物の効果が研究されている。一方現在製造されている一方向性珪素鋼帯とはほぼ同程度のコストでほぼ同一の磁性をもつ二方向性電気鉄板を製造するため、板厚 0.30 mm で集積度の高い立方体組織 (cube texture) を実現するのに有効な添加元素としての Al, V の効果が追究されている。

最近の薄鋼板の製造技術上重要な課題として製缶用薄鋼板の表面処理、電気鉄板の絶縁膜処理、深絞りその他の成型加工用薄鋼板の非時効性処理、深絞り用薄板の表面処理の諸問題がある。それらの技術の開発には集合組織は直接の重要性はもっていないが、それらの処理を施した製品の機械的・物理的性質を対象とするときは、それらの処理が集合組織におよぼす影響について考慮する必要がある。

冷間圧延により製造される薄鋼板の性質または集合組織のコントロールは、永い間主としてその組成および冷間圧延工程の変更に主眼をおいて研究されてきたが、今日では製鋼から造塊・均熱・分塊・熱間圧延を経てホットストリップの処理までに至る工程が研究対象の中心となつている。これらの冷間圧延前の工程には考慮すべき因子の数が多く、簡単な推論にしたがつて工程変更を立案することは困難であるが、最近急速にそれらについての知識が高められてきた。

この技術資料は、上述のような薄鋼板に関する最近の諸問題を解決してゆく上に役立つように、主として薄鋼板内の α 鉄の集合組織に関する基礎知識を総めたものである。

2. 圧延集合組織 (Rolling textures)

工業的に重要な集合組織は、冷間圧延板を焼鈍した後で得られる一次または二次再結晶集合組織であるが、それらが発達するマトリックスとしての冷間圧延集合組織について先ず十分に理解しておくことが必要である。それは再結晶集合組織が冷間圧延集合組織から限定された結晶方位関係によつて生成するからである。

α 鉄多結晶体の冷間圧延集合組織は、第一に冷間圧延前の原板 (ホットストリップあるいは中間焼鈍鋼帯) が

* 昭和40年11月22日受付

** 東京大学工学部 工博

すでに保有する集合組織によつて影響をうける。この問題を論ずるために必要なデータは、 α 鉄単結晶の冷間圧延集合組織である。多結晶体において得られる冷間圧延集合組織は、近似的にそれを構成する個々の結晶粒の冷間圧延集合組織の総和と考えることができる。そのような観点から、C. S. BARRETT, L. H. LEVENSON¹⁾は純鉄単結晶について、P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾は3.25% Si-Fe合金単結晶について、種々の方位に冷間圧延した後に得られる冷間圧延集合組織について実験したが、それについては2.2に述べる。冷間圧延集合組織の発達には主として結晶の迂り回転によるものであり、圧延のさいの α 鉄結晶の迂り回転については未だ完全な解析が行なわれていないが、引張および圧縮変形の場合の迂り回転は幾何学的に容易に解析され冷間圧延集合組織を考察するための基礎となつている。それについては2.1に述べる。

次に多結晶体の冷間圧延集合組織は圧延率によつて変わる。完全に不規則な集合組織をもつ原板(焼準したものはそれに近い)を冷間圧延するときは、圧延率が高くなるにしたがつて優先結晶方位(preferred orientations)への集積度を増すが、 α 鉄のように優先結晶方位が2種以上存在する場合、それらの各方位の集積度の一定圧延率に対する増加率はそれぞれ相異している。

多結晶体においては、結晶粒相互間の拘束作用のために、各結晶粒の迂り回転は単結晶としての挙動とは完全には一致しない。また工業的に製造されている薄鋼板は完全に α 単相ではなく、かならず Fe_3C , MnS , などの第2相を含んでいる。それらの第2相は冷間圧延集合組織の優先結晶方位への集積度を弱め、また第2相周辺において格子歪の集中を起こしてその領域の再結晶温度を低めまた random nucleationを誘起する。また第2相の存在状態いかんによつて、再結晶過程への影響は著しく異なり、核生成過程あるいは粒界移動を阻止する作用を調節することができる。

一般に冷間圧延板は、板の中心層から板表面にかけて連続的に変わつている不均質集合組織を示すが、その不均質の状態は、ロール直径/板厚比の相異、前方および後方張力の付加、可逆圧延とするか一方の向きへの圧延とするかの諸条件によつて異なつてくる。

圧延温度も一つの重要な因子である。再結晶温度以上における熱間圧延の場合には、圧延温度と共に圧延後の冷却速度、圧延速度などが熱間圧延集合組織を決定する因子となり、それらは材料の回復および再結晶過程、不純物の挙動、 γ - α 変態機構と関係しているが、再結晶温度以下における温間圧延も、回復過程や不純元素の拡

散との関係で圧延速度が問題となる。積層欠陥の生成確率については、未だ十分に議論できるだけの基礎データが得られていないが、それが圧延集合組織の微小成分の相異をもたらす一因子となつていることは考えられる。

また冷間圧延集合組織は固溶元素の種類および量によつて複雑な影響をうけるが、それは固溶元素による結晶の迂り回転機構の変化よりもむしろ冷間圧延前の造塊からホットストリップまでの工程における諸問題が大きく影響している。

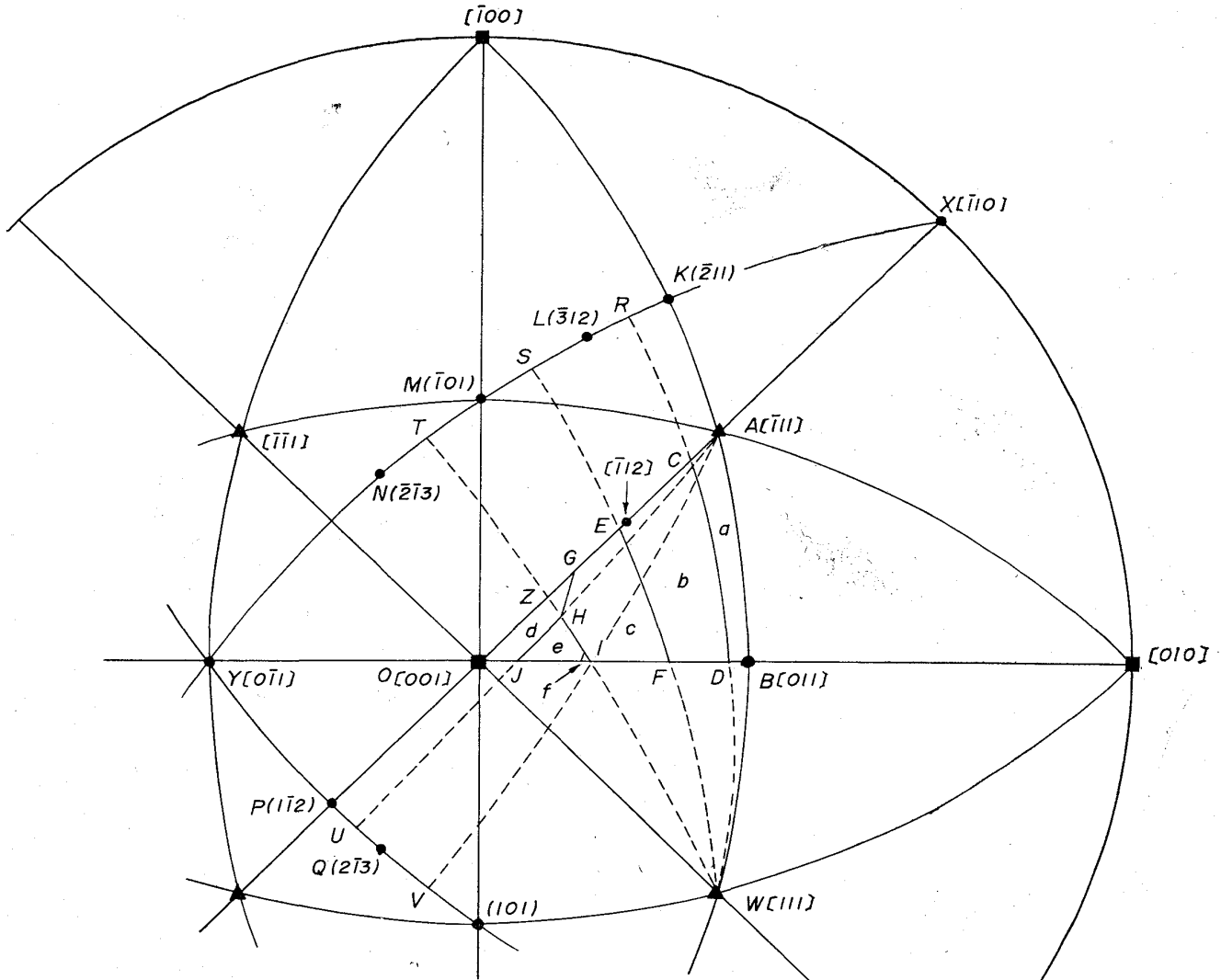
2.1 α 鉄結晶の迂り回転

α 鉄の単結晶を塑性変形させるときの一次迂り系の選択は、その迂り面が1種に限られないために簡単ではない。迂り方向は常に原子密度の最も高い軸 $\langle 111 \rangle$ であるが迂り面は確定されていない。一部の研究者は常温において迂り面が低指数面に限定されず、 $\langle 111 \rangle$ 晶帯に属するあらゆる面上で迂ることのできる、いわゆる noncrystallographic glide (または banal glide) が起こると考えており³⁾⁴⁾、また一部の研究者は迂り面が $\{110\}$, $\{112\}$, $\{123\}$ の3種に限定されると考えている⁵⁾⁶⁾。

また Andrade-Chow の法則⁹⁾は体心立方格子の金属における迂り面の種類は、変形温度 T ($^{\circ}\text{K}$) とその金属の融点 T_m ($^{\circ}\text{K}$) との比 T/T_m によつて定まることを述べているが、その法則は α 鉄結晶には適用できない。また一部の人は迂り面は $\{110\}$ のみであつて、迂り面が定まつていないように見えるのは、非常に微細な $\{110\}$ の階段によつて構成されているためであるという考え方をした¹⁰⁾が、電子顕微鏡の分解能によつてもそのような階段は認められないといわれている。このように迂り面が確定されないので α 鉄結晶の迂り回転は正確には考察できないが、ここではいくつかの仮定を設けて論ずることとする。

先ず従来最もひろく認められてきたように、常温における α 鉄結晶の迂り面が $\{110\}$, $\{112\}$, $\{123\}$ の3種に限定されると仮定して一次迂り系の選択について考えることにする。その場合、考察を簡単にするために、先ずそれら3種の面上の迂りの臨界剪断応力が等しいと仮定する。

[001]標準極点図(standard [001] projection)における[001], [011], $[\bar{1}11]$ の3極点を頂点とする直角球面三角形内の種々の方向に単軸変形(引張または圧縮)する場合に分解剪断応力の最も大きい迂り系すなわち一次迂り系を考える。そうすると第1図に示すように、この球面三角形内はa~fの6つの領域に区分され、各領域内の一次迂り系は第1図に添付した表に示すとおりである。これらの各領域の境界線の大部分は大円の弧であ



領域	一次沁り系
a	$(\bar{2}11) - [111]$
b	$(\bar{3}12) - [111]$
c	$(\bar{1}01) - [111]$
d	$(1\bar{1}2) - [\bar{1}11]$
e	$(2\bar{1}3) - [\bar{1}11]$
f	$(\bar{2}\bar{1}3) - [111]$

第 1 図 $\{110\}$, $\{112\}$, $\{123\}$ 各面上の沁りの臨界剪断応力が等しいと仮定した場合の $[001]$ - $[011]$ - $[\bar{1}11]$ 球面三角形内における単軸変形の場合の一次沁り系領域の解析図。

つて作図により容易に求められるが、c と d の境界線および e と f の境界線は球面三角法を用いて解析的に求める。また C, D, E, …… J などの各点の位置も球面三角法によつて容易に求まる。次にその要点を説明する。

ステレオ投影を行なうための参考球(reference sphere)は単位球であるとする。先ず辺 AB に近い a の領域では分解剪断応力が最大の沁り系は $(\bar{2}11)$ - $[111]$ であるが、 $(\bar{2}11)$ 極点 (K) と $(\bar{3}12)$ 極点 (L) の中間の点、すなわち大円弧 KL の中点 R と $[111]$ 極点 (W) とを通る

大円の弧 CD よりも左側の b の領域に入ると $(\bar{3}12)$ - $[111]$ が一次沁り系となる。

$$KL = 10^{\circ}54', KR = 5^{\circ}27', XK = 30^{\circ}$$

で直角球面三角形 XRC において

$$XR = XK + KR = 35^{\circ}27', \angle RXC = 35^{\circ}16'$$

$$\cos \angle RXC = \tan XR / \tan XC$$

であるから、 $XC = 41^{\circ}05'$

$$\therefore AC = XC - XA = 41^{\circ}05' - 35^{\circ}16' = 5^{\circ}49'$$

同様に球面三角法により $BD=3^{\circ}09'$ であることも容易に求まる。

同様な考え方により、 $(\bar{3}12)$ - $[111]$ 向き系が活動する b の領域は大円弧 CD と EF とによつて境され、 EF は LM の中点 S と W とを通る大円の弧である。その場合点 E が $[\bar{1}12]$ 極点のどちら側にあるかが一つの重要な問題である。球面三角法により計算すると、

$$AE = 20^{\circ}44'$$

であり、 A と $[\bar{1}12]$ の距離は $19^{\circ}28'$ であるから、点 E は $[\bar{1}12]$ よりも $1^{\circ}16'$ だけ $[001]$ に寄つた位置にある。これは後に結晶の向き回転について考察する場合に重要なことである。 $BF=11^{\circ}09'$ であることも容易に計算される。

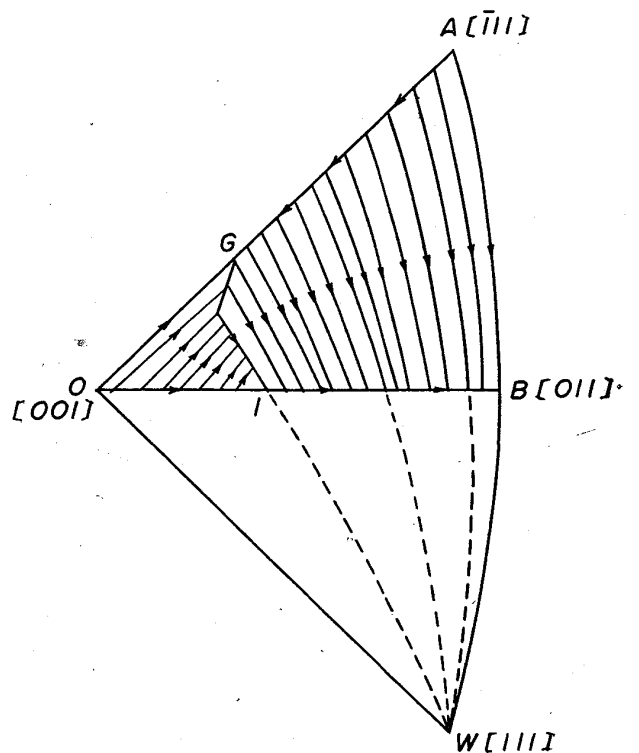
以上のように a と b の領域は容易に定められるが、 c の領域ではやや複雑な問題が入ってくる。 $[111]$ 方向の向きのみを考えれば、 $(\bar{1}01)$ - $[111]$ 向き系が活動する領域は第1図の大円弧 EF と ZI とに境された領域である。しかしその領域内で点 Z に近付くときは、 $(1\bar{1}2)$ - $[\bar{1}11]$ 向き系のほうが $(\bar{1}01)$ - $[111]$ 向き系よりも大きい分解剪断応力をもつようになる。したがつて c の領域は大円弧 EF と曲線 GH および大円弧 HI によつて境された領域となる。 $(\bar{1}01)$ - $[111]$ 向き系と $(1\bar{1}2)$ - $[\bar{1}11]$ 向き系に対する分解剪断応力が等しい点の軌跡 GH は次の二次方程式を満足する点 (α', β) の曲線である。

$$0.5443 \cos(60^{\circ} + \beta) \cos(60^{\circ} - \beta) \tan^2 \alpha' + \{0.1924 \cos(60^{\circ} + \beta) + 0.7698 \cos(60^{\circ} - \beta) - \cos \beta\} \tan \alpha' + 0.2721 = 0$$

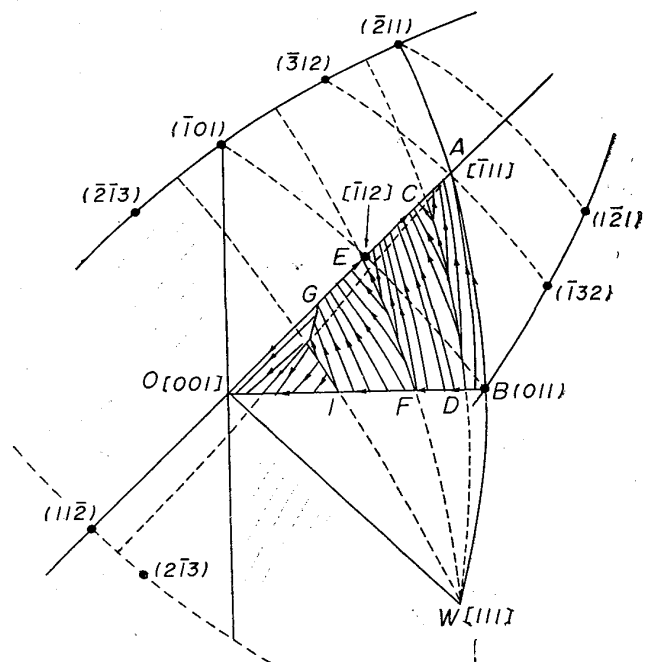
ここに曲線 GH 上の1点を G' とすれば、単位球面上において $AG' = \alpha'$ 、 $\angle OAG' = \beta$ とする。 $AG = 32^{\circ}07'$ である。 $(1\bar{1}2)$ - $[\bar{1}11]$ 向き系が活動する領域 d は、近似的に上述の曲線 GH と大円弧 JH とによつて境され、また $(2\bar{1}3)$ - $[\bar{1}11]$ 向き系が活動する領域 e は、近似的に大円弧 JH と HI とに境された領域である。点 H の近傍の問題は細かい問題であるから省略する。また e の領域の I 近傍に $(2\bar{1}3)$ - $[111]$ 向き系が活動する微小な領域 f があるが、非常に微小な面積であり、高い桁数までの計算が必要で、実際に結晶の向き回転を考えるときには無視できるので説明を省略する。

第1図の結果にしたがつて、 α 鉄結晶を直角球面三角形 ABO 内の種々の方向に引張および圧縮加工するときの向き回転の径路を図示すれば第2図および第3図のようになる。

先ず第2図に示す引張変形の場合には、領域 a, b, c の $[111]$ 方向向き系が活動する領域では、三角形内部および辺 AB 上では、結晶は $[111]$ 極点を通る大円 $[111]$



第3図 圧縮変形の場合の向き回転径路。



第2図 引張変形の場合の向き回転径路。

に向かつて回転し辺 IB 上の点に到達する。辺 AG 上では $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}1]$ 向きとが同時に活動するので、結晶は A から G に向かつて回転する。辺 IB 上では $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}1]$ 向きとが同時に活動するので、 I から B に向かつて回転する。

また領域 d, e の $[\bar{1}\bar{1}1]$ 方向向き系が活動する領域では三角形内部および辺 OG 上では、結晶は $[\bar{1}\bar{1}1]$ を通る

大円上 $[\bar{1}11]$ に向かつて回転し、境界線 GHI まで到達する。辺 OI 上では $[\bar{1}11]$ 向きと $[111]$ 向きとが同時に活動するので O から I に向かつて回転する。境界線 GHI は、 $[\bar{1}11]$ 向き回転から $[111]$ 向き回転に不連続的に変わる境界線である。

この第2図によれば、引張変形のさいの最終安定方位 (end orientation) は $[011]$ である。

圧縮変形の場合には第3図に示すように結晶の向き回転の径路はそれぞれの領域で異なる方向をとり、引張変形の場合よりも複雑である。

領域 a では $(\bar{2}11)$ 極点を通る大円上 $(\bar{2}11)$ に向かい、領域 b では $(\bar{3}12)$ 極点を通る大円上 $(\bar{3}12)$ に向かい、領域 c では $(\bar{1}01)$ 極点を通る大円上 $(\bar{1}01)$ に向かつて回転し、いずれの場合にも辺 AG に到達する。境界線 CD および EF 上ではその両側の領域の向き系が同時に活動するので、 $[111]$ 極点を通る大円 (それら境界線と一致) 上 $[111]$ から遠ざかるように回転する。

辺 AG 上において $(\bar{1}01)$ - $[111]$ 向きと (011) - $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとによる回転の平衡点は、 $(\bar{1}01)$ 極点と (011) 極点を通る大円と AG 線との交点 $[\bar{1}12]$ であるが、この $[\bar{1}12]$ は b の領域内にあり、また $(\bar{3}12)$ - $[111]$ 向きと $(\bar{1}32)$ - $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとによる回転の平衡点は $[\bar{1}11]$ (点 A) であるから、辺 AG 上では結晶は G から A に向かつて回転し、 E 、 C の2点で向き面を変えるが連続的に向き回転して A に到達する。 A すなわち $[\bar{1}11]$ に達すると3つの $\{211\}$ - $\langle 111 \rangle$ 向き系による向き回転が平衡して安定化する。

辺 BI 上では $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとが同時に活動し結晶は B から I に向かつて回転するが、上述の辺 AG がそれよりもわずかでも圧縮軸がはずれると向き回転はそれを引きもどすように作用する安定径路であるのに対して、辺 BI はそれよりもわずかでも圧縮軸がはずれると向き回転によつてますます離れてゆくような不安定径路である。

領域 d では $(1\bar{1}2)$ 極点を通る大円上 $(1\bar{1}2)$ に向かい、領域 e では $(2\bar{1}3)$ 極点を通る大円上 $(2\bar{1}3)$ に向かつて回転する。辺 IO は $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとが同時に活動し I から O に向かつて回転する安定径路である。

以上述べたように、 α 鉄結晶を圧縮変形させるときの最終安定方位には $[\bar{1}11]$ と $[001]$ の2種が存在する。

上述の結果は α 鉄結晶の向き面が $\{110\}$ 、 $\{112\}$ 、 $\{123\}$ に限定されそれらの面上の向きの臨界剪断応力が等しいと仮定して得られたもので、同様な結果は *A. J. OPINSKY, R. SMOLUCHOWSKI*¹¹⁾ によつても求められている。

向き面が $\{110\}$ 、 $\{112\}$ 、 $\{123\}$ に限定されるが、それ

らの向き面上での臨界剪断応力が異なると仮定するときには最終結論に著しい相異がもたらされることがある。

たとえば $\{110\}$ 向きの臨界剪断応力 $\sigma_{CC(110)}$ が $\{112\}$ 、 $\{123\}$ 向きの臨界剪断応力 $\sigma_{CC(112)}$ 、 $\sigma_{CC(123)}$ よりも約 2.7% 以上小さいときは、第1図の点 E が $[\bar{1}12]$ よりも A 側に存在するようになり、 c の領域は拡がり、圧縮変形の場合に $(\bar{1}01)$ - $[111]$ 向きと (011) - $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとの回転の平衡点 $[\bar{1}12]$ が一つの最終安定方位として加わってくる。*A. J. OPINSKY, R. SMOLUCHOWSKI*¹¹⁾ によれば、常温の α 鉄結晶において

$$\sigma_{CC(123)}/\sigma_{CC(110)}=1.07, \sigma_{CC(123)}/\sigma_{CC(112)}=0.99 (\approx 1)$$

であり、その場合には各一次向き系領域は第4図に示すようになる¹²⁾。また *COX, HORNE, MEHL*⁴⁾ によれば α 鉄結晶は低温では $\{110\}$ 向きが優先する傾向があり、低温では c の領域はさらに拡がる。

Banal glide すなわち向き面が確定せず、 $\langle 111 \rangle$ 晶帯に属するあらゆる面上において均等に向きが起きると仮定するときは、前述の a 、 b 、 c の領域の区別はなく連続的となり、また一方 d 、 e の領域も区別なく連続的となる。それらの間の境界すなわち $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとの境界線は第5図の G_0I_0 線となる。ここに

$$AG_0=32^\circ 14', BI_0=30^\circ$$

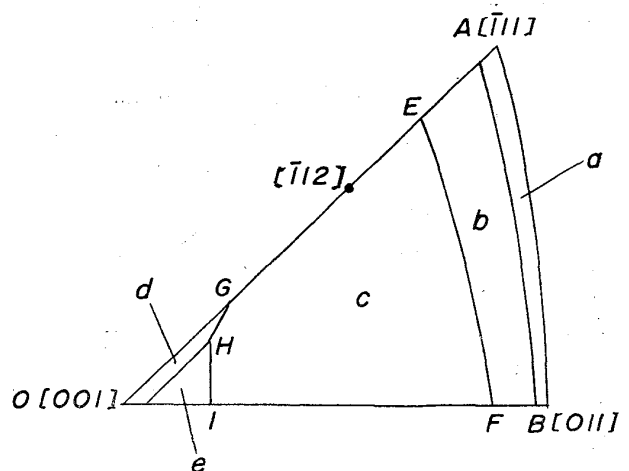
で曲線 G_0I_0 上の1点を H_0 とし、

$$AH_0=\alpha, \angle G_0AH_0=\beta \text{ とすれば}$$

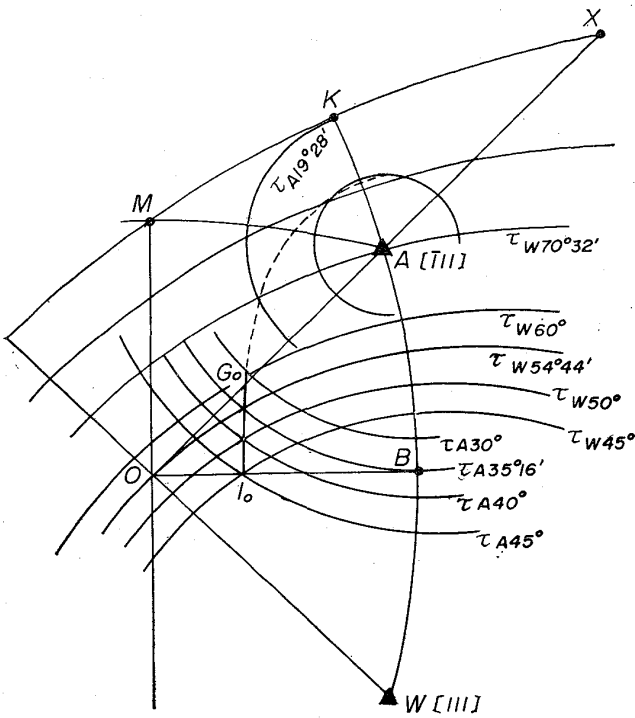
$$1=0.3333 \cot \alpha + 0.4714 \cos \beta + 0.8165 \sin \beta$$

の式によつて G_0I_0 線が定められる。第5図中には $[111]$ 向きと $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ 向きとに対する分解剪断応力 τ_A と τ_W が一定の小円をいくつか示してあるが、 G_0I_0 線は $\tau_A=\tau_W$ を満足する曲線として作図される。

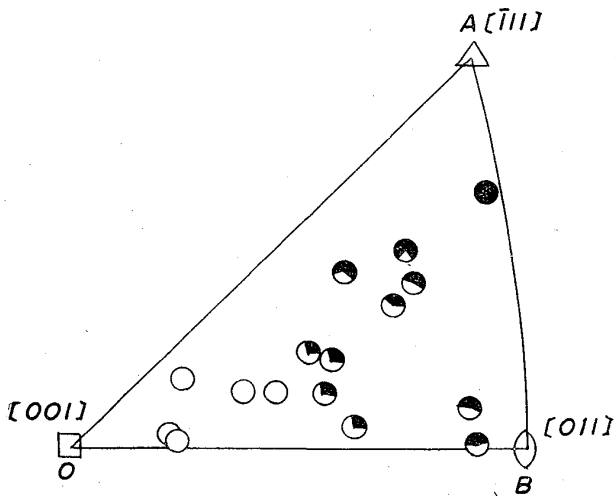
この場合の結晶の向き回転の径路は、領域 AG_0I_0B 内



第4図 $\sigma_{CC(123)}/\sigma_{CC(110)}=1.07, \sigma_{CC(123)}/\sigma_{CC(112)}=0.99$ とした場合の一次向き領域。
(*E. A. CALNAN, C. J. B. CLEWS*¹²⁾)



第5図 Banal glide の場合の $\bar{1}11$ 向きと 111 向きとの境界線 G_0I_0 .



第6図 α 鉄単結晶を種々の方向に圧縮変形するときの最終安定方位, ○は 001 , ●は $\bar{1}11$, ◐はその面積比に等しい割合で 001 と $\bar{1}11$ の混合. (C. S. BARRETT¹³⁾)

では 111 を通る大円上, 領域 $G_0O I_0$ 内では $\bar{1}11$ を通る大円上で, 引張の場合にはそれぞれ 111 , $\bar{1}11$ に近付き, 圧縮の場合にはそれぞれ 111 , $\bar{1}11$ より遠ざかる. すなわち, 引張と圧縮のさいの向き回転は可逆的である. それに対して前述の第2, 3図の場合は引張と圧縮に対し非可逆的に向き回転する.

以上述べたように α 鉄結晶を単軸変形させるときの向き回転は, 向き系およびその臨界剪断応力の大きさにつ

いての仮定いかんによつて異なる. しかしいずれの仮定によつても引張変形の場合の最終安定方位は 011 となる. またいずれの仮定によつても圧縮変形の場合の最終安定方位として 001 と $\bar{1}11$ の2方位はかならず存在し, 110 向きの臨界剪断応力が小さいときは $\bar{1}12$ 方位が出現する.

C. S. BARRETT¹³⁾は α 鉄単結晶の圧縮変形 (compression rolling) 後の結晶方位について実験を行ない第6図のような結果を示している. 図中白丸は圧縮変形後 001 , 黒丸は圧縮変形後 $\bar{1}11$ の最終安定方位に到達することを示し, 黑白混合しているのはそれらの面積比に等しい割合でマクロ変形帯の形成により $\bar{1}11$ と 001 の2方位に分裂することを示す. この実験の結果は前述の第1~4図のGHI線よりもはるかにABに近い領域まで圧縮により 001 方位成分が発達することを示しており, それは実際の結晶の変形が複雑な成分を含み, 一次向き系以外の向き系が動作するためである.

圧延の場合については, すべての向き系に作用する分解剪断応力を計算し向き回転経路を定める計算は未完成であるが, 上述の単軸変形の場合の向き回転の考え方を拡張して, 圧延の場合の最終安定方位として

$$(100)[011] \leftrightarrow (21\bar{1})[011], (111)[01\bar{1}] \leftrightarrow (111)[11\bar{2}]$$

などの方位が出現することは容易に推論される.

しかし実際には向き回転だけでは説明できない結晶方位変化が含まれ, それは変形帯と関係している. また圧延加工では材料の中心層から表面にわたつて塑性流れの状態が連続的に変化しており, そのために生ずる不均質集合組織を解析することは非常に複雑である.

2.2 α 鉄結晶の圧延集合組織

1941年に C. S. BARRETT, L. H. LEVENSON¹⁴⁾は純鉄単結晶を26種の方位に冷間圧延する場合の結晶方位の変化について実験した. その結果を第1表に示すが, 最終方位は第2表のA~Fの6つの方位に分けて指数表示している. 第2表のA, B, C, Dはそれぞれ独立した最終方位ではなくデータの整理上区別したのにすぎない. 実際の単結晶の冷間圧延方位はAからDに至る方位範囲 (圧延方向に平行な 110 軸に関して $\pm 35^\circ 16'$ 回転した範囲) を連続的にカバーしており, A~Dは1つの連続した方位群である. またE, Fも1つの連続した方位群である.

第2表の6種の方位を(200)および(110)極点図上に示すと第7図(a)および(b)のようになる. これらの図に示す各極点は, α 鉄多結晶体の冷間圧延集合組織の(200)および(110)極点図の集積中心とよく一致することから, 多結晶体の冷間圧延集合組織は近似的にそれを

第 1 表 α 鉄単結晶を種々の方位に冷間圧延する場合の最終方位。
種別 1, 2, 3 にそれぞれ最終方位が 1 個, 2 個, 3 個以上あることを示す。
(C. S. BARRETT, L. H. LEVENSON¹⁾)

単結晶番号	圧板延前の厚 (mm)	圧延率 (%)	圧延前の方位						圧延後の方位						種別	最終方位の指数表示
			板法線の各軸からの角			圧延方向の各軸からの角			板法線の各軸からの角			圧延方向の各軸からの角				
			[100]	[110]	[111]	[100]	[110]	[111]	[100]	[110]	[111]	[100]	[110]	[111]		
1	2.54	88	7.5°	38.5°	47°	44.5°	2°	33.5	14.5°	36°	40°	41.5°	3.5°	35°	1	($\bar{1}15$)[110]
2	〃	87	6.5	39	49	2	43	54							3	
3	1.83	88	5.5	40.5	50	26.5	19	40	13	33.5	43	43.5	4.5	31	1	($\bar{1}15$)[110]
4	〃	89	3	42.5	52.5	18.5	26.5	43	15.5	35.5	39.5	42	3.5	34	1	($\bar{1}15$)[110]
5	3.12	〃	41	4.5	33.5	3	42	52.5	49	29.5	6.5	41.5	27.5	13.5	2	{111}<112>
6	〃	88	41.5	4.5	33	41.5	3.5	35.5							3	
7	〃	90	42.5	4	33	52.5	31	4	32	26	23	45	5	30	1	($\bar{1}12$)[110]
8	〃	〃	42.5	4	33	35.5	26	20	32.5	29.5	22.5	42	3.5	35	1	($\bar{1}12$)[110]
9	5.69	91	47.5	29.5	8	45	4	31.5	37	28	18	45	3	32.5	1	($\bar{1}12$)[110]
10	〃	97	46.5	29	8.5	33	29.5	22.5							3	{111}<112>
11	3.86	94	42	22	16	49	32	6	39.5	30	15	41.5	6	31.5	1	($\bar{1}12$)[110]
12	〃	96	42.5	28	13	42.5	2.5	34.5	43	27	12.5	42	8.5	28	1	($\bar{1}12$)[110]
13	〃	94	42	29.5	13.5	49	32	5.5	49.5	33	5	35.5	16	26	1	($\bar{1}11$)[110]
14	9.55	92	18.5	26.5	41	2	43	53.5							3	
15	〃	〃	19	25.5	41.5	19	26	42							3	
16	〃	95	18.5	27	41	43.5	11.5	25	22.5	33	32.5	42.5	2.5	34.5	1	($\bar{1}13$)[110]
17	0.89	82	29.5	15.5	35.5	42	29.5	13	15	35.5	39	43.5	1.5	34.5	1	($\bar{1}15$)[110]
18	0.81	82	30.5	27	25	30.5	24.5	25.5	19.5	32.5	35.5	39	6.5	33	1	($\bar{1}15$)[110]
19	0.79	87	34	18.5	25.5	44.5	26	12	2	43	52.5	41	4.5	33.5	1	(001)[110]
20	0.86	83	12	33	46.5	37.5	10.5	29	1.5	43.5	54	43.5	1.5	35	1	(001)[110]
21	0.94	92	18.5	27	40.5	18	27	43.5	4	42	51	35.5	9.5	35	2	(001)[110]
22	0.97	63	38.5	16	23.5	37.5	28	17.5	42.5	22.5	15.5	38	23	18	1	
23	0.91	83	31	14	37.5	31	14	37.5							3	
24	0.91	86	31.5	14	34	40.5	27.5	14.5							3	
25	2.31	28	51	29	6.5	39.5	6	33.5	43	24.5	14	45.5	10	25.5	1	($\bar{1}12$)[110]
26	2.90	88	52.5	33	3	34.5	30.5	20							3	{111}<112>

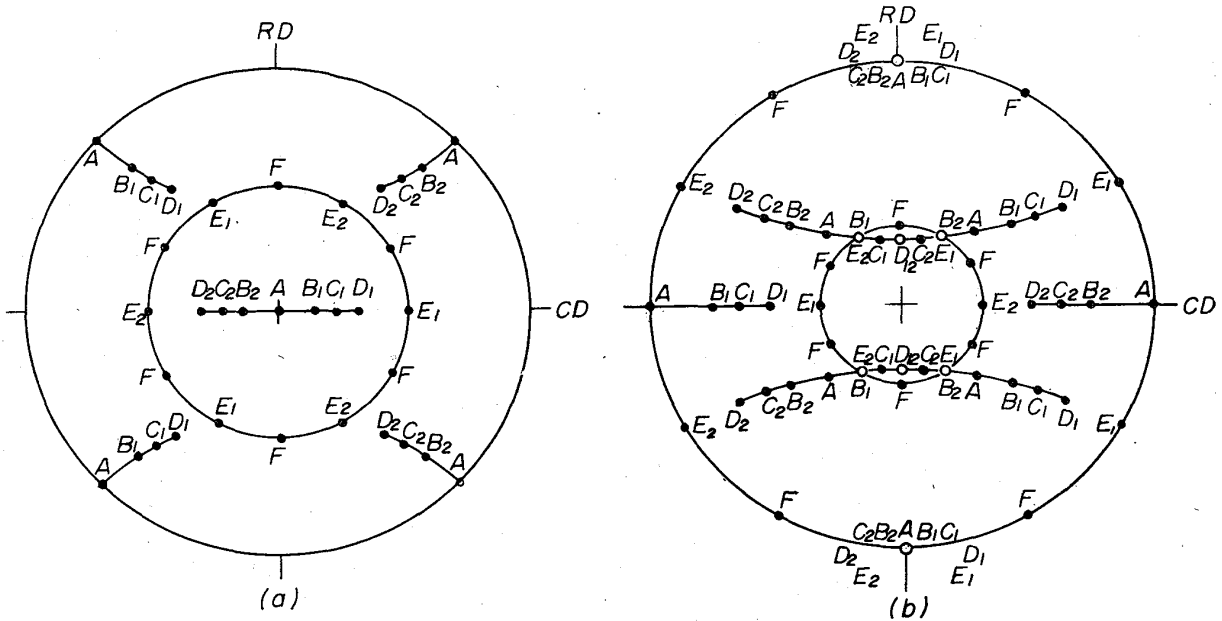
構成する個々の結晶粒の冷間圧延方位の集まりとして説明される。その場合第 7 図 (b) の (110) 極点図において、中心から角度 30°~35°16' だけ圧延方向へ傾いた位置と圧延方向とは、多数の方位の {110} 極点が集中し、それらの極点密度分布の重なり合いによつてとくに強い集積を示すことになる。

BARRETT, LEVENSON の実験結果は多数の結晶方位について実験しているが、それらの冷間圧延後の集合組織のすべてを極点図表示としていないために詳しい考察を行なうことは困難である。

1955年に P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾ は 3.25% Si,

0.004% C, 0.035% Mn, 0.010% S 珪素鉄単結晶を 9 種の方位に約 70% の冷間圧延を行ない、それらの (110) 極点図を測定した。その冷間圧延方位は第 3 表に示す。

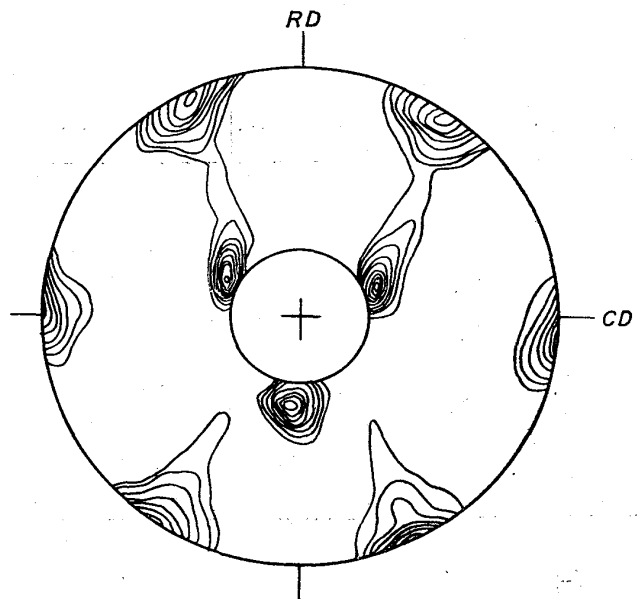
また試料 P-5, P-6, P-7 の (110) 極点図を第 8, 9, 10 図に示す。第 8~10 図を比較すると、冷間圧延集合組織の極点密度分布の分散は P-5 が最も大きく P-7 が最も小さい。それらを焼鈍するときは、分散が最も大きい P-5 が一次再結晶速度最大で、分散が最も小さい P-7 では一次再結晶を起こし難い。このような傾向はかなり一般的なものであるが、分散の大きさだけでなく、顕微鏡組織における 1 μ のケタの微小範囲内での方位



第7図 第2表の6種の冷間圧延方位の(200)(a)および(110)(b)極点図.

第2表 α 鉄結晶の冷間圧延方位.

記号	結晶方位	方位群
A	(001)[110]	I
B	B ₁ ($\bar{1}15$)[110]	
	B ₂ ($1\bar{1}5$)[110]	
C	C ₁ ($\bar{1}13$)[110]	
	C ₂ ($1\bar{1}3$)[110]	
D	D ₁ ($\bar{1}12$)[110]	
	D ₂ ($1\bar{1}2$)[110]	
E	E ₁ ($\bar{1}11$)[110]	II
	E ₂ ($1\bar{1}1$)[110]	
F	F ₁ (111)[11 $\bar{2}$]	
	F ₂ ($11\bar{1}$)[112]	



第8図 第3表の試料P-5の(110)極点図:
(P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾)

変化の勾配が重要な意味をもっており、それは後に述べる再結晶集合組織の成因を考察する上に重要なことである。

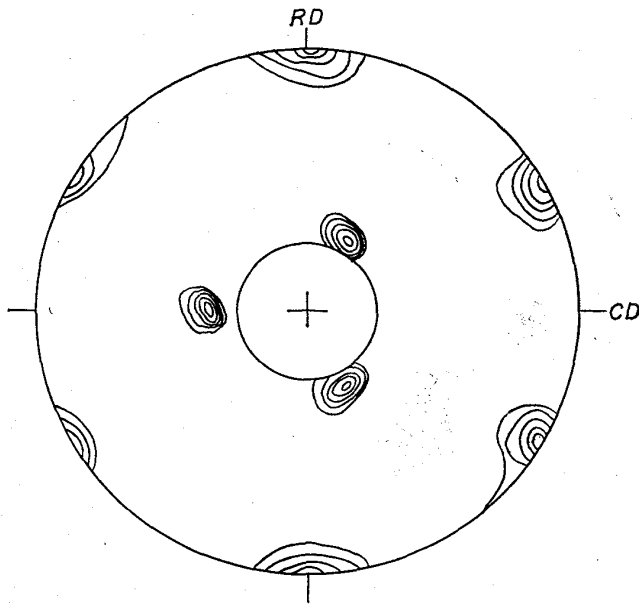
J. L. WALTER, W. R. HIBBARD, Hsun HU¹⁴⁾ は珪素鉄単結晶を (100)[001], (120)[001] の各方位に冷間圧延する場合の集合組織について研究したが、それらの結果も第3表中に示してある。(100)[001]方位に冷間圧延するときは結晶はマクロ変形帯の形成により分裂し、[100]軸に関してそれぞれ+および-の向きに回転して圧延率が高くなるに従つて(100)[011]方位に近付くが、初期方位が(100)[001]よりもわずかに偏倚しているときは+または-のいずれか一方に偏して回転し非対称な冷間

圧延集合組織が形成させる。

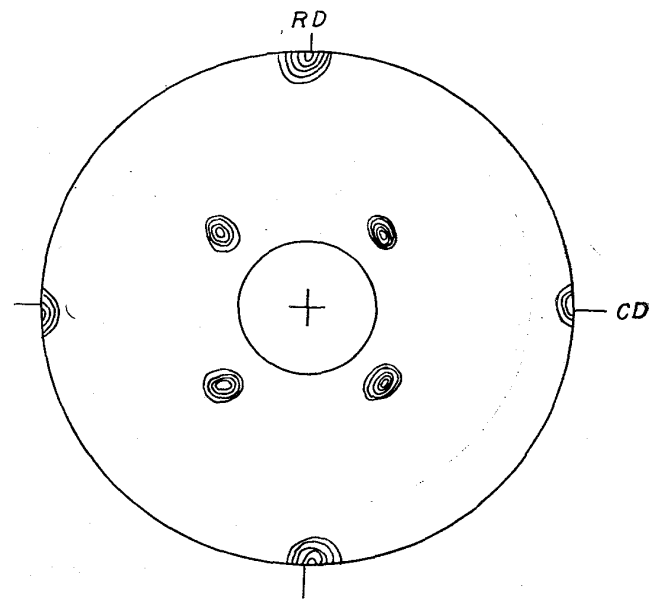
H. HU, R. S. CLINE¹⁵⁾は 2% Al-Fe 合金単結晶について冷間圧延集合組織を研究しているが、純鉄および珪素鉄の場合と同様である。

2.3 α 鉄多結晶体の圧延集合組織

低炭素鋼、珪素鉄などの α 鉄多結晶体の冷間圧延集合組織については、1920年代以降 F. WEVER のX線極点図法(X線写真法)によつて多くの研究が行なわれ、それらの結果については C. S. BARRETT¹⁶⁾, G. WASSERMANN, J. GREWEN¹⁷⁾の著書に総められている。X線写真法では回折X線強度レベルのとり方、吸収補正の方法



第 9 図 第 3 表の試料 P-6 の (110) 極点図.
(P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾)



第 10 図 第 3 表の試料 P-7 の (110) 極点図.
(P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾)

第 3 表 珪素鉄単結晶の冷間圧延方位. (P. K. KOH, C. G. DUNN²⁾, H. HU¹⁴⁾)

記号	Si(%)	圧延率(%)	初期方位	冷間圧延方位	再結晶速度	研究者
P-1	3.25	70	(335)[556]	(111)[112]	大	P. K. KOH, C. G. DUNN ²⁾
P-2			(335)[110]	(335)[110]	小	
P-3			(112)[111]	(111)[112] + (001)[110]	大	
P-4			(112)[110]	(112)[110]	小	
P-5			(111)[112]	(111)[112]	大	
P-6			(111)[110]	(111)[110]	大	
P-7			(113)[332]	(001)[110]	非常に小	
P-8			(114)[110]	(114)[110]	非常に小	
P-9			(1, 1, 16)[881]	(001)[110]	小	
H-1	3	70	(120)[001]	(132)[112] + (132)[112]	大	H. HU ¹⁴⁾
H-2			(110)[001]	[001]に関して回転	中	
G-1	3	70	(110)[001]	(111)[112] + (111)[112]	大	

などが研究者によつて異なり、それらの結果の定量的比較は困難であるがそれらの極点図におけるいくつかの優先結晶方位の相対量が相異している原因の一つとして、冷間圧延前のホットストリップがすでに保有している集合組織の影響があることは考えられていた。X線写真法による (110) あるいは (200) 極点図の測定結果から鉄多結晶体の冷間圧延集合組織には、

I. (100)[011] 方位から、それを [011] 軸 (圧延方向) に関して正、負の向きに回転して {211}[011] 方位に至る方位群と、

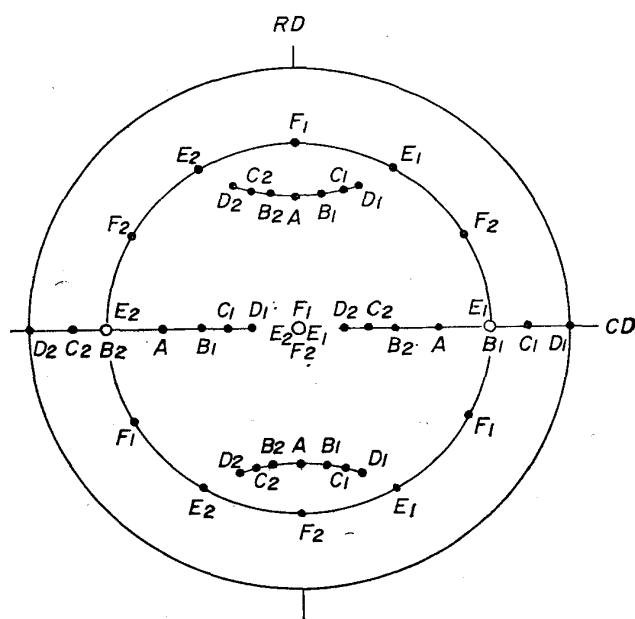
II. {111} が圧延面に平行で、圧延方向に <112> およ

び <110> を平行とする方位に集積した方位群の 2 種の優先結晶方位群が含まれることが明らかにされ、それは第 1 表および第 2 表に示した BARRETT, LEVENSON の純鉄単結晶に関する実験結果によつても確立された。最近低炭素鋼冷間圧延板の極点図を X 線ディフラクトメーターを用いて定量的に測定した結果から、上述のような優先結晶方位群とは異なる表現が提案されている。^{18)~20)} それはとくに (110) 極点図における強度分布から、冷間圧延集合組織を 2 種の繊維組織 (fiber texture) の組み合わせとして説明するものである。それらの繊維組織はもちろん線引き材において見られるような完全な

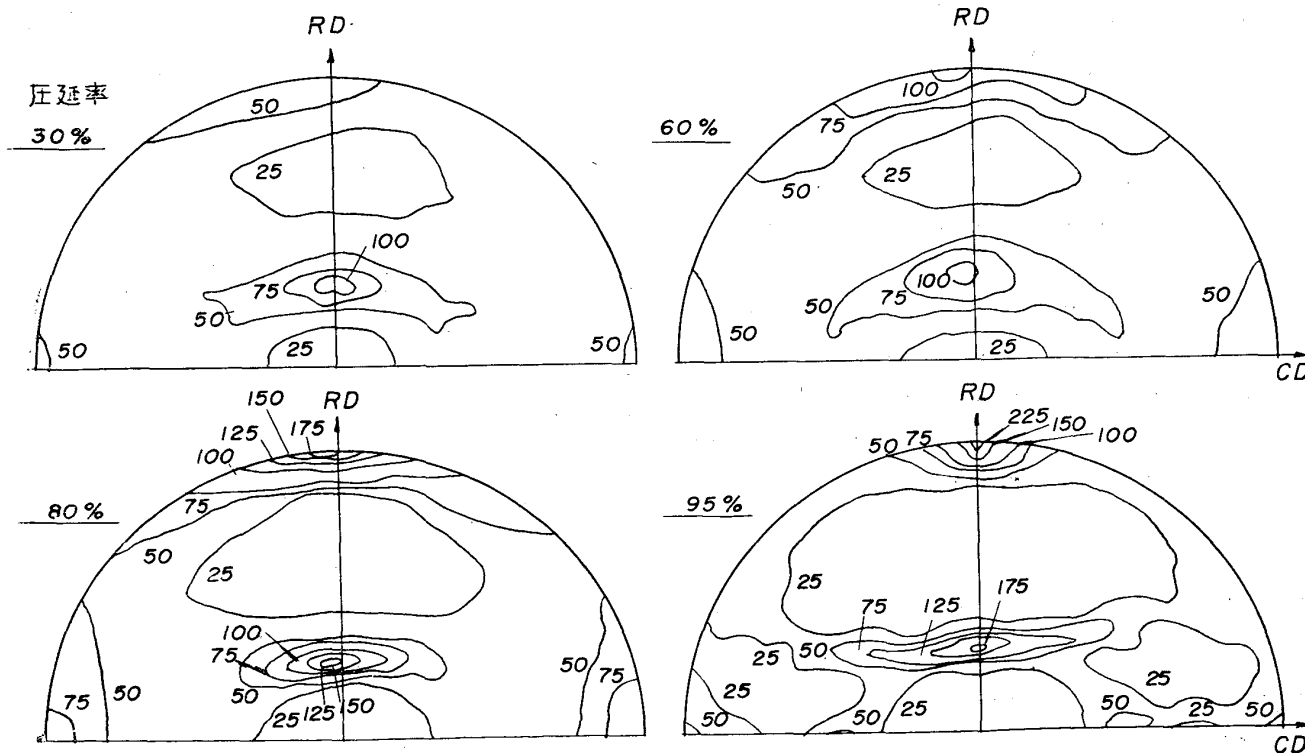
繊維組織ではなく、繊維軸に関する回転分散強度分布が不均等なものである。それらの繊維組織のうちの1つは明らかに前述のⅠの方位群に一致するものであるが、他の1つは板法線から圧延方向に約 35° 傾いた<110>軸を繊維軸とするものとし、それは(110)極点図においてその位置でとくに強度が著しく高いという測定結果によつてゐる。しかしその表現は再考慮を要する。冷間圧延集合組織においていくつかの優先結晶方位が存在するとき極点図上においてそれらの極点が接近(あるいは一致することもある)して位置している領域には、それらの方位からの分散強度分布の重なり合う点において疑似ピークが出現するが、それは実在する優先結晶方位とは区別する必要がある。前述のようなⅠとⅡの方位群が存在するときは、極点図上において各方位群からの分散強度分布の重合点に疑似ピークを生ずることがある。HAESSNER, WEIK¹⁸⁾による板法線から約 35° 傾いた<110>繊維組織は第7図(b)によつて明らかなように、そのような重合点における疑似ピークをとくに注目した近似的表現であつて、正確には前述のⅠおよびⅡの方位群による表現が適当なように思われる。第7図(a)に示したように(200)極点図ではそのような疑似ピークの出現の可能性が少ないので、優先方位の確定には(200)極点図がよい。最近 Mo-K α 特性X線により(222)極点図を測定することも多くなつたので、第11図に A~F の各方位の

(222)極点図を示したがこの場合にも疑似ピークがある。

圧延率が低いとき(約80%以下)は前述のような最終安定方位群に到達しない方位変化の過程にある種々の方位から集積度の弱い集合組織が得られ、極点図から推定される優先結晶方位はホットストリップが保有する集合組織に影響される。一例として HAESSNER, WEIK¹⁸⁾によるカーボニル鉄の種々の圧延率における(110)極点図を



第11図 第2表の6種の冷間圧延方位の(222)極点図



第12図 カーボニル鉄冷間圧延板の(110)極点図。(F. HAESSNER, H. WEIK¹⁸⁾)

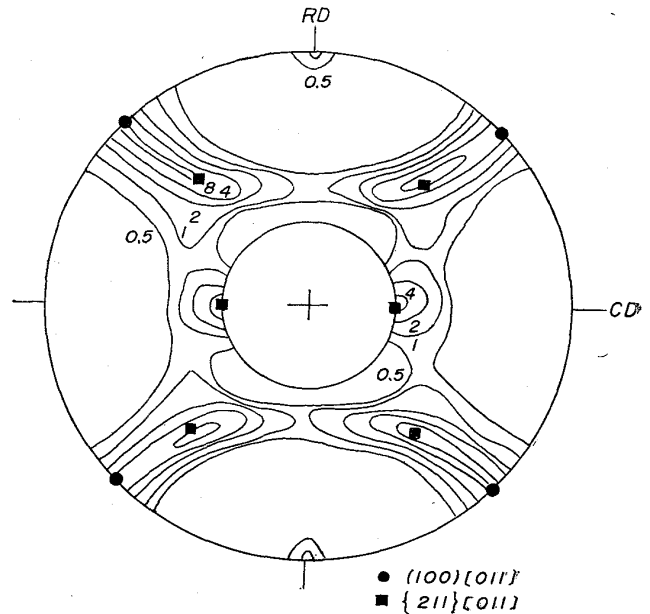
第12図に示すが、圧延率が低い範囲では上述の板法線から圧延方向に約 35° 傾いた位置の重合点での集積が早期に顕著になる。

1940年代までの知識によれば、低炭素鋼のホットストリップの集合組織は γ - α 変態の存在のために優先方位への集積度は弱く、1937年の M. GENSAMER, P. A. VUKMANIC²¹⁾ の実験結果に見られるようにほとんど不規則に近いもので、その後の冷間圧延により発達する集合組織にはあまり影響しないという意見が多かった。しかし R. L. WHITELEY, D. E. WISE²²⁾ などの最近の研究によれば、熱間圧延終了温度、巻きとり温度などの条件の相異によつてホットストリップの集合組織は変わり、そのため冷間圧延集合組織内の各優先方位成分の含有率も異なつてくることが明らかになった。さらにその再結晶集合組織は不純物の存在状態の熱間加工条件による変化の影響も加わつて顕著に相異してくるが、それについては 3・4 において考察する。R 値が高くその面内異方性 $\Delta R/R$ の小さい $(111)[\bar{1}10] + (111)[11\bar{2}]$ 優先方位群を多量に含む低炭素鋼板は、

- (1) 十分に高い圧延速度で熱間圧延し、
- (2) 熱間圧延終了温度は 850°C 以上なるべく高くとつて急冷し、
- (3) 600°C 以下の温度で巻きとり、
- (4) 圧延率 60~70% の冷間圧延を行ない、
- (5) 最終焼鈍における加熱速度は十分に小さく (20°C/hr 以下、または二段焼鈍) する。

ことによつて製造される。

E. B. KULA, S. L. LOPATA²³⁾ は $0.385\%C$, $1.75\%Ni$, $0.81\%Cr$, $0.28\%Si$, $0.23\%Mo$, $0.62\%Mn$ の 4340鋼の熱間圧延板 (843°C で 72% 圧延後水中に急冷) の (110) および (200) 極点図を測定しており、かなり顕著な集積を示すことを認めたが、その優先結晶方位はオーステナイトの面心立方格子の圧延集合組織から Kurdjumov-Sachs 方位関係によつて与えられるものらしい。久保寺, 中岡, 長嶺²⁴⁾ は低炭素鋼板の熱間圧延工程中の集合組織の発達過程について研究したが、熱間圧延板の板厚中心部の優先方位は $(100)[011] + (110)[\bar{1}10]$ であると結論している。著者らが 3% Si-Fe 単結晶について実験した結果によると $(110)[\bar{1}10]$ 方位へ冷間圧延するとき結晶は巾方向に著しく拡がり、冷間圧延集合組織の優先方位は $(111)[\bar{1}10] + (11\bar{1})[\bar{1}10]$ となる。(東洋レーヨン科学振興会, 第 4 回事業報告書一昭 38, p. 137) 従つて上述の熱間圧延板に含まれる $(110)[\bar{1}10]$ は、冷間圧延集合組織内の $\{111\}[\bar{1}10]$ 成分をもたらしものと考えられ



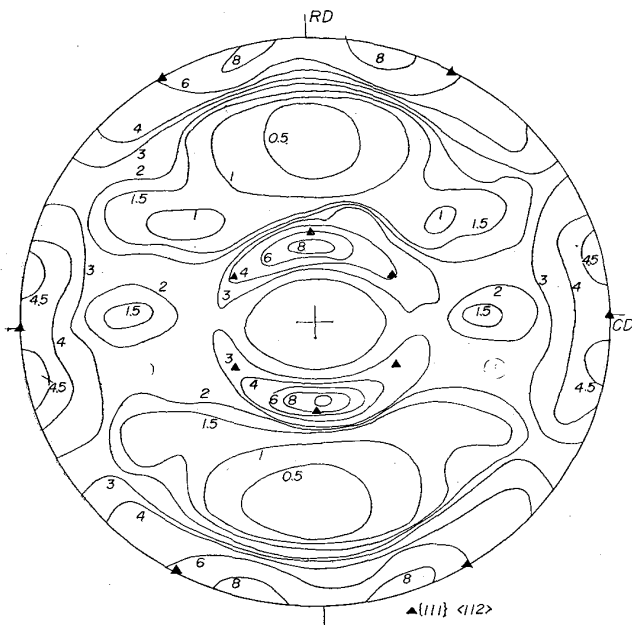
第13図 3% Si-Fe 合金冷間圧延板の (200) 極点図
圧延率 72%。(J. E. MAY, D. TURNBULL²⁵⁾)

る。

冷間圧延した 3% Si 珪素鉄板の集合組織についての最近の研究には方向性珪素鋼帯の製造に関係したものが多し。Goss process における第 1 回冷間圧延 (圧延率 72%) 後の集合組織は J. E. MAY, D. TURNBULL²⁵⁾ によつて測定された第13図の (200) 極点図に示すように、主として $(100)[011]$ 方位から $\{211\}[011]$ 方位に至る方位群 I より成り、そのほかに弱い $\{111\}$ (圧延面) の方位群 II と $[001]$ (圧延方向) の微小成分が含まれている。 $[001]$ (圧延方向) の微小成分は検出できない場合も多い。第 1 回冷間圧延後は $\{211\}[011]$ 方位が $(100)[011]$ 方位よりも強い集積を示すことが多く、それは冷間圧延前のホットストリップのもつ集合組織と関係しているらしい²⁶⁾²⁷⁾。

Goss process の第 2 回冷間圧延 (圧延率約 50%) 後の集合組織は、中間焼鈍 ($850^\circ\text{C} \sim 1000^\circ\text{C}$, 短時間) 後の再結晶集合組織が材料の組成、熱間圧延条件、熱処理いかんによつて大巾に相異なるために一定してはいないが、主要な優先結晶方位は $(111)[11\bar{2}] + (11\bar{1})[112]$ であることはすべての場合に共通している²⁵⁾²⁷⁾²⁸⁾。第14図は 3.46% Si, $0.08\%Mn$, $0.015\%S$, $0.026\%C$ の組成の珪素鋼帯に第 1 回冷間圧延 70%, 中間焼鈍 $1000^\circ\text{C} \times 5\text{min}$, 第 2 回冷間圧延 50% を施した板厚 0.30mm の冷間圧延板の (110) 極点図の例²⁷⁾である。

著者ら²⁹⁾は大気中で溶製した γ -loop 型の α 鉄合金 6 種 Fe-Al, Fe-Si, Fe-Ti, Fe-V, Fe-Cr, Fe-Mo の冷間圧延集合組織について研究し、Fe-Al, Fe-V 合金では $(100)[011]$ 方位への集積が比較的強いことを認めた。置



第14図 3.46% Si-Fe 合金の Goss 工程における
第2回圧延(圧延率50%)後の(110)極点図²⁷⁾。

換型合金元素が冷間圧延集合組織に与える影響は、 α 鉄結晶の回り回転に及ぼす合金元素の影響のほかに、 α - γ 変態の有無による熱間加工後の集合組織の相異、熱間加工中における酸化物、窒化物、炭化物などの不純物相による粒界移動阻止効果の相異が関係しているようである。

3. 再結晶集合組織 (recrystallization texture)

α 鉄多結晶冷間圧延板の再結晶集合組織は、その matrix としての冷間圧延集合組織のほかに、その冷間圧延集合組織を形成させるためにとつた圧延工程、固溶元素の種類および量、第2相の種類、量および状態(それらと関連して焼鈍のさいの昇温速度や雰囲気)などの諸因子によつて定まる。それらの因子のなかで最も支配的な因子は matrix としての冷間圧延集合組織である。

3.1 に述べるように、 α 鉄単結晶に関する多くの研究の結果、再結晶集合組織の優先結晶方位の多くは冷間圧延集合組織の優先結晶方位と $\langle 110 \rangle$ 軸に関する $25 \sim 36^\circ$ の角度範囲内の回転関係にあることが知られている。そのような定まった結晶方位関係が存在する理由については大別して

- (1) oriented growth 説
 - (2) oriented nucleation 説
 - (3) oriented nucleation and growth selectivity 説
- の三つの説がある。

(1)の説は、再結晶核の結晶方位はほとんど不規則であるが、そのなかで deformed matrix の結晶方位に対して $\langle 110 \rangle$ 軸に関する $25 \sim 36^\circ$ の回転関係にある方位をもつ核の成長速度が最大であるために、その方位を優先方位とする再結晶集合組織が発達すると考えるものである。この説は最初 P. A. BECK, Hsun Hu³⁰⁾ が圧縮変形した Al (面心立方格子) 単結晶の再結晶集合組織を説明するために提議したものである。

(2)の説は、再結晶核自体が一定の結晶方位をもち、それが再結晶集合組織の優先方位となるという考えであるが、その一定方位の再結晶核のみが選択的に生ずる原因については確実な論拠はない。一つの考え方は deformed matrix 中で最も格子歪(転位密度)の高い領域が早期に格子歪を解消して再結晶核となると考える high energy block 説で、もう一つの考え方は deformed matrix の中で最も格子歪の少ない領域がそのまま核となると考える low energy block 説^{*}で、いずれの考えでもそのような領域が或る定まった範囲の結晶方位をもつてしているとす。high energy block 説を最近の subgrain coalescence³¹⁾³²⁾による再結晶核の生成過程の実験事実と結合して考えると、転位密度の最も高い領域において最も急速に deformed matrix と大傾角境界をもつ核が生成され、またそれが最も大きな速度で成長するという過程が考えられる。その場合に oriented growth 説の立場では subgrain coalescence により生ずる核の方位は不規則と考えるが、oriented nucleation 説の立場からはそれが或る一定範囲の方位をもつと考える。

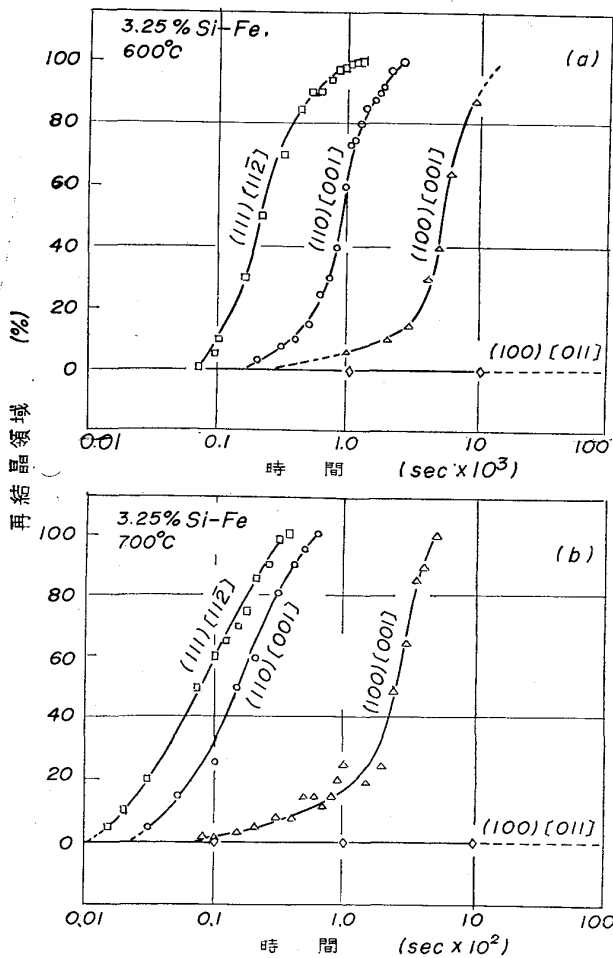
たとえば 3.3 で述べるように、 $(111)[11\bar{2}]$ 、 $(11\bar{1})[112]$ の2つの等価な優先結晶方位をもつ deformed matrix からは $[1\bar{1}0]$ 軸に関する約 35° の回転関係にある $(110)[001]$ 方位の再結晶粒が発達するが、oriented growth 説では、その2つの等価な方位の deformed matrix に対して共通に成長速度の最も大きい $(110)[001]$ 方位の核が優先成長したものとして説明するのに対し、oriented nucleation 説では、 $(111)[11\bar{2}]$ の領域と $(11\bar{1})[112]$ の領域との境界に存在する subgrain 群の coalescence の過程が対称的に進行することによつて $(110)[001]$ 方位の核が高い確率で生ずると説明する。しかし一次再結晶における最終過程として優先方位をもつ再結晶粒の成長速度が大きいことは、再結晶集合組織を形成するための必要条件であるから、C. G. DUNN, P. K. Koh³³⁾ は2つの説を結合した(3)の説を提議している。これらの問題に

* strain-induced grain boundary migrationによる核の発生もこれに含む。

については、さらに 3.3 において論ずる。

2.2 および 2.3 に述べたように、 α 鉄多結晶の冷間圧延集合組織には 2 種の方位群 I, II が含まれている。それらの 2 種の方位群の再結晶速度が異なることは、第 3 表に示した DUNN らの実験結果にも示されているが、W. R. HIBBARD, W. R. TULLY³⁴⁾はその kinetics について実験を行なった。その結果は第 15 図 (a) (b) に示す。

第 15 図は 3.25% Si 珪素鉄単結晶を图中に示す (100) [011], (100) [001], (110) [001], (111) [112] の各方位に一方の向きに約 80% 冷間圧延を行なった後 (冷間圧延方位は第 3 表と同様), 600°C および 700°C において塩浴中で焼鈍するときの再結晶領域 (%) の変化を顕微鏡組織の lineal analysis から求めたものである。この実験結果によれば (111) [112] 方位が最も再結晶速度が大きく, (110) [001] がそれに次ぎ, (100) [011] はかなり長時間経過後も再結晶しない。(110) [001] 方位へ冷間圧延したものは, 第 1 表からもわかるように, 圧延後 {111} <112>



第 15 図 3.25% Si-Fe 合金単結晶を (111) [112], (110) [001], (100) [011], (100) [011] の各方位へ冷間圧延後, 600°C (a) および 700°C (b) で焼鈍するときの再結晶曲線。
(W. R. HIBBARD, W. R. TULLY³⁴⁾)

方位に集積する。

多結晶体を構成する個々の結晶粒は、隣接結晶粒相互間の拘束作用のため、単結晶の場合よりも複雑な変形状態を示し、再結晶粒が再結晶粒界近傍に多数発達するので、第 15 図の結果をそのまま多結晶体内の各結晶粒の再結晶挙動に当てはめるわけにはゆかないが、第 15 図のような傾向は多結晶体の場合にも認められる。

すなわち α 鉄多結晶体の冷間圧延集合組織に含まれる 2 種の方位群 I, II において、圧延率が約 75% 以下の場合には I の方位群の領域がほとんど再結晶を起こさない間に II の方位群の領域が急速に再結晶を行ない、さらにその再結晶粒が I の領域に侵入する。そこでその再結晶集合組織には II の方位群からの再結晶方位成分が強い。圧延率が約 75% 以上になると、II の領域での再結晶粒の成長が完了する前に I の領域における再結晶も進行するようになり、したがってその再結晶集合組織には I の方位群からの再結晶方位成分が増加する。不純物あるいは第 2 相を含む場合には、それらによる粒界移動阻止効果のために再結晶集合組織には単純に予測できない方位成分が含まれてくる。

このように多結晶体における再結晶集合組織は、それを構成する個々の変形結晶粒の再結晶集合組織の単なる総和ではなく、各方位の変形結晶粒における再結晶速度の相異や不純物および分散第 2 相の効果によって大きな影響をうける。

3.1 α 鉄単結晶圧延板の再結晶集合組織

α 鉄単結晶の冷間圧延板の再結晶集合組織に関する研究は、単結晶の作製が容易な 3~3.25% Si 珪素鉄について行なわれている。第 3 表に示したように P. K. HON, C. G. DUNN²⁾は 3.25% Si 珪素鉄単結晶を種々の方位に約 70% の冷間圧延を行なうときの圧延集合組織を研究したが、それに引き続いて、それらの圧延試料の一次再結晶集合組織を正確に測定し、圧延集合組織と一次再結晶集合組織との間の結晶方位関係について考察した³³⁾。その結果によると、

(1) 再結晶集合組織の優先結晶方位と冷間圧延集合組織の優先結晶方位との間には、多くの場合近似的に <110> 軸に関する 25~36° の回転関係がある。

(2) その回転関係には回転の向きに制限がある。たとえば $\bar{1}10$ 軸に関して +27° の回転関係があるとき、その軸に関する負の回転関係が存在しないことが多い。

(3) すべての <110> 軸に関する回転関係が存在しないことが多い。<110> 軸には等価な 6 個の軸があるが、それらのなかで限られた軸に関する回転関係が存在する。

第4表 3・25% Si 珪素鉄単結晶を種々の方位に冷間圧延（圧延率70%）するときの冷間圧延方位とそれを焼鈍した後の再結晶粒の大きさ。
(C. G. DUNN, P. K. KOH³³) (第3表と一部重複するが、第4, 5表との比較のため再掲した。)

記号	初期方位	冷間圧延方位 (圧延率70%)	焼鈍条件	再結晶領域 (%)	再結晶粒の大きさ
P-1	(335)[55 $\bar{6}$]	(111)[11 $\bar{2}$]	980°C×1min	100	小
P-2	(335)[1 $\bar{1}0$]	(335)[$\bar{1}10$]	980°C×30min	95	大
P-3	(112)[11 $\bar{1}$]	{(111)[11 $\bar{2}$] {(001)[110]}	980°C×25sec	100	小
P-4	(112)[1 $\bar{1}0$]	(112)[1 $\bar{1}0$]	980°C×10min	50	大
P-5	(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]	(111)[$\bar{1}\bar{1}2$]	980°C×25sec	100	小
P-6	(111)[1 $\bar{1}0$]	(111)[1 $\bar{1}0$]	980°C×1min	100	小
P-7	(113)[33 $\bar{2}$]	(001)[110]	1050°C×15hr	98	大
P-8	(114)[$\bar{1}10$]	(114)[$\bar{1}10$]	1175°C×8hr	100	大
P-9	(1, 1, 16)[88 $\bar{1}$]	(001)[110]	980°C×20min	50	大
P-10	(223)[33 $\bar{4}$]	(111)[11 $\bar{2}$]	980°C×1min	100	小
P-11	(111)[11 $\bar{2}$]	(111)[11 $\bar{2}$]	980°C×1min	100	小

第5表 再結晶方位[1](*印に近似的表示で、実際の方位は約 10° 以内偏倚している。)
(C. G. DUNN, P. K. KOH³³)

記号	M	M'	A	B	C	D	E	備考
P-1	(120)[001]*	(230)[001]	(111)[$\bar{1}10$]*					第16図(a) 第16図(b)
P-3	(110)[001]*		(111)[1 $\bar{1}0$]*	(111)[$\bar{1}10$]*				
P-5	(210)[001]*	(320)[001]	(111)[1 $\bar{1}0$]*	(111)[$\bar{1}10$]*				
P-6			(114)[1 $\bar{1}0$]*	(110)[$\bar{1}13$]*	(110)[2 $\bar{2}5$]*			
P-10	(110)[001]		(111)[1 $\bar{1}0$]*	(111)[$\bar{1}10$]*	(120)[00 $\bar{1}$]*	(113)[33 $\bar{2}$]	(111)[$\bar{1}10$]*	
P-11	(110)[001]		(111)[1 $\bar{1}0$]	(111)[$\bar{1}10$]*	(120)[00 $\bar{1}$]*	(113)[33 $\bar{2}$]	(111)[$\bar{1}10$]*	

(4) 冷間圧延集合組織が第2表のIの方位群に属する優先方位すなわち<110>||[圧延方向]の優先方位を示すものは再結晶粒が大きく、第2表のIIの方位群に属する{111}||[圧延面]の優先方位を示すものは再結晶粒が小さい。(第4表)

(5) 再結晶方位と冷間圧延方位との間に<110>軸以外の軸に関する回転関係が存在することがある。それはとくに再結晶集合組織の微小成分においてみられる。

第5表に C. G. DUNN, P. K. KOH³³の実験によるIIの方位群に属する冷間圧延方位から発達する再結晶方位を示す。この表中の方位の指数表示は近似的なものであるが、極点図の測定結果について考察しても、冷間圧延方位と近似的に<110>軸に関する 25~36° の回転関係にあるとして説明し難い再結晶方位を含んでいる。たとえば試料 P-3 および P-5 の再結晶集合組織の(110)極点図を第16図(a), (b)に示すが(第16図(b)は第8図の冷間圧延集合組織から発達した再結晶集合組織を示す。)

す.), 図中Aの記号で示す(111)[1 $\bar{1}0$]近似方位は冷間圧延方位(111)[11 $\bar{2}$]と近似的に[111]軸に関する 30° の回転関係にあると考えるほうが適当である。

第16図のAの方位はMの方位と比較してかなり弱い成分であるが、不純元素などの効果(3・4に述べる)によってMの発達を抑制しAを発達させることが深絞り成型用鋼板の製造上重要な基礎実験となる。そのような実験はまだ行なわれていない。

第5表に示す再結晶方位のなかで、試料 P-6 を除く他のすべての試料ではMとM'がとくに著しく強く、その他の方位は弱い。試料 P-6 ではA, B, Cがほぼ均等な強さである。

Mの方位は、冷間圧延集合組織の(111)[11 $\bar{2}$]方位に対して近似的に[$\bar{1}10$]軸に関する約 35° の回転関係にありこの方位は多結晶体の場合の一方向性珪素鋼帯におけるGoss方位に相当するが、このM方位がとくに強く発達する理由について、C. G. DUNN³³)は oriented nuclea-

第6表 再結晶方位[2].
(C. G. DUNN, P. K. KOH)³³⁾

記号	近 似 回 転 軸	回 転 角	左記回転関係 にある再結晶 粒の個数	正確な回転軸 と〈110〉との 偏倚角
P-2	[110]	+27°	1	7°
	[110]	+30°	4	6°
	[110]	-27°	3	9°
	[101]	+28°	4	5°
	[101]	-24°	3	2°
	[011]	+24°	1	4°
	[011]	-25°	5	6°
P-7	[110]	+29°	1	5°
	[101]	+30°	1	10°
P-9	[110]	-28°	5	5°
	[110]	+27°	5	10°
	[011]	-25°	5	5°
	[101]	-26°	2	3°
	[101]	+26°	1	10°
	[011]	-26°	5	5°
P-4	[110]	+25°	1	7°
	[110]	-30°	2	11°
	[110]	-23°	1	5°
	[011]	+30°	1	2°
	[011]	-32°	6	12°
	[101]	+26°	1	9°
P-8	[101]	-28°	1	12°
	[110]	+33°	5	6°
	[110]	-24°	1	8°
	[101]	+30°	2	2°
	[011]	-29°	4	8°
	[011]	-27°	8	7°
	[101]	-36°	1	4°

tion and growth selectivity 説に従うものとしている。Oriented growth 説によれば、等価な(111)[112]を含まない単一の(111)[112]方位の deformed matrix からはすべての〈110〉軸に関する正負の回転関係がすべて等しい確率をもつて出現するはずであるし、一方 W. G. BURGERS, P. C. LOUWERSE³⁵⁾, R. W. CAHN³⁶⁾らによつて提案された oriented nucleation の機構によると、第5表のA~Eの各方位の出現に対する説明が困難となる。

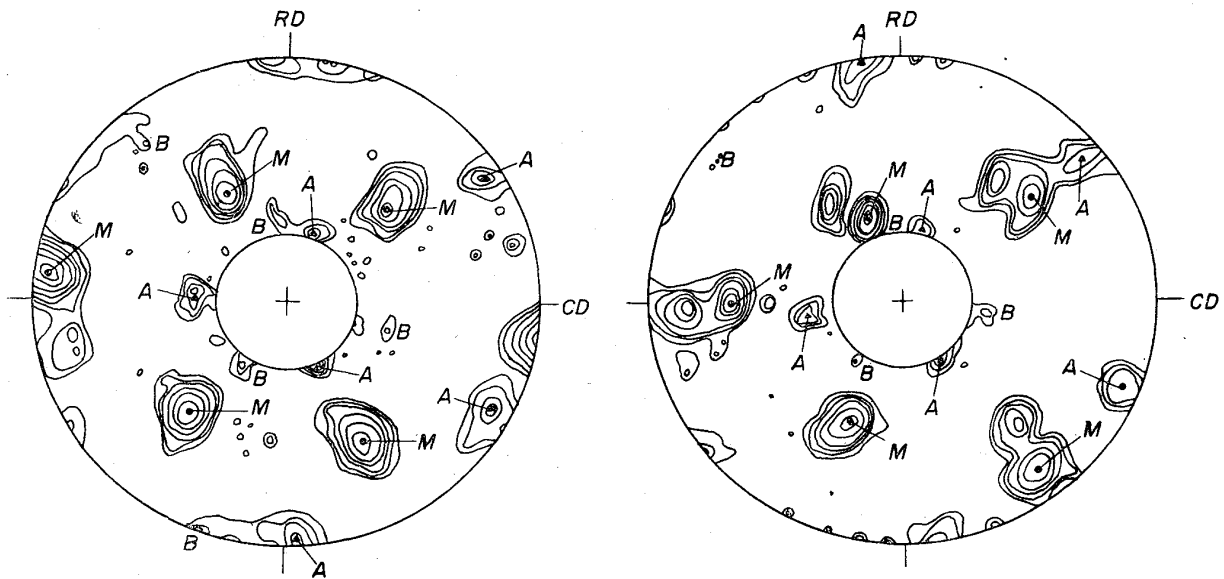
再結晶方位と冷間圧延方位との間の回転関係の軸が〈110〉軸のみに限定されないこと、あるいは回転軸が

〈110〉その他の低指数軸よりもかなり偏倚していること、回転角度がたとえば 25~36° の範囲にばらつくこと、回転の向きに制限があることなどの実験事実によれば、再結晶核生成過程あるいは成長過程に対して、変形組織内の転位その他の格子欠陥の分布状態が異方的な効果を与えることを示している。第6表には C. G. DUNN, P. K. KOH³³⁾ による I の方位群に属する冷間圧延方位から生ずる大きい再結晶粒の方位を示すが、回転軸は〈110〉軸と一致せず最大 12° までの偏倚を示し、また回転角度は 25~36° の範囲で変動している。

著者ら³⁷⁾³⁸⁾は、限られた実験結果の範囲内についてであるが、最も強い再結晶方位と冷間圧延方位との間の〈110〉回転軸は、圧延のさいに分解剪断応力が最大の{112}-{111}迂り系の迂り面上にあつて迂り方向に垂直な軸であることを認め、その事実から、{112}には12個の等価な面が存在するが、冷間圧延後それらの面上の積層欠陥確率がそれぞれ異なり、それが再結晶のさいの〈110〉回転関係の現われる確率と対応するのではないかという考えを提案した。しかしα鉄の{112}積層欠陥は生成エネルギーが高く、電子線による薄膜の観察でも認められないので、むしろ{112}面上の転位密度の差異との対応を考えたほうがよい。しかしいづれにせよ、このような対応があることから、著者らは oriented growth 説において、「再結晶粒の成長速度が結晶方位関係の函数となつている」とする Beck, Hu³⁰⁾ の考え方を改め「再結晶粒の成長速度は、変形結晶内の転位その他の格子欠陥の異方的分布状態の函数となつている」と考えるべきであることを提案した。

再結晶集合組織と冷間圧延集合組織との間の方位関係には〈110〉軸以外の軸に関する回転関係があり、したがつて前述のような〈110〉回転軸と分解剪断応力最大の{112}面との対応関係に基づく単純な考えではなく、再結晶核生成度あるいは再結晶粒成長速度はもつと複雑な転位その他の格子欠陥の異方的分布状態の函数として表わされるものと考えられるが、それは今後の研究にまたなければならない。

J. L. WALTER, W. R. HIBBARD, E. F. KOCH³⁰⁾⁴⁰⁾ は 3%Si 珪素鉄単結晶を(100)[001]方位へ冷間圧延し、圧延率が高くなるにしたがつて、結晶方位が圧延面法線[100]軸に関して回転し(100)[011]方位へ近付くこと、またその再結晶集合組織は(100)[001]優先方位をとることを示した。WALTER らは、その実験結果によつて、(100)[001]方位の再結晶粒は変形結晶中に微量残存している(100)[001]方位の subgrain が核となつて発達したものであると考え oriented nucleation 説の立場で説明し



第16図 第5表の試料 P-3 (a) および P-5 (b) の (110) 極点図。
(C. G. DUNN, P. K. KOH³⁸⁾)

た。一方 H. Hu¹⁴⁾は、その再結晶集合組織の集積中心は(100)[001]よりも明らかに偏倚した方位にあることが多く、その方位は冷間圧延方位と近似的に [100] 軸に関する約 45° の回転関係にあるとし、その成因を oriented growth 説によつて説明しようとした。しかし他の多くの再結晶方位が、前述した DUNN, KOH の実験結果のように、冷間圧延方位に対して $\langle 110 \rangle$ 軸回転関係で説明されるのに、この場合に限つて [100] 軸回転関係が成立している理由が説明できないので、Huはこの(100)[001]近似方位は一次再結晶方位ではなく二次再結晶方位であろうと推定した。著者ら³⁷⁾³⁸⁾は(100)[001]方位の単結晶についてさらに詳しく実験を行なつた結果、1次再結晶組織は(100)[001]方位成分をほとんど含まず、その優先方位は変形結晶に対してすべて $\langle 110 \rangle$ 軸に関する約 25° の回転関係にあること、高温で焼鈍すると(100)[001]近似方位が2次再結晶方位として出現することを確認した。

第16図の実験結果を oriented growth 説によつて説明する場合、成長速度が最も大きい再結晶粒は変形結晶に対して $[\bar{1}10]$ 軸回転関係にある M の方位をもつが、 $[111]$ 軸回転関係にある A の方位の再結晶粒がそれに次いで成長速度が大きいという考え方ができる。同様に上述の(100)[001]方位へ圧延した結晶の場合には、[100] 軸回転関係にある(100)[001]近似方位の再結晶粒の成長速度が $\langle 110 \rangle$ 回転関係にあるものに次いで成長速度が大きかつたものと考えることができる。このような考えによつても、再結晶粒の成長速度は、変形結晶内の転位その他の格子欠陥の異方的分布状態の函数となつていると考え

ることができる。

Hu¹⁴⁾は 3% Si 珪素鉄単結晶を (110)[001] および (120)[001] 方位へ冷間圧延後焼鈍し、それらの場合にはすべての再結晶方位が冷間圧延方位に対して $\langle 110 \rangle$ 軸に関する $25 \sim 35^\circ$ の回転関係にあるとしている。

3.2 α 鉄多結晶体の再結晶集合組織

前に述べたように、多結晶体の冷間圧延集合組織は、近似的にそれを構成する個々の結晶粒の冷間圧延方位の総和として説明されるが、多結晶体の再結晶集合組織は個々の結晶粒の再結晶方位の単なる総和ではなく、異なる方位の変形結晶粒間の再結晶速度の相異や、再結晶粒界の移動を抑制する不純物相の存在などによつて複雑な影響をうける。

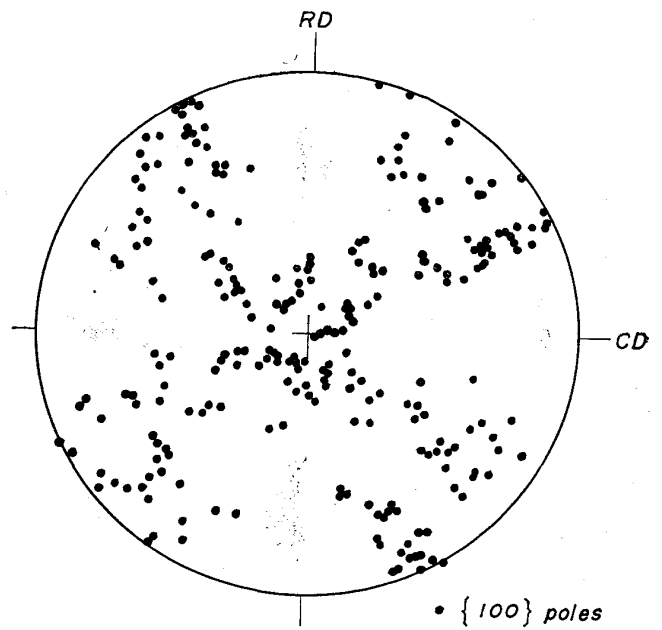
比較的低い圧延率(40~70%)の冷間圧延を行なつた α 鉄多結晶体の再結晶集合組織は、再結晶速度が大きい II の方位群に属する(111)[11 $\bar{2}$]および(111)[$\bar{1}10$]の2種の方位の変形結晶領域からの再結晶方位が優越し、第5表の単結晶の結果から明らかなように、(110)[001]を最強成分とし、そのほかに(120)[001]、(320)[001]、(111)[$\bar{1}10$]、(111)[1 $\bar{1}0$]、(113)[33 $\bar{2}$]、(114)[1 $\bar{1}0$]、(110)[$\bar{1}13$]、(110)[2 $\bar{2}5$]などの弱成分を含む一次再結晶集合組織を生ずる。このなかで工業的に重要な成分は一方向性珪素鋼帯に対する(110)[001]方位と、深絞り用低炭素鋼帯に対する{111} $\langle 110 \rangle$ 方位とである。一方向性珪素鋼帯の場合には硫化物、炭窒化物などの不純物相による粒界移動阻止効果を利用した二次再結晶により、(110)[001]方位の一次再結晶粒の優先成長を起こさせる。第16図によれば(111)[11 $\bar{2}$]方位の deformed matrixから生

ずる再結晶集合組織のなかでM, M' の各方位が最も強い成分であるが, Aの(111)[110]方位はそれに次いで比較的強い成分となつている. アルミニウムキルド鋼の場合には一次再結晶後{111}<110>方位が強く(110)[001]が弱い, それはAINによる再結晶粒界移動抑制効果のために(110)[001]方位の再結晶粒のoriented growthが抑制されたことが大きな原因となつているように考えられる. しかし{111}<110>優先方位が, このような単なる成長抑制によつて説明できないほど多量に発達する場合がある. deformed matrix に対して<110>回転関係にある再結晶粒の成長速度と, <111> 回転関係にある再結晶粒の成長速度とが, AIN その他の分散不純物相によつてどのような影響を受けるかを基礎実験によつて明らかにする必要がある. 著者ら⁴¹⁾の実験によれば, 炭素の溶体化も(110)[001]再結晶方位の発達に大きな影響をもつている. 多結晶体の場合には, 冷間圧延集合組織の一成分として存在する{111}<110>方位がその方位の再結晶核を与えることも考慮する必要がある. (strain-induced grain boundary migration による.)

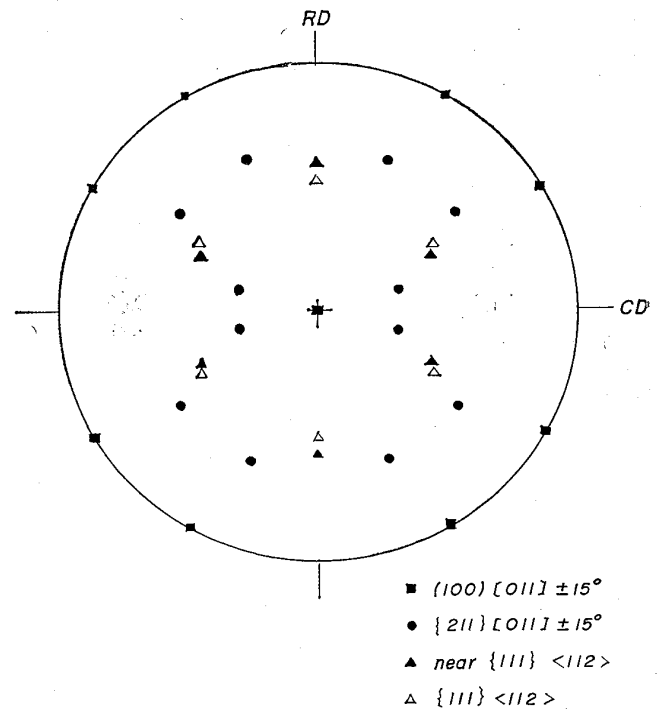
高圧延率(約75%以上)の冷間圧延を行なつたα鉄多結晶体の再結晶集合組織には, Iの方位群に属する(211̄)[011]~(100)[011]~(21̄1)[011]の変形結晶領域からの再結晶方位成分を多量に含むようになり, 第6表の単結晶の結果と一致する各再結晶方位を含む. 第6表に示したすべての再結晶方位の{100}極点を第17図に示す. この図とG. KURDJUMOW, G. SACKS⁴²⁾などによつて報告されている従来の多結晶α鉄強圧延板の再結晶集合組織の(200)極点図を比較してみると, 部分的には合致するが, 多結晶体の場合には第17図に含まれない強い成分が出現している.

その一つは{211}<011>方位の冷間圧延方位成分に対して, 板法線から圧延方向へ30°傾いた方向にある<110>軸に関する約35°の回転関係にあるnear{111}<112>成分(その{100}極点は第18図中に示すが{111}<112>とわずかに異なる方位である.)で, この成分は前述の{111}<110>方位と共に深絞り用低炭素鋼板においてR値を高めかつその面内異方性ΔR/Rの小さい方位である. この成分は低炭素鋼板において常に顕著に認められる⁴²⁾⁴³⁾が, 強圧延した珪素鉄板においても焼鈍温度が比較的低い(900°C以下)場合に顕著に出現する⁴⁴⁾⁴⁵⁾.

他の一成分は{211}<011>冷間圧延方位を板法線<211>に関して約±15~17°回転して得られる方位であるが, その表示法は正確なものではない. H. STÄBLEIN, H. MÖLLER⁴⁵⁾によれば{7, 12, 3}<335>で表示され, この成分は2.6%Si珪素鉄(圧延率92%)で1100°C以上で焼

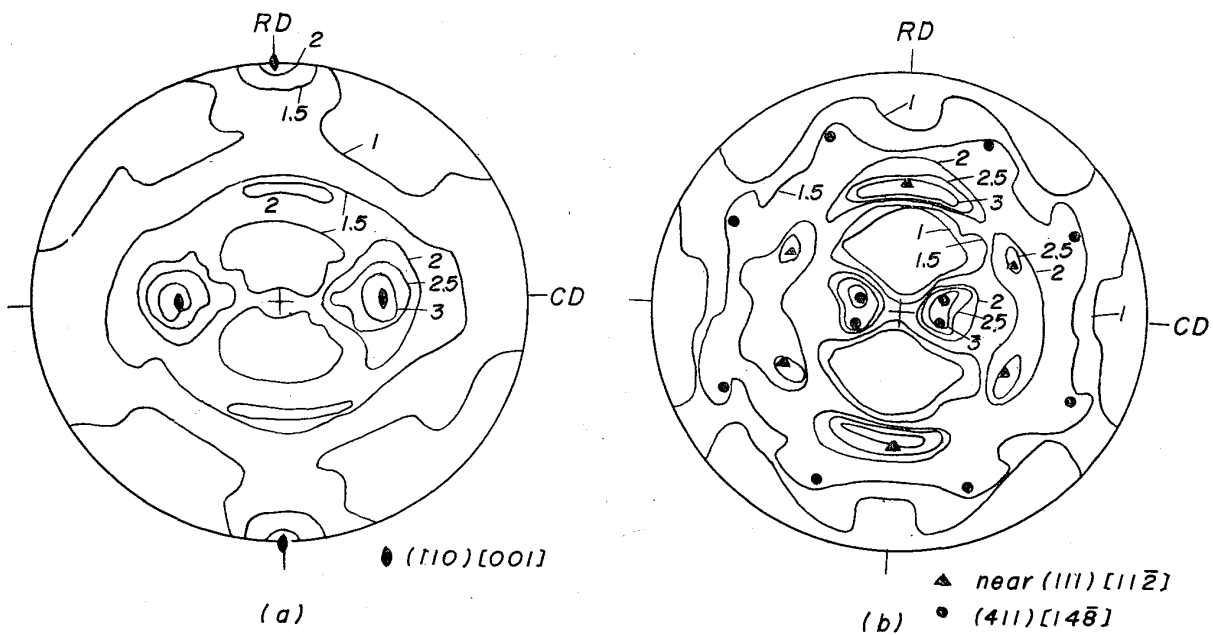


第17図 第6表のすべての再結晶方位の{100}極点図. (C. G. DUNN, P. K. KOH³⁸⁾のデータの集成)



第18図 α鉄多結晶体に高圧延率の冷間圧延を行なつた後焼鈍するときに現われる各種の再結晶方位の{100}極点図.

鈍するときに二次再結晶により発達する. 著等ら⁴¹⁾の低炭素鋼についての研究によれば, (411)[148]で表示され圧延率90%の冷間圧延後700°Cで焼鈍するとき, 前述のnear{111}<112>方位と共存する弱成分として出現する. {211}<011>±15°方位(その{100}極点は第18図中に示す.), {7, 12, 3}<335>方位, (411)[148]方位の



第19図 0.06% C リムド鋼を 50%(a) および 90%(b) の冷間圧延後、700°C で 1hr 焼鈍するときの再結晶集合組織の(200)極点図⁴¹⁾。

{100}極点の配置は似ているが、明らかに異なる方位であり、これらの方位が試料組成、圧延率、焼鈍温度によってどのように変化して出現するかは明確でない。

X線写真法により測定された極点図により古くから再結晶方位の一成分として報告されてきた他の方位として(100)[011]冷間圧延方位を板法線[100]に関して $\pm 15 \sim 17^\circ$ 回転して得られる方位(第18図)がある。また3% Al-Fe合金に約80%の冷間圧延を行なった後1000°C付近の温度で焼鈍するとき(100)[001]再結晶方位が含まれ⁴⁰⁾それは80%冷間圧延、1000°C中間焼鈍、80%冷間圧延、1000°C焼鈍の2回工程によつて強められる⁴⁷⁾。これらの(100)を板面に平行とする各方位の出現するための条件についてはまだ十分な研究が行なわれていない。

第19図には、熱間圧延工程後950°Cで1hr焼準しほとんど不規則な集合組織とした後、50%(a)および90%(b)の冷間圧延を行ない700°Cで1hr焼鈍したリムド鋼(C=0.06%, Mn=0.33%, S=0.013%)の再結晶集合組織の(200)極点図を示す⁴¹⁾。(a)の圧延率50%の場合には(110)[001]が主方位であり、(b)の圧延率90%の場合にはnear {111}<112>方位が主方位となり、弱成分として(411)[148]方位を含んでいる。

3.3 Oriented growth 説による再結晶集合組織

α 鉄多結晶体の冷間圧延集合組織には、2.3で述べたように(001)[110], {112}<110>, {111}<112>, {111}<110>などの各成分が含まれている。そのうち(001)[110]成分だけは、等価な方位がすべて同等で1つの方位のみに限

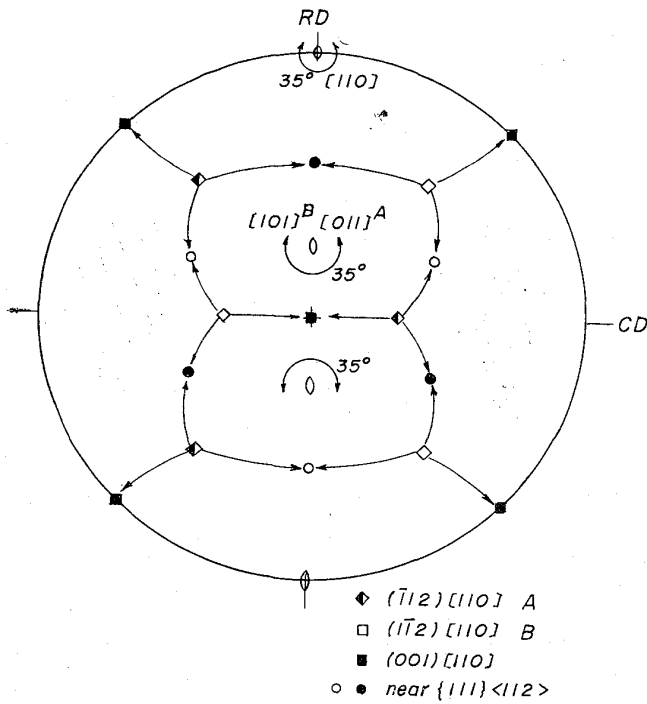
られるが、ほかの成分はそれぞれ等価な2つの方位の混合である。

たとえば{112}<110>成分は $(\bar{1}12)[110]$ と $(1\bar{1}2)[110]$ の2方位より成ると考えることができるし、{111}<112>成分は $(111)[11\bar{2}]$ と $(11\bar{1})[112]$ 、{111}<110>成分は $(111)[\bar{1}10]$ と $(111)[\bar{1}01]$ の各2方位より成ると考えることができる。(これら以外の等価な2方位のとり方もある。たとえば{111}<112>を $(111)[11\bar{2}]$ と $(111)[\bar{1}2\bar{1}]$ より成ると考えることもできる。しかしこのように2方位のとり方を変えても、次に述べる考察の結論には変わりがない。)

そこで再結晶粒成長速度の結晶方位依存性を前提としたoriented growth説によれば、 α 鉄多結晶体の再結晶集合組織にいかなる優先方位が含まれてくるかを考察し実験結果と比較検討してみることにする。

oriented growth説によれば、deformed matrixに対して<110>軸に関する $25 \sim 36^\circ$ の回転関係にある方位をもつ再結晶粒の成長速度が最も大きい。またdeformed matrixにA, B, C, ……という多くの方位の領域が隣接あるいは近接して含まれるときは、そのうちのなるべく多くの方位領域に対して共通に成長速度が最大(またはかなり大きい)の方位の再結晶粒が優先的に成長することになる。

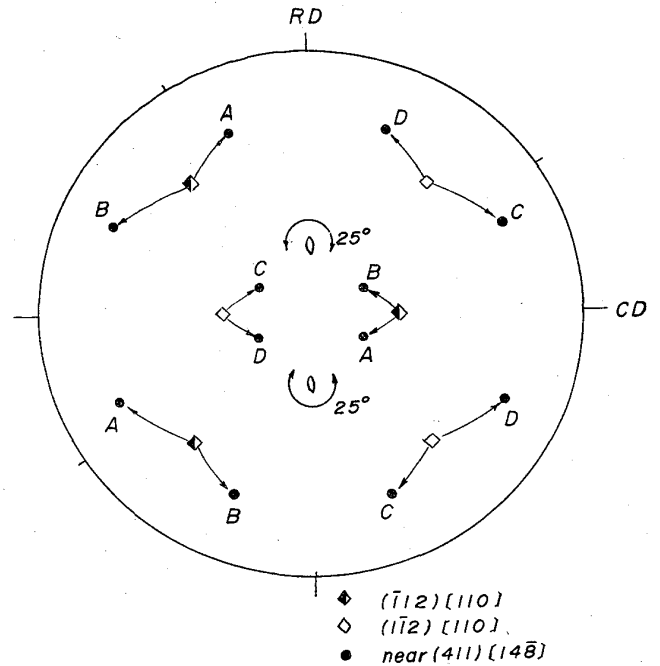
その考え方に従つて、先ず{112}<110>成分のdeformed matrixについて考えてみると、この成分は第20図に示すように、圧延方向[RD]に平行な[110]軸を共有する2つの等価な隣接または近接した方位 $(\bar{1}12)[110]$ と



第20図 {112}[110]方位の deformed matrix から oriented growth 説に従い<110>35° 回転関係によつて導出される再結晶方位。{100}極点図。

($\bar{1}\bar{1}2$)[110]より成つていると考えられる。この2つの等価方位をもつ各領域に共通に成長速度が最大の再結晶粒の1つは、第20図中に示すように[110]軸に関して($\bar{1}\bar{1}2$)[110]を約 -35° 、($\bar{1}\bar{1}2$)[110]を約 $+35^\circ$ 回転して得られる(001)[110]方位の再結晶粒である。しかしこの再結晶粒は deformed matrix 中に冷間圧延方位の1つとしてすでに多量に存在する(001)[110]方位の領域への成長が困難であるため、再結晶後の優先方位とはなり得ない。

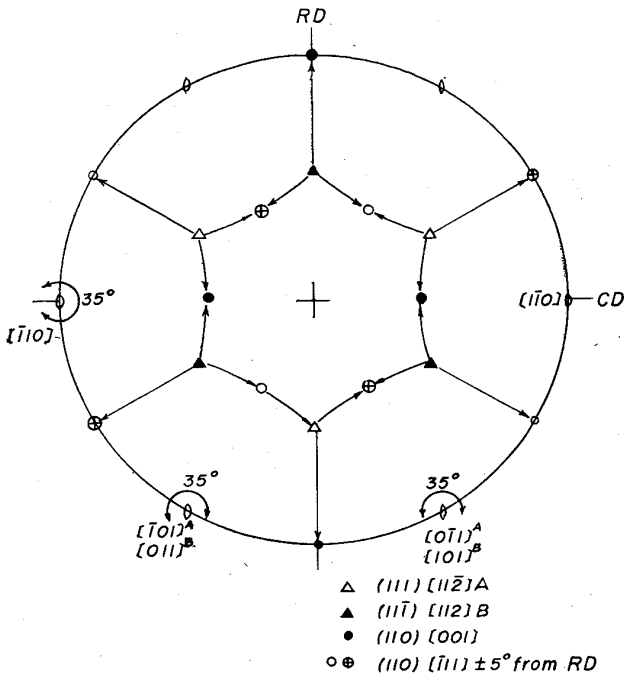
次に第20図に示すように、($\bar{1}\bar{1}2$)[110]方位の[011]軸と、($\bar{1}\bar{1}2$)[110]方位の[101]軸とはたがいに平行で、極点図上では板法線(極点図中心)から圧延方向に向かつて 30° 傾いた点に一致している。そこで図中に示すように、($\bar{1}\bar{1}2$)[110]方位を[011]軸に関して約 -35° 回転して得られる near {111}<112>方位は、($\bar{1}\bar{1}2$)[110]方位を[101]軸に関して約 $+35^\circ$ 回転して得られる near {111}<112>方位と一致し、この near {111}<112>方位の再結晶粒も2つの等価な{112}<110>方位に対して共通に成長速度が大きい。第20図中に示すように near {111}<112>には等価な2方位がある。この再結晶方位が実在することは、第19図(b)の極点図や J. A. ELIAS, R. H. HEYER, J. H. SMITH⁴⁹⁾の示している極点図などによつて明らかである。



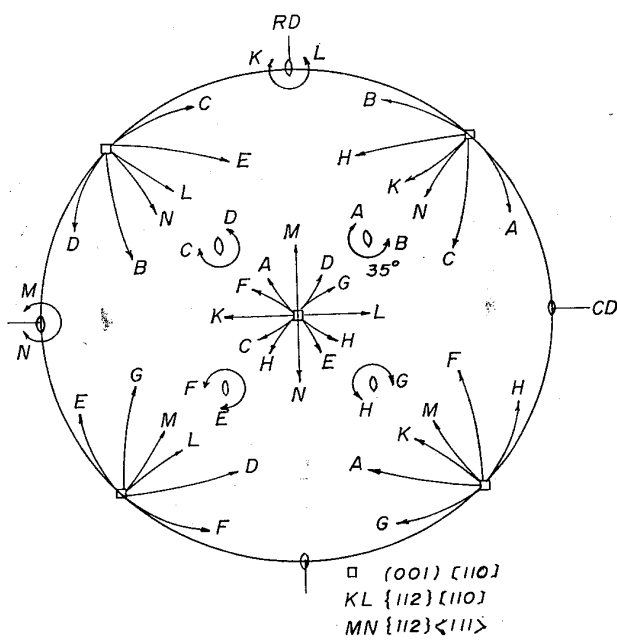
第21図 第20図の near {111}<112>方位の導出と逆向き25°回転によつて得られる方位。{100}極点図。

一方第19図(b)の(411)[148]方位は、第21図に示すように第20図の near {111}<112>方位の場合とは逆の回転(約 25°)で与えられる方位に近く、第21図のA~Dの4方位は等価な2つの{112}<110>方位のいずれか1方のみに対して成長速度が最大の方位である。このように第19図(b)の実験結果は{112}<110>冷間圧延方位から導かれる再結晶方位が優先しているものとして近似的に説明される。

次に {111}<112>成分の deformed matrix が等価な(111)[112]と($\bar{1}\bar{1}1$)[112]の2方位より成ると考えれば、これらの2方位は第22図に示すように板の中方向(CD)の $\bar{1}$ [10]軸を共有しており、 $\bar{1}$ [10]軸に関して(111)[112]を約 -35° 、($\bar{1}\bar{1}1$)[112]を約 $+35^\circ$ 回転して得られる(110)[001]方位すなわち Goss 方位の再結晶粒が優先成長する。第19図(a)の極点図は主としてこの方位から成つている。また(111)[112]方位の $\bar{1}$ [01]軸と($\bar{1}\bar{1}1$)[112]方位の[011]軸とはたがいに平行で、第22図中に示すように、いずれも圧延面内に含まれ圧延方向から 30° の点に一致しており、したがつて(111)[112]方位を $\bar{1}$ [01]に関して約 $+35^\circ$ 、($\bar{1}\bar{1}1$)[112]方位を[011]に関して約 -35° 回転して得られる(110)[$\bar{1}\bar{1}1$] 5° from RD 方位の再結晶粒も優先成長するはずである。この方位には第22図中に示すように(110)[$\bar{1}\bar{1}1$] $\pm 5^\circ$ from RDの2方位がある。この方位は第19図(a)には明らかに含まれていない。



第22図 {111}⟨112⟩方位の deformed matrix から oriented growth 説に従い⟨110⟩35°回転関係によつて導出される再結晶方位。{100}極点図。



第23図 (001) [110]方位の deformed matrix から ⟨110⟩35°回転関係によつて導出される方位。{100}極点図。

{111}⟨110⟩成分の deformed matrix に対しては、{111}⟨112⟩成分の場合とまったく同じ考えによつて (110) [110] 方位と (110) [112] ± 5° from RD 方位の2種の成分の再結晶粒が優先成長する。(110) [112] ± 5° from RD 方位は第5表の P-6 の単結晶の結果に含ま

れる (110) [113], (110) [225] に近いが完全には一致していない。

(001) [110] 方位の deformed matrix には等価な区別できる方位がないので、この方位からは上述の3方位の場合のような優先再結晶方位の出現はない。したがつてこの方位からは、第23図に示すようにすべての⟨110⟩軸に関して +25~36° 回転して得られるすべての方位の再結晶粒が等量に発達することが考えられる。ただしそのなかで [110] に関して ± 35° 回転して得られる {112} ⟨110⟩ 方位 (第23図の K, L) の再結晶粒だけは {112} ⟨110⟩ 方位の deformed matrix が多量に存在するためその成長する範囲は局限される。

{112}⟨110⟩, {111}⟨112⟩, {111}⟨110⟩ の成分の deformed matrix の場合にも、もしそれらを構成する等価な2方位の領域の各々が、十分に広い面積にひろがっているときは、一方の方位に対してのみ⟨110⟩軸に関する25~36° 回転関係にある方位の再結晶粒が十分に成長することもある。第21図に示した near(411) [148] 方位はその一例であるが、多くの場合その発達量は比較的少ないといえる。

以上のように⟨110⟩軸回転関係によつて導出される再結晶方位のなかで、実際にα鉄多結晶性圧延板の再結晶集合組織の優先方位として認められているのは

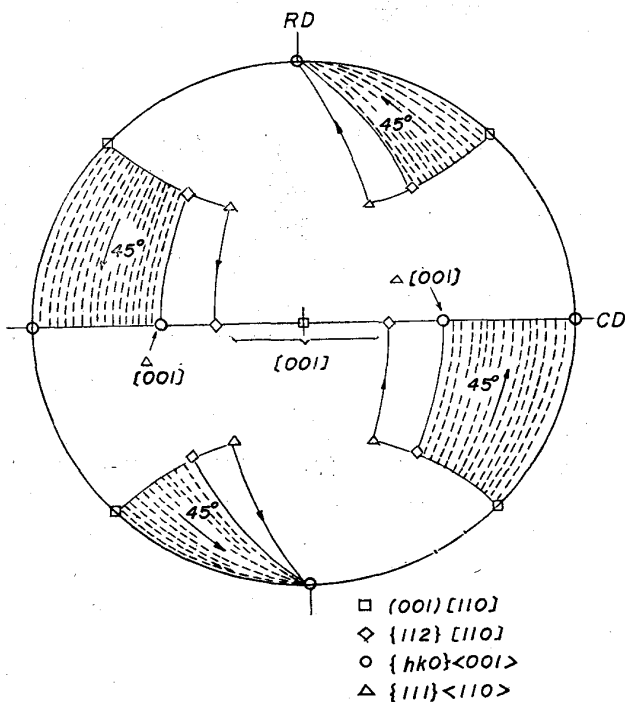
- i) 圧延率が比較的低い場合に、{111}⟨112⟩冷間圧延方位から発達する (110) [001] 方位、
- ii) 圧延率が比較的高い場合に、{112}⟨110⟩冷間圧延方位から発達する near {111}⟨112⟩方位および near {411}⟨148⟩方位に限られている。それ以外の再結晶方位が出現しない理由は、oriented growth 説の立場から再結晶粒成長速度が deformed matrix 内の転位その他の格子欠陥の異方的分布の函数となつている³⁷⁾³⁸⁾と考えるか、またはそれらの方位の再結晶核が存在しない³⁸⁾とする oriented nucleation factor を考慮することが必要である。

さらにα鉄多結晶性圧延板の再結晶集合組織には、上述のような⟨110⟩軸に関する25~35°の回転関係のみを考慮した oriented growth 説によつては予測できない方位が顕著に現われることがある。たとえばアルミニウムキルド鋼や適当な分散不純物相を含ませたりムド鋼の圧延率40~70%の冷間圧延後の再結晶集合組織には、しばしば {111}⟨110⟩方位成分が強く現われる。また低炭素鋼板、珪素鋼板、アルミニウム鋼板などにおいてはしばしば (110) [001] 方位から (100) [001] 方位にわたる一般に {hko}⟨001⟩で表わされる方位範囲にわたる再

結晶方位成分が現われ、とくにアルミニウム鋼板では顕著な $(100)[001]$ 方位への集積がある。

これらの再結晶集合組織の成因に対しては $\langle 110 \rangle$ 以外の軸に関する回転関係を考慮することが必要である。本節のはじめに述べたように、oriented growth 説によれば、再結晶集合組織の優先方位は deformed matrix 中に含まれている A, B, C, ……などの方位のうちなるべく多数の方位の領域に対して共通に成長速度が大きい方位である。しかし A, B, C, ……などの多くの方位に対して共通に成長速度最大の方位、すなわち共通に $\langle 110 \rangle$ 軸 $25 \sim 35^\circ$ 回転関係を満足する方位が存在しないことがある。そのようなとき、A, B, C, D の4方位に対して共通に $\langle 110 \rangle$ 軸 $25 \sim 35^\circ$ 回転関係を満足する方位は無いが、 $\langle 110 \rangle$ 軸以外の低指数軸に関する一定角度の回転関係を共通に満足する方位が存在する場合がある。たとえば第24図に示すように I の方位群に属する $(001)[110] \sim \{112\}[110]$ の方位範囲の deformed matrix に対しては、それぞれ等価な各方位に対して共通に $[001]$ 軸に関する 45° の回転関係にある $\{hko\}\langle 001 \rangle$ 方位群がある。

そこで α 鉄において、最大の成長速度をもつ再結晶粒は、その結晶方位が deformed matrix に対して共有 $\langle 110 \rangle$ 軸に関する $25 \sim 35^\circ$ の回転関係にあるものである。

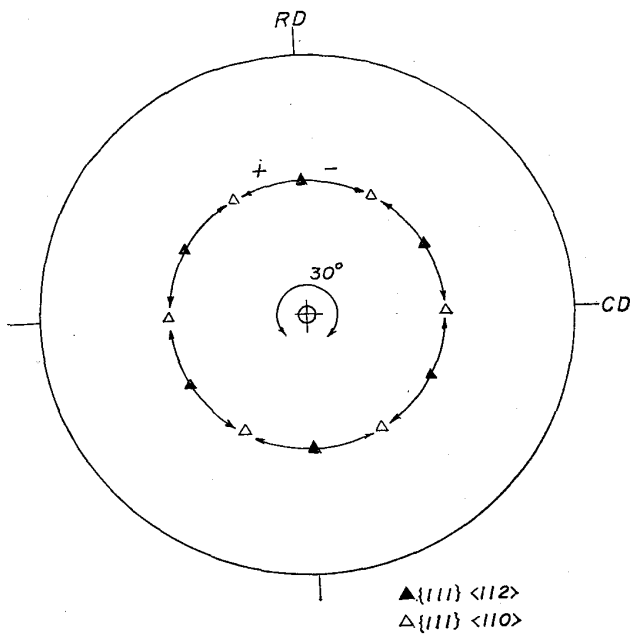


第24図 $(001)[110] \sim \{112\}[110]$ 方位群の deformed matrix から $[001]$ 45° 回転関係によつて導出される $\{hko\}\langle 001 \rangle$ 再結晶方位。 $\{100\}$ 極点図。

るが、 $\langle 100 \rangle$ 軸に関する約 45° の回転関係にある方位をもつ再結晶粒の成長速度もかなり大きいと考えれば、第24図に示すように、冷間圧延集合組織に含まれている I の方位群に属する $(001)[110] \sim \{112\}[110]$ の方位範囲に対して $[001]$ 軸に関する 45° の回転関係にある $\{hko\}\langle 001 \rangle$ 方位群の再結晶方位成分が現われることになる。また第24図中に示すように冷間圧延集合組織の1成分 $\{111\}\langle 110 \rangle$ 方位からは、 $[001]$ 45° 回転によつて $\sim \{320\}\langle 001 \rangle$ 方位が出現することになる。このように $\{hko\}\langle 001 \rangle$ 再結晶方位の成因を oriented growth 説によつて説明するためには $\langle 001 \rangle$ 軸回転関係を考えることが必要であり、H. Hu⁴⁴⁾の珪素鉄単結晶において認められた near $(100)[001]$ 方位もそれによつて説明される。しかし一方において、著者ら³⁷⁾³⁸⁾の珪素鉄単結晶に関する実験における $(100)[001]$ 再結晶方位、BARRETT ら⁴⁴⁾の珪素鉄多結晶体の実験における $(100)[011] \pm 17^\circ$ from RD 再結晶方位は、deformed matrix に対し $[100]$ 軸に関する 17° の回転関係にあり、J. L. WALTER, E. F. KOCH⁴⁹⁾の珪素鉄単結晶における $(100)[001]$ 再結晶方位は deformed matrix に対して $[100]$ 軸に関する約 25° の回転関係にある。このように回転角度が実験条件いかによつて異なることは、deformed matrix 内の格子欠陥の分布状態を考慮すべきであることを示している。

以上のような考えに従えば、冷間圧延集合組織に $\{111\}\langle 112 \rangle$, $\{111\}\langle 110 \rangle$ の II の方位群が含まれず、 $(001)[110]$ 方位に強い集積をもつようにすれば、第23図に示した $\langle 110 \rangle 35^\circ$ 回転関係によつて導かれる各再結晶方位の結晶粒よりも、第24図の $[001] 45^\circ$ 回転関係によつて導かれる $(001)[100]$ 再結晶方位の結晶粒が優先成長し、それをさらに二次再結晶により発達させ二方向性電気鉄板を製造する可能性が考えられる。実際にアルミニウム鋼、珪素-アルミニウム鋼⁴⁷⁾、バナジウム鋼²⁹⁾、インゴット柱状品の $[100]$ 繊維組織から出発して圧延された珪素鋼などにおいて得られる $(001)[100]$ 再結晶方位は前述のような過程によつて生ずるものと考えられる。

低炭素鋼において中程度の圧延率の場合に現われる $\{111\}\langle 110 \rangle$ 再結晶方位は、第5表および第16図に示した珪素鉄単結晶の実験結果によれば、 $\{111\}\langle 112 \rangle$ の方位の deformed matrix に対して $\langle 111 \rangle$ 軸に関する 30° の回転関係によつて生じたものと考えられる。 $\{111\}\langle 112 \rangle$ 方位は第22図に示したように、等価な $(111)[11\bar{2}]$ と $(11\bar{1})[112]$ の2方位より成り、それら2方位に対して共通に $\langle 110 \rangle 35^\circ$ 回転関係を満足する方位として、第



第25図 {111}<112>方位の deformed matrix から <111>30° 回転関係によつて導出される {111} <110>再結晶方位. {100}極点図.

22図中に示した (110)[001], (110)[$\bar{1}11$] ±5° from RD の各方位があるが, 第25図に示すように <111>30° 回転関係を満足する方位として {111}<110> 方位がある. そこでこの場合には, <111> 30° 回転関係にある方位をもつ再結晶粒の成長速度がかなり大きいと考えれば, oriented growth 説によつて {111}<110> 再結晶方位の出現は説明されるが, その方位が出現するのに (110)[$\bar{1}11$] ±5° from RD 方位が現われない理由が説明できない.

またキルド鋼における AlN のような分散不純物相が含まれているときは, 再結晶粒成長速度の方位依存性が減退するために (110)[001] 方位の発達が抑制され, 相対的に {111}<110> 再結晶方位が増加すると考えることができるが, そのような考えによつて期待される以上に {111}<110> 方位の著しい発達が起ることがある. その説明には次節で述べるような粒界移動に対する不純物の影響を考慮することが必要であろう.

本節で述べたことを oriented growth 説の立場から総括してみると次のように結論される.

1) deformed matrix に含まれている A, B, C, などの諸方位のうちなるべく多くの方位に対して共通に低指数軸に関する大角度の回転関係にある方位の再結晶粒の成長速度が大きく, その優先成長によつてその方位に集積中心をもつ再結晶集合組織を生ずる.

2) そのような低指数軸としては <110>, <100>, <111> がある.

3) どの低指数軸に関する土いずれの向きの回転関係

が最も高い確率で起こるかは, deformed matrix 内の転位その他の格子欠陥の分布状態によつて定まるように思われる.

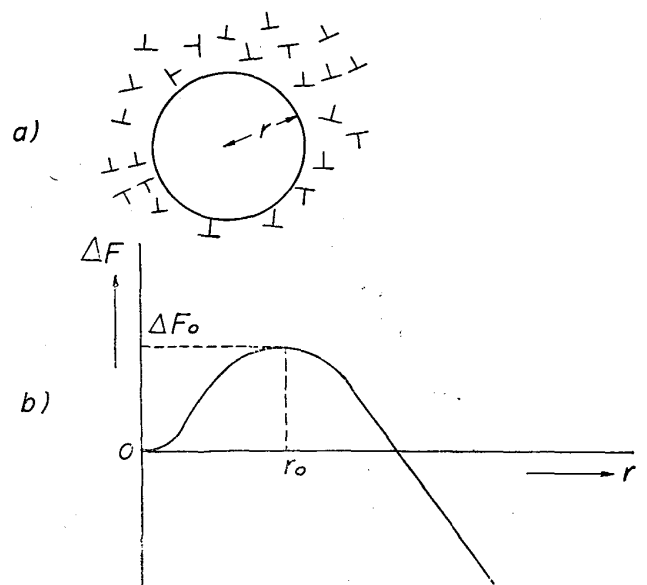
4) 再結晶方位がたとえば A, B の2方位に対して <110> 35° 回転関係にあるとき, それが最も強い優先方位となるためには, C, D, などの他の方位に対しても十分に成長速度が大きい方位であることが必要である. そこで C, D, などの他の方位への成長速度の関係のために回転軸が <110> よりも偏倚し, あるいは再結晶角度が 35° よりずれることがあり得る.

5) 分散不純物相が存在するときは, 再結晶粒成長速度の方位依存性を弱め, 再結晶集合組織に対して oriented nucleation factor の効果が大きくなる.

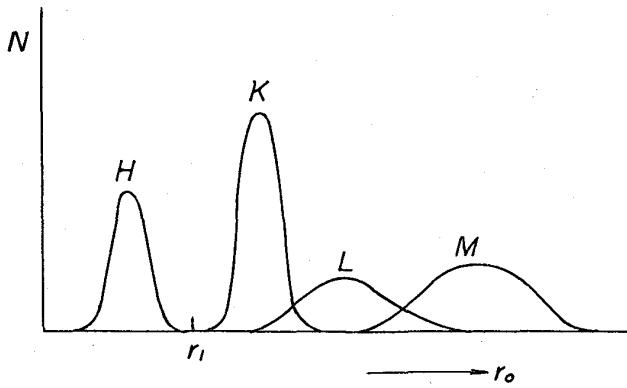
3.4 再結晶集合組織に対する分散不純物相の効果

一次再結晶は, 転位その他の格子欠陥をほとんど含まない再結晶核が, 転位その他の格子欠陥を多量に含む deformed matrix に対して成長する現象で, その駆動エネルギーは主としてその deformed matrix 内の格子欠陥のもつ格子歪エネルギーである. 第26図に示すように, deformed matrix のなかに球形の格子歪のほとんど無い再結晶核が存在すると考え, その半径を r とする. この核はその周辺の deformed matrix の格子歪エネルギーによつて成長しようとするが, それに対してその核の境界の界面エネルギーがこの核を逆に縮小させるように作用する. そのその場合, 単位体積あたりの格子歪エネルギーを Z , 単位面積あたりの界面エネルギーを σ とすれば, 自由エネルギー変化 ΔF は次の式で与えられる.

$$\Delta F = 4\pi r^2 \sigma - (4/3\pi r^3) Z \dots\dots\dots (3.4.1)$$



第26図 球形再結晶核の ΔF と半径 r との関係. r_0 は臨界半径.



第27図 H, K, L, Mなどの各方位別にとつた一次再結晶核数Nと臨界半径 r_0 との関係。(推定図)

この式は第26図に示すように

$$r_0 = 2\sigma / Z, \Delta F_0 = 16\pi\sigma^3 / (3Z^2) \dots (3.4.2)$$

の点に極大値をもっている。すなわち $r > r_0$ の場合にはこの核は成長できるが、 $r < r_0$ の場合にはこの核は縮小消滅する。この r_0 を一次再結晶核の臨界半径とよび、上式のように σ に比例し Z に反比例する。界面エネルギー σ の値は大傾角境界では 500 erg/cm^2 のケタであり、格子歪エネルギーは 10^7 erg/cm^3 の程度であるから、これらを上式に入れると、再結晶核の臨界半径は

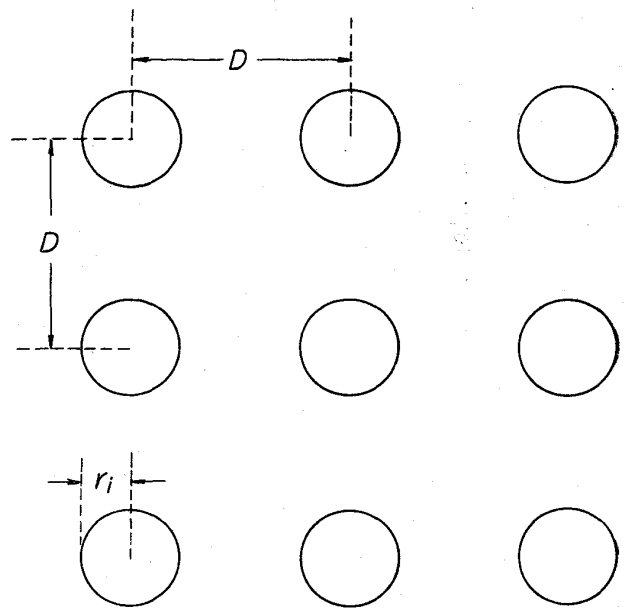
$$r_0 \approx 1 \mu \dots (3.4.3)$$

である。一次再結晶核の大きさがこのように 1μ のケタであることは、実験的にも確認⁴⁹⁾⁵⁰⁾⁵¹⁾されているが、それと分散不純物相の間隔との関係が重要な問題になる⁵²⁾。

前節までに述べたように、 α 鉄多結晶体を冷間圧延した後焼鈍するとき、その圧延条件や前歴に応じて、一次再結晶後いろいろな方位をもつた再結晶粒が出現するが、それらの異なる方位をもつ再結晶粒の核において、界面エネルギー σ 、格子歪エネルギー Z は異なり、したがってそれらの核の臨界半径は異なるものと考えられる。そこで第27図に示すように、H, K, L, ……などの再結晶方位があるとき、それらの方位をもつ再結晶核の臨界半径 r_0 と核数 N との関係が図のようになっていると考えることができる。 r_0 は圧延率や圧延温度などによつて変わるものと考えられる。

第27図が oriented nucleation factor について考える場合の基礎となる図であるが、このように再結晶方位別に核数あるいは核生成度 N を測定する実験にはほとんど行なわれていない。

そこで再結晶核の育成前に材料内に第二相が平均間隔 r_1 で析出しているときは、Hの方位の核だけは ($r_1 >$) r_0 の成長可能な大きさにまで成長しているが、K, L, ……などの方位の核は ($r_1 <$) r_0 までに育成されず成長不能という状態がもたらされる。このように平均間隔 r_1 の



第28図 半径 r_i の球形不純物相が間隔 D の単純立方格子配置をとる。

析出相により再結晶核の育成は抑制されるが、焼鈍温度を高めることによつて析出相が matrix 中に再固溶しはじめると、Hの方位の核だけが優先的に成長することが考えられる。

再結晶粒界の移動が析出相によつて阻止される力は次のように計算される。析出相の分布状態は実際には非常に複雑であるが、考察を容易にするために、第28図に示すように半径 r_i の球状析出相粒子が間隔 D の単純立方格子配置をとつて存在していると仮定する。この単純立方格子の1個の単位格子には1個の粒子が属しており、その1個の粒子が結晶粒界を拘束する力は、粒界の界面張力を σ とすれば $\pi r_i^2 \sigma$ である。すなわち単位体積についての粒界拘束力は

$$F = \sigma \pi r_i^2 / D^3 \dots (3.4.4)$$

一方不純物含有量(体積比)を ρ とすれば

$$\rho = (4/3) \pi r_i^3 / D^3 \dots (3.4.5)$$

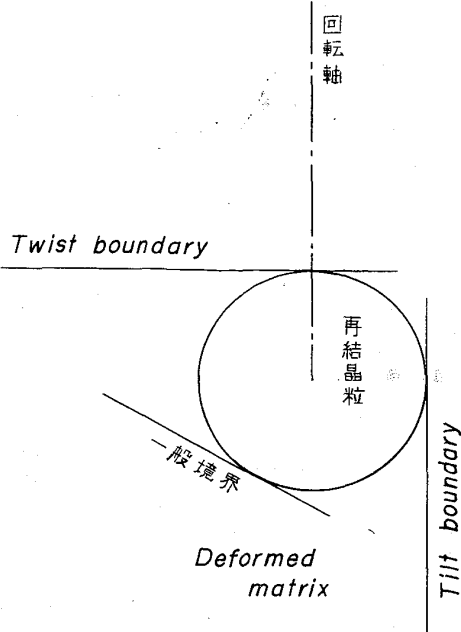
したがつて

$$F = (3/4) \sigma \rho / r_i = (3/4)^{2/3} \pi^{1/3} \sigma \rho^{2/3} / D \dots (3.4.6)$$

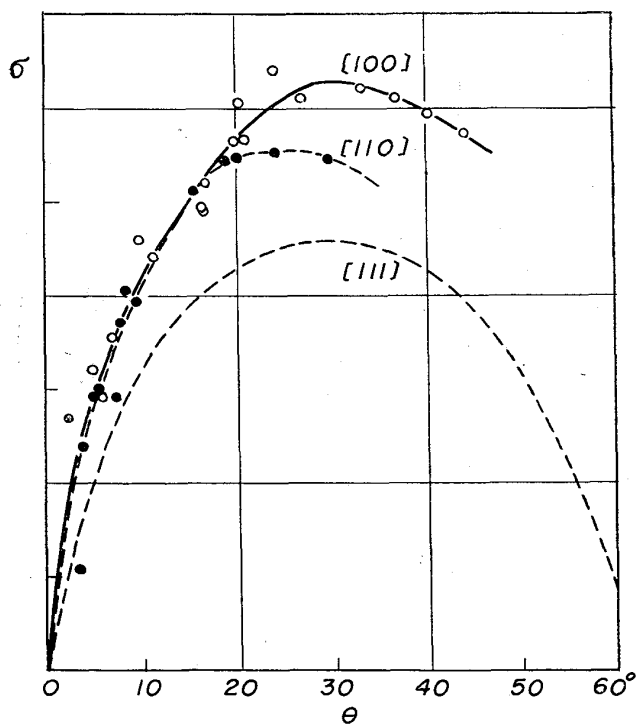
この式は 1948 年に C. ZENER によつて与えられた式であるが、粒界拘束力は σ 、 ρ に比例し半径 r_i に逆比例する。したがつて一定量の不純物を含有する場合には、その不純物をなるべく小さい微粒子に分散させることが粒界拘束力を高めることになる。

上式から明らかなように F は σ に比例し、従つて σ の大きい大傾角境界は析出相によつて強く拘束されることになる。

第29図に示すように、成長過程にある再結晶粒におい



第29図 再結晶核の twist, tilt および一般境界.



第30図 結晶境界エネルギー σ と回転角 θ との関係.
(C. G. DUNN et al.⁵³), [111] の場合は仮定図)

て、その方位と deformed matrix の方位を関係づける回転軸に垂直な粒界は twist boundary, 回転軸に平行な粒界は tilt boundary, 回転軸と一般角をなす大部分の粒界を一般境界とよぶことにする. twist boundary と tilt boundary の移動速度は、そのいずれかの境界の両側の格子点の coincidence が著しい場合には、著しい相異を示すが、一般の場合には大きな相異はない. σ の値も一般の場合にはそんなに大きな異方性をもたない. そ

こで再結晶粒界の σ の平均値と方位回転角との関係が第30図のようになっていると仮定してみる. [100] と [110] については C. G. DUNN, F. W. DANIELS, M. J. BOLTON⁵³ の実験結果があるが、[111] についてはまだ測定されていない. そこで、第30図では [111] の場合破線で示すようになっていると仮定した. この仮定の正否によつて結論は変わってくるが、もし第30図が正しいとすれば、分散不純物相が存在するときは(3.4.6)式により [110] 25~35° 回転関係にある方位の再結晶粒界の移動は [111] 30° 回転関係にある方位の再結晶粒界の移動よりも強く阻止されることになる. 前節で述べたキルド鋼や分散不純物相を含むリムド鋼の圧延板において(110)[001]再結晶方位の発達を抑制され、逆に{111}<110>再結晶方位が発達する現象はこのような再結晶粒界移動速度の方位依存性の分散不純物による変化に起因するのかもしれない. それを確かめるためには第30図の正確な測定を行なうことが必要である. しかし一方において、[111] 30° 回転関係にある {111}<110>方位の再結晶粒の σ が小さいという仮定は(3.4.2)式から明らかなようにその臨界半径 r_0 が小さく、第27図の H の方位に概当する可能性があつて oriented nucleation factor も考慮しなければならない.

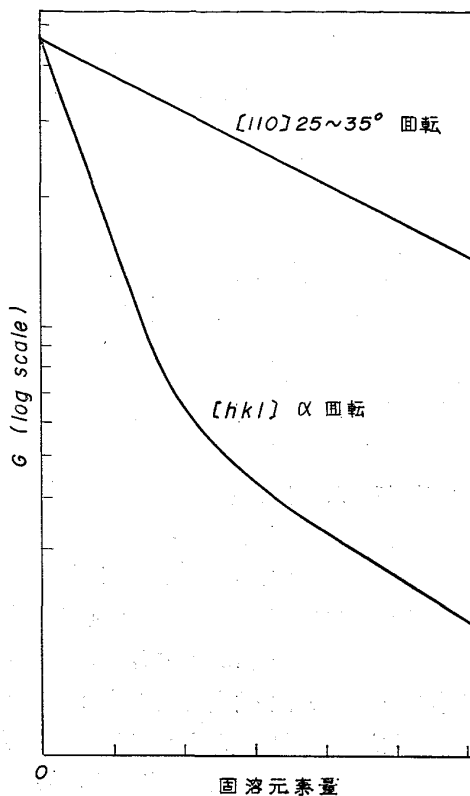
分散析出相が冷間圧延前からすでに含まれている場合には、析出相の平均間隔 D が、 $D > r_0$ の場合と $D < r_0$ の場合とで再結晶におよぼす効果は異なる⁵². $D > r_0$ の場合には再結晶核生成度 N は析出相周辺の格子歪の集中した領域において高められているが、 $D < r_0$ のときは第27図についての考察と同様な理由から N は減退する. $D < r_0$ のときは前述のような再結晶集合組織への影響があるが、 $D > r_0$ のときは析出相周辺において不規則な方位をもつ再結晶核の成育(random nucleation) を誘起する.

冷間圧延前に第2相を溶体化処理するか、それを中間段階まで析出させるか、あるいは完全析出させるかによつて、冷間圧延後の焼鈍における再結晶開始前の析出相の D は著しく相異し、従つて再結晶集合組織も異なってくる⁴¹.

3.5 再結晶集合組織に対する固溶元素の効果

純鉄に固溶元素を添加するときは、再結晶核生成度 N および再結晶粒成長速度 G は共に減少し、再結晶温度は高くなる²⁹ その程度は固溶元素の種類および濃度によつて変わる²⁹. zone-refine した高純度の鉄の再結晶温度は約 300°C であると報告されている⁵⁵.

また純鉄に固溶元素を添加するときは、oriented growth factor を強め再結晶集合組織の集積度を高める. それは第31図に推定図で示すように、deformed matrix に対して [110] 25~35° 回転関係にある方位の再結晶



第31図 結晶粒成長速度Gと固溶元素量との関係。(推定図)

位の成長速度と一般の不規則方位の再結晶粒の成長速度の差は、固溶元素量増加と共に大きくなると考えられるからである。α鉄についてはこのような実験結果が無いので、この図は K. T. AUST, J. W. RUTTER⁵⁴⁾ の高純度 Pb に Sn を添加した場合の粒界移動の実験結果から推定したものである。

第31図に従えば、非常に高純度のα鉄の再結晶集合組織には oriented growth factor が無いことになる。そのような高純鉄についての実験を行なえば、残された oriented nucleation factor が確かめられるであろう。しかし J. TALBOT⁵⁵⁾によれば、zone-refine した高純鉄の再結晶集合組織は集積度が弱く、したがって再結晶集合組織に対する oriented nucleation factor は非常に小さいと考えられるようになってきている。しかし oriented nucleation factor も純度が高くなると消失するという考えもある。

粒界移動速度Gは固溶元素量増加と共に減少するが、その減少の程度は cusp boundary, coincidence site boundary あるいは KRONBERG-WILSON boundary⁵⁶⁾とよばれている特定回転角度関係の結晶粒間の境界の場合には小さい。そのような境界は最初 M. L. KRONBERG, F. H. WILSON⁵⁶⁾ によつて、面心立方格子の金属の場合の〈111〉軸 38° 回転関係の twist boundary などについて

明らかにされたもので、その境界の両側の格子の原子配置の一部が一致し、その境界移動速度が大きいと考えられるものである。

体心立方格子の金属において、最初に Kronberg-Wilson 境界を考慮した実験は C. W. HAYNES, R. SMOLUCHOWSKI⁵⁷⁾ の 3.17% Si 珪素鉄の粒界拡散の実験で Fe アイソトープ 55 (半減期約4年) の粒界への浸透量が原子の coincidence sites の割合と対応づけられることを明らかにしている。また J. O. STIEGLER⁵⁸⁾ は電子ビーム溶解したニオブ(体心立方格子)単結晶を冷間圧延して (111)[$\bar{1}10$] 方位とし、それを焼鈍した結果、すべての再結晶方位が〈111〉軸に関する 20~30° の回転で関係付けられることを示し、それを説明するために〈111〉軸に関する +21.8° および -27.8° の回転関係にある格子間の Kronberg-Wilson 境界の存在を論拠にした。(3.3 で述べた〈111〉回転関係の考察は、この実験事実も考慮に入れている。)

R. BRANDON⁵⁹⁾ は field ion microscope を用いて W および W-Re 合金の結晶粒界の構造を研究し、Kronberg-Wilson 境界の存在を認めている。第7表には BRANDON らによつて計算されている coincidence site density を示した。

このような Kronberg-Wilson 境界が再結晶核の成長の初期の過程で、核の優先成長をうながす役割をもつことは考えられ、K. T. AUST, J. W. RUTTER⁵⁴⁾ の実験からも推定されるように、その優先成長性は固溶元素の存在によつて高められる。STIEGLER⁵⁸⁾ が述べているよう

第7表 体心立方格子の主要軸についての回転による Kronberg-Wilson 境界。(BRANDON et al⁵⁹⁾)

回 転 軸	最小回転角度 (°)	Coincidence-site density
[100]	22.6°	1/13
	28.1°	1/17
	36.9°	1/5
[110]	26.5°	1/19
	38.9°	1/9
	50.5°	1/11
	70.5°	1/3
	86.6°	1/17
[111]	27.8°	1/13
	38.2°	1/7
	46.8°	1/19
	60°	1/3
[112]	63°	1/11
	78.5°	1/15
	101.6°	1/5
	135.6°	1/7
	180°	1/3

に「Kronberg-Wilson 境界をもつ核のみが成長可能である」こともあり得ることで、そのような oriented nucleation は純度が高くなるほど起こり難くなる。

第31図の曲線の勾配は、Fe 中における固溶元素の粒界拡散と関係し、固溶元素の種類によつて異なると考えられる。

4. 二次再結晶集合組織 (Secondary recrystallization texture)

二次再結晶集合組織は、とくに方向性珪素鋼帯の製造に関係して重要な問題である。方向性珪素鋼帯の製造上の諸問題についてはすでに解説し⁶⁰⁾、また最近の研究結果は近く報告する予定である⁶¹⁾ので、ここではそれらについては省略し、二次再結晶についての従来の主要な研究を要約するのにとどめる。

C. G. DUNN, P. K. KOH⁶²⁾は、第4表および第5表に示した P-1 の一次再結晶後の試料をさらに 980°C で 15hr, P-5 の一次再結晶後の試料を 1175°C で 8hr 焼鈍して組織の変化をしらべた。いずれの試料も第5表に示したように一次再結晶後は、

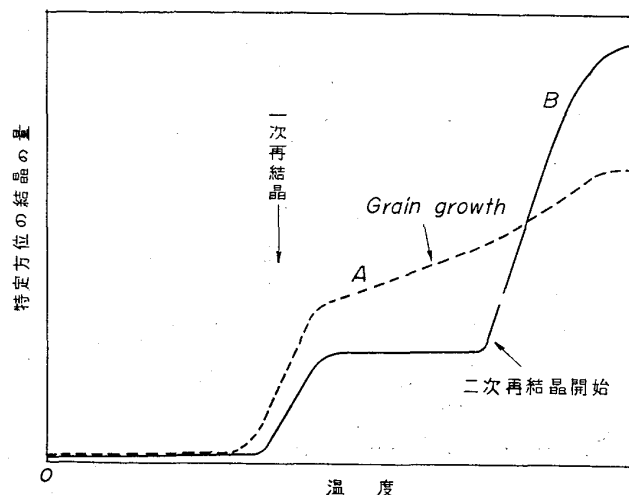
M: (210)[001], M': (320)[001]

A: (111)[$\bar{1}10$], B: (111)[1 $\bar{1}0$] (P-1では微弱)

の4つの優先方位より成っているが、上記の焼鈍をさらに行なつた後には、P-1ではA, Bが、P-5ではM, M'が優先方位となつた。これは一次再結晶後の組織において、P-1ではA, Bの方位の結晶粒がM, M'の方位の結晶粒より大きく、P-5ではその逆であつたためである。このように隣接結晶粒数の多い大きな一次再結晶粒が、隣接結晶粒数の少ない小さい一次再結晶粒を食つて成長する現象は grain growth とよび、その駆動エネルギーは主として結晶粒界エネルギーである。

上述の珪素鉄単結晶試料の場合には、大きな一次再結晶粒群の方位と小さい一次再結晶粒群の方位がそれぞれ限定された狭い方位範囲内にあるので、一次再結晶完了後 texture inhibition があり、したがつてその場合における grain growth は二次再結晶といつてもよい過程を示す。しかし多結晶体圧延板の場合には、大きな一次再結晶粒群の方位が広い方位範囲にわたつてることが多く、それが grain growth を起こすときは、一次再結晶集合組織内のある方位成分が第32図の曲線Aに示すように徐々に増加してゆくにすぎない。

しかし硫化物 (MnS, TiS), 窒化物 (VN, AlN, Si₃N₄), 炭化物 (TiC), 酸化物 (FeO·Al₂O₃, SiO₂) などの分散第2相が含まれているときは^{25)27)63)~66)}、一次再結晶後の grain growth が阻止され、さらに高温に加



第32図 Normal grain growth と二次再結晶。

熱することによつて、それらの不純物相が再固溶し粒界の釘付けが除かれると、第32図の曲線Bに示すように特定方位をもつ一次再結晶粒だけが優先成長し、集積度の高い集合組織を生ずる。これを inclusion inhibition に起因する二次再結晶とよび、その結果生ずる二次再結晶集合組織のなかで (110)[001] 優先方位に強い集積をもつ Goss texture は、一方向性珪素鋼帯の製造に利用されている。

上述のような結晶粒界エネルギーを駆動エネルギーとする二次再結晶のほかに、一次再結晶粒が板を貫通した大きさとなつている状態で、結晶の自由表面エネルギーを駆動エネルギーとする二次再結晶が起こることがある^{67)~70)}。それは珪素鉄のほか zone refine した純鉄⁷¹⁾においても認められている。

結晶の自由表面エネルギー γ は表面構造によつて敏感に変わり焼鈍雰囲気（とくに酸素の存在）によつて異なる。湿水素中では $\gamma_{(100)} < \gamma_{(110)}$ 、乾燥水素中では $\gamma_{(100)} > \gamma_{(110)}$ であることが知られている。二方向性電気鉄板をこのような自由表面エネルギー差を利用した二次再結晶により製造する試みが続けられているが、Fe-Si 系では

- i) 板厚が薄い場合に限られること
- ii) (100) 面集積度は高いが、[001] 方向集積度が比較的小さいこと

などの問題があり、Fe-Si-Al 系、Fe-Si-V 系について検討がなされている。

著者ら²⁹⁾は Fe-V 合金において、おそらく inclusion inhibition によるとと思われる二次再結晶によつて (100)[001] 方位の粗大粒の優先成長を認めている。

自由表面エネルギー差による結晶粒界移動は、粒界エネルギーを駆動エネルギーとする二次再結晶に続いてさらに三

次再結晶⁷²⁾を起こす原因にもなる。

5. 熱間圧延工程における問題点

薄鋼板の最終熱処理後の集合組織は、その冷間圧延工程内の諸条件のほか、冷間圧延前の工程の諸条件によつて著しい影響を受ける。次に熱間圧延工程におけるいくつかの問題点を指摘しておくことにする。

1) スラブの加熱温度および時間

スラブの加熱を十分高い温度で長時間行ない、次いで高速の熱間圧延後急冷処理することは、一つには MnS その他の鋼中不純物の溶体化処理を目的とし、低炭素鋼では γ 領域内での圧延後急冷することによつて、Kurd-

jumow-Sachs 方位関係にある特定の結晶方位成分の出現をもたらす意味をもつ。(2.3 参照)

2) γ , α 共存領域における熱間圧延

鋼を第33図の t の温度で熱間圧延後急冷するときは、bc/ac だけの量の a の組成の α 相の結晶粒組織中に ab/ac だけの量の c の組成の γ 相の結晶粒が混在する状態で圧延された後常温まで急冷するので、合金元素が圧延方向に伸びた lamellar 偏析をした状態となり、それをさらに冷間圧延すると a の組成の α 相と c の組成の α 相とが層状に重なった組織となり、再結晶過程に大きく影響する。

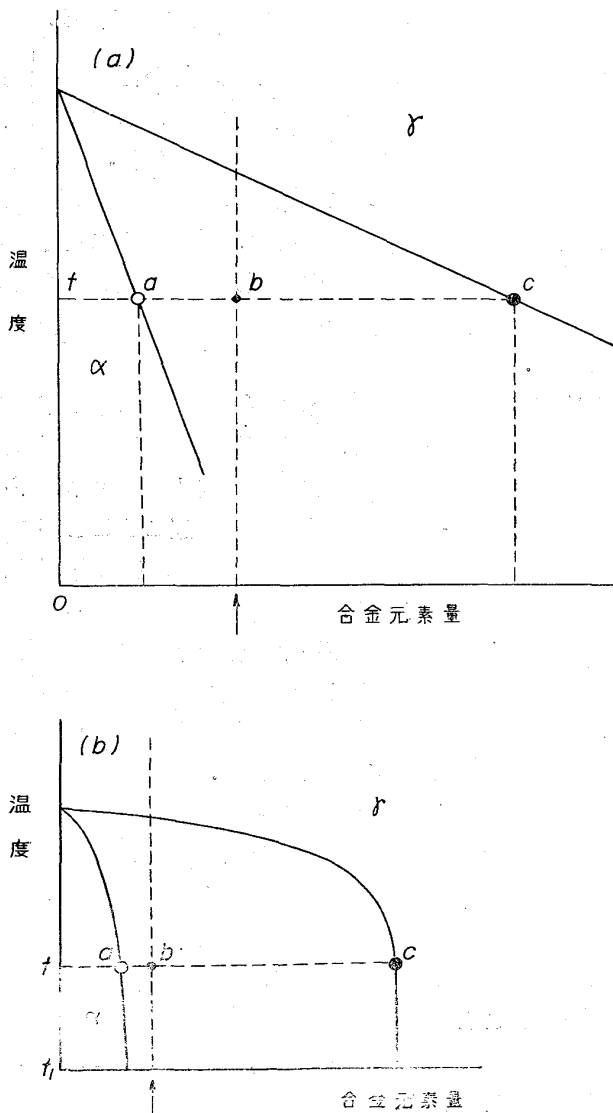
3) ホットスリップの急冷処理

急冷処理は上述の(1),(2)と関係するほか、AIN など比較的低い温度 (720~960°C) からの固定化処理炭窒化物などさらに低い温度 (700~800°C) からの溶体化処理の目的で行なうことがある。炭化物の溶体化処理を行なった後青熱脆性温度で冷間圧延して転位密度を高めると再結晶集合組織にも変化をもたらす。

以上本稿では体心立方格子の α 鉄の集合組織について綜めた。面心立方格子の γ 鉄の集合組織は、鉄鋼の場合には γ 相領域での熱間圧延やオーステナイト系ステンレス鋼の冷間圧延などの場合に問題となるが、それについては別の機会にゆずる。

文 献

- 1) C. S. BARRETT & L. H. LEVENSON: Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng., 145 (1941), p. 281
- 2) P. K. KOH & C. G. DUNN: Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng., 203 (1955), p. 401
- 3) G. I. TAYLOR, C. F. FLAM: Proc. Roy. Soc., A 112 (1926), p. 337
- 4) J. J. COX, G. T. HORNE, R. F. MEHL: Trans. Amer. Soc. Metals., 49 (1957), p. 118
- 5) C. S. BARRETT, G. ANSEL, R. F. MEHL: Trans. Amer. Soc. Metals, 25 (1937), p. 702
- 6) N. FAHRENHORST, E. SCHMID: Zeit. Phys., 78 (1932), p. 383
- 7) A. J. OPINSKY, R. SMOLUCHOWSKI: J. Appl. Phys., 22 (1951), p. 1380, 1488
- 8) N. P. ALLEN, B. E. HOPKINS, J. E. MCLENNAN: Proc. Roy. Soc., A 234 (1956), p. 221
- 9) E. N. da C. ANDRADE, Y. S. CHOW: Proc. Roy. Soc., A 175 (1940), p. 962
- 10) C. F. ELAM: The Distortion of Metal Crystals, (1935), [Oxford]
- 11) A. J. OPINSKY, R. SMOLUCHOSKI: J. Appl. Phys., 22 (1951), p. 1380
- 12) E. A. CALNAN, C. J. B. CLEWS: J. Appl. Phys., 22 (1951), p. 1508



第33図 α , γ 共存領域における熱間圧延後急冷すれば合金元素の lamellar 偏析組織が得られる。a) の場合は熱間圧延温度を一定に保つことが必要であるが、b) の場合や、固溶元素の拡散速度がおそいときは、熱間圧延温度は大巾に変えられる。

- 13) C. S. BARRETT: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 135 (1939), p. 296
- 14) J. L. WALTER, W. R. HIBBARD: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 212 (1958), p. 731, Hsun HU: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 221 (1961), p. 130
- 15) H. HU, R. S. CLINE: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 224 (1962), p. 784
- 16) C. S. BARRETT: *Structure of Metals*, 2nd. ed., (1952), [McGraw-Hill]
- 17) G. WASSERMANN, J. GREWEN: *Texturen metallischer Werkstoffe*, (1962) 2-Aufl [Springer]
- 18) F. HAESSNER, H. WEIK: *Arch. Eisenhüttenw.*, 27 (1956), p. 153
- 19) J. BENNEWITZ: *Arch. Eisenhüttenw.*, 33 (1962), p. 393
- 20) 赤松, 坂本: 塑性と加工, 5 (1964) No. 47, p. 853
- 21) M. GENSAMER, P. A. VUKMANIC: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 125 (1937), p. 507
- 22) R. L. WHITELEY, D. E. WISE: *Flat Rolled Products*, III (1962), p. 47
- 23) E. B. KULA, S. L. LOPATA: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 215 (1959), p. 981
- 24) 久保寺, 中岡, 長嶺: 日本金属学会, 昭 40-秋季講演大会, 第 2 分科, No. 1
- 25) J. E. MAY, D. TURNBULL: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 212 (1958), p. 769
- 26) 松岡: 日本金属学会, 昭 40-春季講演大会, 第 2 分科, No. 7
- 27) 阿部: 日本金属学会, 昭 40-秋季講演大会, 第 7 分科シンポジウム, No. 3
- 28) 五弓, 阿部, 高橋: 日本金属学会誌, 13 (1949), No. 12, p. 9, I. GOKYU & H. ABE: *Proc. 1st. World Met. Congress*, (1951), p. 580
- 29) 五弓, 阿部, 伊藤: 日本金属学会誌, 29 (1965), p. 171
- 30) P. A. BECK, H. HU: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 185 (1949), p. 627, J. of Metals, 1 (1949), No. 9, p. 627, P. A. BECK, P. R. SPERRY, H. HU: *J. Appl. Phys.*, 21 (1950), p. 420
- 31) J. C. M. LI: *J. Appl. Phys.*, 33 (1962), p. 2958
- 32) H. HU: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 224 (1962), p. 1112
- 33) C. G. DUNN, P. K. KOH: *J. Metals*, (1956), p. 1017
- 34) W. R. HIBBARD, W. R. TULLY: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. min., met. & Pet. Eng.*, 221 (1961), p. 336
- 35) W. G. BURGERS, P. C. LOUWERSE: *Zeit. Phys.*, 67 (1931), p. 605
- 36) R. W. CAHN: *Proc. Phys. Soc., A* 63 (1950), p. 323
- 37) H. ABE, M. MATSUO, K. ITO: *Trans. JIM.*, 4 (1963), p. 28
- 38) 阿部, 松尾, 伊藤: 日本金属学会誌, 26 (1962), p. 684
- 39) J. L. WALTER, E. F. KOCH: *Acta Met.*, 10 (1962), p. 1059
- 40) J. L. WALTER, W. R. HIBBARD: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 212 (1958), p. 731
- 41) 五弓, 阿部, 上山: 日本金属学会誌, 28 (1964), p. 542
- 42) G. KURDJUMOW, G. SACHS: *Zeit. Phys.*, 62 (1930), p. 592
- 43) M. GENSAMER, B. LUSTMAN: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 125 (1937), p. 501
- 44) C. S. BARRETT, G. ANSEL, R. F. MEHL: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 125 (1937), p. 516
- 45) H. STÄBLEIN & H. MÖLLER: *Arch. Eisenhüttenw.*, 29 (1958), p. 433
- 46) R. M. BOZORTH, H. J. WILLIAMS, R. J. MORRIS: *Phys. Rev.*, 58 (1940), p. 203
- 47) 五弓, 阿部, 橋田, 高橋: 日本金属学会誌, 25 (1961), p. 712
- 48) J. A. ELIAS, R. H. HEYER, J. H. SMITH: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 224 (1962), pp. 678~686, Fig. 9
- 49) J. L. WALTER, E. F. KOCH: *Acta Met.*, 10 (1962), p. 1059
- 50) W. BOLLMANN: *J. Inst. Metals*, 87 (1958~9), p. 439
- 51) H. HU: *Acta Met.*, 10 (1962), p. 1112
- 52) R. D. DOHERTY, J. W. MARTIN: *J. Inst. Metals*, 91 (1963), p. 332
- 53) C. G. DUNN, F. W. DANIELS, M. J. BOLTON: *J. Metals*, 2 (1950), p. 1245
- 54) K. T. AUST, J. W. RUTTER: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 215 (1959), p. 119, 608
- 55) J. TALBOT: *Recovery and Recrystallization of Metals*, edited by L. HIMMEL, p. 269, [Interscience Publ. (1962)]
- 56) M. L. KRONBERG, F. H. WILSON: *Trans. Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 185 (1949), 501
- 57) C. W. HAYNES & R. SMOLUCHOWSKI: *Acta Met.*, 3 (1955), p. 130
- 58) J. O. STIEGLER, C. K. H. DUBOSE, R. E. REED, C. J. McHARGUE: *Acta Met.*, 11 (1963), p. 851
- 59) R. BRANDON, B. RALPH, S. RANGANATHANAN,

- M. S. WALD*: *Acta Met.*, 12 (1964), p. 813
- 60) 阿部: 日本金属学会会報, 1 (1962), pp. 583~590
- 61) 阿部, 日本金属学会誌, 29 (1965), No. 12, p. 1221
- 62) *C. G. DUNN, P. K. KOH*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, (1958), p. 80
- 63) *J. E. MAY, D. TURNBULL*: *J. Appl. Phys.*, 30 (1959), p. 210~S
- 64) *T. V. PHILIP, R. E. LENHART*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 221 (1961), p. 439
- 65) *H. C. FIEDLER*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 221 (1961), p. 1201
- 66) *J. D. FAST*: *Philips Res. Rep.*, 11 (1956), p. 490
- 67) *F. ASSMUSS, K. DETERT, G. IBE*: *Zeit. Metallk.*, 48 (1957), p. 344
- 68) *F. ASSMUSS, R. BOLL, D. GANZ & F. PFEIFER*: *Zeit. Metallk.*, 48 (1957), p. 341
- 69) *K. DETERT*: *Acta Met.*, 7 (1959), p. 589
- 70) *C. G. DUNN, J. L. WALTER*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 218 (1960), p. 448
- 71) *C. G. DUNN, J. L. WALTER*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 224 (1962), p. 518
- 72) *J. L. WALTER, C. G. G. DUNN*: *Trans. Met. Soc., Amer. Inst. Min., Met. & Pet. Eng.*, 215 (1959), p. 465