銅母相中の鉄微小粒子のマルテンサイト変態におよぼす外力効果

加藤 雅 治* 藤 居 俊 之†
星 野 安 生† 森 勉*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 56, No. 8 (1992), pp. 865-872

Stress Effect on Martensitic Transformation of Small Iron Particles in Copper Matrix

Masaharu Kato, Toshiyuki Fujii,
Yasuo Hoshino and Tsutomu Mori

Department of Materials Science and Engineering, The Graduate School at Nagatsuta, Tokyo
Institute of Technology, 4259 Nagatsuta, Midori-ku, Yokohama

There are two different ways of understanding the stress effects on martensitic transformations. The most commonly accepted one is that the stress helps the total shape deformation of the transformation. The other is that the stress helps the shear deformation involved in the lattice change. To find out which one is more reasonable, critical experiments were conducted to examine the stress-induced $\gamma \rightarrow \alpha$ martensitic transformation in small Fe particles in Cu single crystals. The amount of transformed α -Fe particles was also examined as a function of plastic strain. It has been found that specific Kurdjumov-Sachs variants out of 24 crystallographically equivalent ones are formed preferentially depending on the direction ([001] or [419]) and sense (tension or compression) of the applied stress. Although tension induced more martensites than compression in polycrystalline specimens, the converse was found to be the case for the single-crystalline specimens stressed along [001] and no significant difference in the amount of transformed particles between tension and compression was detected for the specimens stressed along [419]. These experimental results were analyzed in the light of the theoretical expectations based on the two ways of understanding the stress effect. It has been found that the experimental results can be understood very reasonably if the significant stress effect on the f.c.c. to b.c.c. lattice change is considered.

(Received April 14, 1992)

Keywords: copper-iron alloy, single crystals, precipitates, stress-induced martensite, Schmid factor, Bain deformation, orientation relationship

I. 緒 言

外力を加えると、マルテンサイト変態が促進されることは良く知られている。それは、直接的には変態開始温度 (M_s 点)の上昇という形で現れるが、単純冷却によって生じたマルテンサイトと外部応力によって誘起されたマルテンサイトとは、微視的、結晶学的に見ても異なっている。たとえば、単純冷却によっては、結晶学的に等価なマルテンサイトのバリエーションの間に発生に対する優先性は無いが、応力誘起マルテンサイトの場合は、付加応力の方向や向きに依存して、特定のバリエーションが優先的に発生する⁽¹⁾⁽²⁾。

しかし、マルテンサイト変態におよぼす外力効果については、鉄合金の f.c.c. (γ) $\rightarrow$ b.c.c. (α) 変態に話を限っても、必ずしも統一された見解に達しているとは言えない。多く

の研究者⁽³⁾⁻⁽⁶⁾は、Patel と Cohen⁽¹⁾の考え方を支持している。この考え方は、外力はマルテンサイト変態に伴う全形状変形を助けると言うもので、板状マルテンサイトの場合、全形状変形を晶癖面に平行なせん断成分と、垂直な膨張(収縮)成分に分け、これらの変形成分が外力によって最も助けられるようなバリエーションが優先的に発生すると考える。

一方、マルテンサイト変態時の初期段階である格子形を変える変形(格子変形、たとえば、f.c.c. $\rightarrow$ b.c.c. 変態の場合には、良く知られた Bain 変形)にこそ外力が最も大きな効果を持つという考え方もある⁽²⁾⁽⁷⁾⁻⁽¹²⁾。

マルテンサイト変態の現象論⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾によると、全形状変形は、格子変形に加えて、いわゆる格子不変変形と剛体回転の3つの要素からなっているので、上の2つの考え方のどちらが正しいかは、一見簡単に調べられるように思える。しかし、多結晶を用いた実験では、それぞれの結晶粒

* 東京工業大学大学院総合理工学研究科材料科学専攻

† 東京工業大学大学院生

の方位によって応力効果が異なるので、どちらの考え方が正しいかを結論することは難しい。また、後に述べるように、たとえ単結晶を用いたとしても、適切な合金系や実験条件を選ばなければ、2つの考え方による発生バリエーションの相違を明らかにすることはできそうもない。

本研究は、マルテンサイト変態におよぼす外力効果に対する上記の2つの考え方の、どちらがより合理的であるかを検討することを目的としている。試料としては、Cu-Fe合金単結晶を用いる。Feを1~4 mass%含むCu-Fe合金を時効すると、準安定なf.c.c.構造の球状 γ -Fe粒子が析出する。この粒子は室温では常磁性である。この合金に、引張または圧縮の外力を加え塑性変形させると、 γ -Fe粒子はb.c.c.構造の α -Fe粒子へと応力誘起マルテンサイト変態を起こす⁽¹⁵⁾。変態した α -Fe粒子は強磁性を示し、層状の内部双晶構造を持つ。また、おのおのの双晶バリエーションはCu母相とKurdjumov-Sachs(KS)の方位関係をとる⁽¹¹⁾⁽¹⁶⁾。

この合金を本研究に使用する理由は、母相内で変態が起こり得る場所がFe粒子と限定されているためである。通常の合金系を用いた場合は、母相のどの部分もマルテンサイトになり得るので、1つのマルテンサイトの生成に伴う内部応力の発生や、マルテンサイト同士の複雑な相互作用(たとえば、いわゆる連鎖的誘発作用, autocatalytic effect⁽¹⁷⁾, や自己調整形態, self-accommodating morphology⁽¹⁸⁾など)のために、発生したマルテンサイトのバリエーションは、外力に直接的に助けられたものとは限らない。一方、本合金では、Fe粒子の体積率が小さいので、粒子同士の相互作用は無視でき、発生したバリエーションは直接外力効果を反映したものと考えることができる。

Katoら⁽¹¹⁾はこのCu-Fe合金の特徴を利用して、単結晶の[416]方向から外力を加えて発生するマルテンサイトバリエーションを同定し、格子変形に対する外力効果が大きいことを結論した。本研究はこの研究の延長上に位置するもので、 γ -Fe粒子を含むCu-Fe合金単結晶に[001]と[419]という2種類の方向から引張または圧縮応力を加え、発生するマルテンサイトのバリエーションを同定するとともに、変形量による変態率の変化も調べて、外力効果を考察しようとするものである。

II. 実験方法

1. 試料作製

Cu-1.5 mass%Fe合金の単結晶をBridgman法により作製し、応力軸方向が[001], または[419]となるような引張試験用試料(3×3×50 mm)と圧縮試験用試料(3×3×5 mm)を湿式カッターにより切り出した。[419]方向は、(1 $\bar{1}$ 1)[011]主すべり系のシュミット因子が0.5となる方向である。これらの試料を真空中1273 Kで4時間保持の後、水焼き入れして溶体化処理を行った。その後、973 K

で3日間の時効処理を行い、平均粒子径100 nmの球状 γ -Fe粒子をCu母相内に析出させた。Cu-Fe合金の平衡状態図を参照すると、析出するFeの体積率は1.40 vol%となる。

2. 引張, 圧縮によるマルテンサイト相の導入

変形に先立って、試料の中心付近の歪量を正確に知るために、マイクロビッカース硬度計の圧痕を利用して標点を打っておいた。これらの試料をインストロン型試験機により、クロスヘッド速度 5×10^{-3} mm/sで引張または圧縮変形し、 γ -Fe粒子に応力誘起マルテンサイト変態を起こさせた。変態は低温ほど起こりやすいので、後に電子顕微鏡(TEM)観察によって発生した α -Fe粒子マルテンサイトのバリエーションを調べる試料では、液体窒素中で約10%程度の変形を行い、ほとんどすべての粒子を変態させた。一方、後に変態率を調べる試料は室温で変形し、歪量を種々変えた試料を準備した。

3. TEM 観察とマルテンサイト変態率の測定

引張, 圧縮変形を加えた試料から、{111}面に平行な試料を切り出し、電解研磨により、TEM観察用薄板試料を作製した。最終研磨は、 $\text{HNO}_3:\text{CH}_3\text{OH}=1:4$ の溶液を用い、243 K, 5 Vの条件で行った。TEM観察は、日立製H-700電子顕微鏡を使用し、加速電圧200 kVで行った。

室温での変形において、歪量とともにマルテンサイト変態する粒子の割合がどのように変わるかを調べるため、室温での試料の磁化を歪量の関数として求めた。測定には、振動試料型磁力計(vibrating sample magnetometer)を用

Fig. 1 Schematic diagram of the vibrating sample magnetometer.

いた。Fig. 1はその模式図である。電磁石により、10 Tの外部磁場を試料Sに与える。磁化された試料を80 Hz程度でわずかな振幅(0.1-0.2 mm)で上下に振動させることによって、その側に置いた探索コイルC内に振動磁束を生じさせる。その交流シグナルを、標準磁石Mによって生じるシグナルと比較することによって試料の磁化を求める。

Feの室温での飽和磁化は2.16 Tである⁽¹⁹⁾。したがって、析出したすべてのFe粒子(体積率1.40 vol%)が α -Feへとマルテンサイト変態したと仮定すると、

$$I_s = 2.16 \times 1.40 \times 10^{-2} = 3.01 \times 10^{-2} \text{ (T)}$$

の飽和磁化値を示すことになる。本研究では、測定された試料の磁化が I のとき、 I/I_s をこの試料のマルテンサイト変態率と定めた。

4. KS バリエントの定義

前述のように、本研究で得られる α -Feマルテンサイトは、Cu母相とKSの方位関係を持つので、ここで、以前の研究⁽⁸⁾⁽⁹⁾にならって24種類のKSバリエントのそれぞれをTable 1に定義しておく。以下、本論文では、面や方向を示す指数の右下付き添字fをf.c.c. Cu母相、bをb.c.c. α -Feを表すものとして用いる。

III. 実験結果

1. TEM 観察

単結晶の $[001]_f$ と $[419]_f$ 方向に応力をかけてマルテン

Table 1 Notation of the 24 KS variants.

Variant name	Plane (fcc)//(bcc)	Direction [fcc]//[bcc]	Twin-related variant
1-1	$(\bar{1}1\bar{1})$ (110)	$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	1-4
1-2		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}1\bar{1}]$	1-5
1-3		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	1-6
1-4		$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	1-1
1-5		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	1-2
1-6		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	1-3
2-1	(111) (110)	$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-4
2-2		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-5
2-3		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-6
2-4		$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-1
2-5		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-2
2-6		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	2-3
3-1	$(1\bar{1}\bar{1})$ (110)	$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-4
3-2		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-5
3-3		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-6
3-4		$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-1
3-5		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-2
3-6		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	3-3
4-1	$(\bar{1}\bar{1}1)$ (110)	$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-4
4-2		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-5
4-3		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-6
4-4		$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-1
4-5		$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-2
4-6		$[\bar{1}\bar{1}0]$ $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	4-3

サイト変態させた試料(これらを以後、それぞれ $[001]$ 試料、 $[419]$ 試料と呼ぶ)をTEM観察し、回折像と暗視野像を解析することによって、発生したバリエントの同定を行った。

Fig. 2は、8%引張歪を与えた $[001]_f$ 試料を $(001)_f$ 面が

Fig. 2 TEM micrographs of the $[001]_f$ specimen deformed by 8% in tension at 77 K. Zone axis: $[001]_f$.

電子線に垂直になるようにして観察したときの明視野像である。 α -Fe 粒子内に観察される $\langle 110 \rangle_f$ 方向に垂直な層状構造は、b.c.c. の双晶によるものである。これらの双晶バリエーションのそれぞれは1つの α -Fe 粒子内にはほぼ等量存在し、Cu 母相とKS の方位関係を持つ⁽¹¹⁾。[001]試料の場合、4つの $\{111\}_f$ 面は結晶学的に等価となるので、発生したバリエーションの名称を特定の $(\bar{1}1\bar{1})_f$ 面に属するものとして代表させることができる。Fig. 2 には結晶学的に等価な

2種類の α -Fe バリエーションが写っているが、これらを共に $(\bar{1}1\bar{1})_f$ 面に属するものとして整理すると、すべての α -Fe 粒子は、Table 1 の1-3 と1-6 のバリエーションからなっていると言える。

8%引張歪を与えた[001]試料を電子線が $(\bar{1}1\bar{1})_f$ 面に垂直になるようにして撮影した明視野像がFig. 3(a)である。さらに、Fig. 3(c)の回折像において、1-3 バリエーションの存在による $1\bar{1}0_A$ 回折斑点Aを用いて撮った暗視野像がFig. 3(b)である。(a)と(b)を比較すると、ほとんどすべての粒子が1-3 バリエーションを含むことがわかる。すなわち、ほとんどの α -Fe 粒子が1-3 と1-6 のバリエーションによる内部双晶構造を持っている。

同様な観察を9%圧縮歪を与えた[001]試料に対しても行った。その結果、1-1 と1-4 の双晶対からなる α -Fe 粒子と、1-2 と1-5 の双晶対からなる α -Fe 粒子がほぼ等量発生していることがわかった。

さらに、約10%引張または圧縮変形した[419]試料のTEM 観察も行った。[419]試料では、4つの $\{111\}_f$ 面は等価にはならない。したがって、TEM 観察は、すべての $\{111\}_f$ 面に対して行わなければならなかった。その結果、引張試料においては1-3 と1-6 の双晶対、圧縮試料においては1-1 と1-4、2-1 と2-4 の双晶対からなる α -Fe 粒子が大多数を占めていることがわかった。これらの結果を、Table 2 にまとめて示す。

2. マルテンサイト変態率の測定

室温で引張または圧縮変形を加えた[001]と[419]試料の飽和磁化を振動試料型磁力計を用いて測定した。その結果得られたFe 粒子のマルテンサイト変態率を、せん断塑性歪量の関数としてプロットしたものがFig. 4(a)と(b)である。比較のために、同様な熱処理と変形を加えた多結晶試料(平均結晶粒径180 μm)についての結果をFig. 4(c)に示す。多結晶試料の場合、テーラー因子3.06を用いて一軸歪をせん断歪に換算してある。

Monzen ら⁽²⁰⁾によると、本研究の応力誘起マルテンサイト変態の場合は、塑性変形によって導入・増殖されたすべり転位が、外部応力の分解せん断応力と同じ方向と向きの集中応力をFe 粒子に与え、変態を促進するという。すなわち、転位は外部応力の拡大器の役目を果たす。したがって、マルテンサイト変態のためには塑性変形が必要となる。Fig. 4 で横軸にせん断塑性歪をとったのはこの理由による。

Table 2 Observed preferentially-formed KS variants of twinned α -Fe martensite particles in a Cu matrix.

Stress axis	[001] _f		[419] _f	
	Tension	Compression	Tension	Compression
Observed variants	1-3, 1-6	1-1, 1-4 1-2, 1-5	1-3, 1-6	1-1, 1-4 2-1, 2-4

Fig. 3 Bright and dark-field micrographs of the [001] specimen taken with the $[\bar{1}1\bar{1}]_f$ zone axis. In the diffraction pattern (c), spots from the twin-related KS variants 1-3 (dotted lines) and 1-6 (solid lines) are noted in addition to the 220_f -type spots from the Cu matrix. The dark-field micrograph (b) was taken using the $1\bar{1}0_A$ spot in (c).

Fig. 4 Volume fraction of transformed α -Fe martensite particles measured as a function of plastic shear strain. (a) [001] specimen, (b) [419] specimen and (c) poly-crystalline specimen.

引張変形でも圧縮変形でも、マルテンサイト変態を促進することには変わりがないので、当然歪量の増加とともに変態率は高くなっている。同一歪量で比べたときに、[001]試料では圧縮試料の方が引張試料より変態率が高くなっており、[419]試料では引張と圧縮で変態率にほとんど差がなく、多結晶試料では引張試料の方が変態率が高くなっている。この結果は、外力の方向や向きによって変態を促進する程度が異なっていることを意味しており、

TEM 観察結果との関連において後に考察する。

N. 考 察

ここでは、緒言で述べたマルテンサイト変態に対する応力効果についての 2 つの考え方を対比させ、それらが実験結果を合理的に説明できるかどうかを検討する。

1. 優先発生バリエーション

まず、外力がマルテンサイト変態に伴う全形状変形を助けるという立場に立って、Table 2 にまとめた優先発生バリエーションを考察してみる。 α -Fe 粒子は双晶構造をとっているが、おのおのの双晶バリエーションは異なる格子変形 (Bain 変形) が起こった結果生じたものである。

たとえば、引張で優先発生した 1-3 と 1-6 のバリエーションを考えてみる。KS 関係の簡単な幾何学から、1-3 バリエーションの 3 つの主軸 $\langle 100 \rangle_b$ 方向 (x, y, z 方向) は、f.c.c. の座標系で $x // [(\sqrt{6}-2)/6, (\sqrt{6}+2)/6, 2/3]_f$, $y // [-1/6, -(2\sqrt{6}-1)/6, (\sqrt{6}+2)/6]_f$, $z // [(2\sqrt{6}+1)/6, -1/6, (\sqrt{6}-2)/6]_f$ の各方向にあることがわかる。これらの方向を主軸にとった座標系で 1-3 バリエーションの Bain 歪 B_{1-3} は次式のように表せる。

$$B_{1-3} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで、 γ -Fe の格子定数 (外挿値, $a_f = 0.3562 \text{ nm}^{(21)}$) と α -Fe のそれ ($a_b = 0.2862 \text{ nm}$) を用いると、 $\varepsilon_1 = (\sqrt{2} a_b / a_f) - 1 = 0.136$, $\varepsilon_2 = (a_b / a_f) - 1 = -0.197$ となる。応力軸方向と x, y, z の各方向とのなす角をそれぞれ $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ とすると、外部応力 σ (引張応力を正に、圧縮応力を負にとる) と 1-3 バリエーションの Bain 歪との単位体積あたりの相互作用エネルギー E_{1-3} は式 (1) より

$$E_{1-3} = -\sigma (\varepsilon_1 \cos^2 \alpha_1 + \varepsilon_1 \cos^2 \alpha_2 + \varepsilon_2 \cos^2 \alpha_3)$$

と表される。したがって、単位の大きさの応力あたりでは、

$$E_{1-3}^0 = E_{1-3} / |\sigma|$$

となる。同様な計算を 1-6 バリエーションに対しても行うと、 E_{1-6}^0 が得られる。

実際には、 α -Fe 粒子は 1-3 と 1-6 バリエーションが等量含まれた層状双晶構造となっているのであるから、この Fe 粒子の発生に伴う全形状変形 (全変態歪) と外力との相互作用エネルギー (単位応力、単位体積あたり) E_1 は、

$$E_1 = (E_{1-3}^0 + E_{1-6}^0) / 2 \quad (2)$$

で与えられる。この計算を、応力軸が $[001]_f$ と $[419]_f$ の場合について、考えられる 12 通りの双晶 KS バリエーション対のすべてに対して行った結果得られた式 (2) の E_1 値を、Table 3 に示す。

負の E_1 値を持つバリエーションは、引張変形で優先され、正の E_1 値をもつバリエーションは、圧縮変形で優先される。

Table 3 Calculated E_1 values in equation (2) for KS twin-related pairs which constitute α -Fe particles. T and C indicate the observed pairs in tension and in compression, respectively.

Twin-related pair	[001] specimen		[419] specimen	
	E_1 value	Observed pair	E_1 value	Observed pair
1-1, 1-4	0.030	C	0.064	C
1-2, 1-5	0.030	C	0.002	
1-3, 1-6	-0.134	T	-0.102	T
2-1, 2-4			0.072	C
2-2, 2-5			0.025	
2-3, 2-6			-0.088	
3-1, 3-4			-0.011	
3-2, 3-5			0.001	
3-3, 3-6			-0.118	
4-1, 4-4			-0.014	
4-2, 4-5			-0.016	
4-3, 4-6			-0.114	

前述のように、[001]試料の場合は結晶学的な対称性より、発生バリエーションを1-1から1-6のバリエーションに代表させて示してある。

Table 3によると、引張変形で優先発生した双晶対バリエーションは負の E_1 値を持ち、圧縮変形で優先発生した双晶対バリエーションは正の E_1 値を持っている。したがって、 E_1 値、すなわち外力と全形状変形との相互作用を考えた議論は、優先発生バリエーションの実験結果をうまく説明できると言える。しかし、Table 3を詳細に見ると、[419]_f引張では、観察されていない3-3と3-6、4-3と4-6の双晶対の E_1 値はそれぞれ-0.118、-0.114と、観察されている1-3と1-6の双晶対の E_1 値(-0.102)より絶対値の大きな値となっている。このような、実験結果を完全には説明できない細かい点もあることはある。

次に、外力が格子変形におよぼす効果を考察する。これには、外力とBain変形との相互作用を考えれば良いのであるが、Higoら⁽⁸⁾、Katoら⁽⁹⁾⁻⁽¹¹⁾、Satoら⁽¹²⁾は、Bain変形をさらに2つの{111}<211>_fせん断系という素過程に分解したBogers-Burgers機構⁽⁷⁾を採用し、そのうちの第一せん断におよぼす外力効果を考察した(Bogers-Burgers機構では、Bain変形の体積変化成分はせん断成分に比べて小さいので無視している)。Table 4に各KSバリエーションに属する{111}<211>_f第一せん断系と、[001]_fと[419]_fの応力軸に対してのシュミット因子を示す。ただし、このせん断系は一方方向性なので、 E_1 値との比較が容易なように、負のシュミット因子を持つものは引張で、正のシュミット因子を持つものは圧縮で働くものと定めてある。

[001]試料の場合、引張変形で優先的に観察された1-3と1-6の双晶対バリエーションは、共に負のシュミット因子を持つ。また、圧縮変形で観察された1-1と1-4、1-2と1-5の双晶対バリエーションは、その一方のせん断系が0.471とい

Table 4 The first {111}<211>_f shear system of the Bogers-Burgers mechanism for each KS variant and its Schmid factor.

Variant	Shear system	[001] specimen		[419] specimen	
		Schmid factor	Observed	Schmid factor	Observed
1-1	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}12$] _f	0.471	C	0.433	C
1-2	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}12$] _f	0.471	C	0.433	
1-3	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f	-0.236	T	0	T
1-4	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f	-0.236	C	0	C
1-5	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f	-0.236	C	-0.433	
1-6	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f	-0.236	T	-0.433	T
2-1	(111)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.438	C
2-2	(111)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.438	
2-3	(111)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.067	
2-4	(111)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.067	C
2-5	(111)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.370	
2-6	(111)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.370	
3-1	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.303	
3-2	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.303	
3-3	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.260	
3-4	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.260	
3-5	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.043	
3-6	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.043	
4-1	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.221	
4-2	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}1\bar{2}$] _f			0.221	
4-3	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.154	
4-4	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{2}1\bar{1}$] _f			-0.154	
4-5	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.067	
4-6	($\bar{1}\bar{1}\bar{1}$)[$\bar{1}2\bar{1}$] _f			-0.067	

う特に圧縮で優先される大きなシュミット因子を持っている。同様なことは[419]試料についても言える。すなわち、引張の場合、確かに1-3と1-6の対が最も発生が期待されるものである。1-2と1-5の対の発生も期待されるが、一方(1-2)のせん断系が圧縮で特に優先される(0.433)ので、1-3と1-6の対に比べると都合が悪い。このように考えると、[419]_f圧縮で、1-1と1-4、2-1と2-4の双晶対バリエーションが優先発生していたことも合理的に理解できる。

以上のように、外力が格子変形に顕著な効果をおよぼすと考えても、優先発生バリエーションの実験結果を、非常に良く説明することができる。したがって、ここまでの考察からは、外力が全形状変形、あるいは格子変形のうちどちらに顕著な効果をおよぼすのかを断定することは困難である。換言すれば、このような困難さのために、現在まで外力効果に対する統一的な理解がなされていないとも言える。以前のCu-Fe合金単結晶を用いたKatoらの研究⁽¹¹⁾でも、その研究単独では同様な困難さが完全には克服されていない。

2. マルテンサイト変態率

Fig. 4に示された変態率曲線を、前節で議論した E_1 値やシュミット因子を通じて考察する。まず、Table 3の E_1

値の絶対値を調べてみると、[001]試料では、引張(−0.134)の方が圧縮(0.030)よりはるかに大きい。したがって、もし、マルテンサイト変態の起こりやすさが E_1 値の大小によって決まっているとすれば、[001]試料では、引張の方が圧縮よりも変態しやすいことになる。これは、Fig. 4(a)の結果と矛盾する。[419]試料では、観察されたバリエーションのうちで絶対値の最も大きな E_1 値を持つものは、引張では1-3と1-6の対(−0.102)、圧縮では2-1と2-4の対(0.072)であり、この場合も引張の方が変態しやすいことが予想されるが、実験結果(Fig. 4(b))は引張と圧縮で変態率にほとんど差が見られない。

一方、Table 4のシュミット因子を考えると、[001]試料では、引張(−0.236)は圧縮(0.471)の半分の大きさの絶対値しか持たない。したがって、圧縮試料のほうが変態しやすいことが期待される。また、[419]試料では、引張(−0.433)と圧縮(0.438)でシュミット因子の大きさにほとんど差がないので、変態率に大きな差は現れないことが予想される。これらの予想は、実験結果と良く一致している。したがって、変態率に関する限り、全形状変形に対する外力効果では実験結果を説明することができず、外力は格子変形を助けるものと考えなければならないことになる。

多結晶試料の場合は、方位がまちまちな多くの結晶粒についての平均としての応力効果が現れる。そのため、統計的に考えれば、引張と圧縮の差は、体積変化成分のみに現れることになる。本研究のFe粒子の $\gamma \rightarrow \alpha$ マルテンサイト変態の場合、約3.7%の体積膨張があるので、引張応力の方が圧縮応力より変態をより強く助けることになる。これは、Fig. 4(c)の結果と一致する。

以上の考察によって、優先発生バリエーションとマルテンサイト変態率の実験結果をすべて合理的に説明するためには、外力が格子変形(Bain変形)に大きな効果を持つと考えなければならないことがわかった。本研究でもそうであったが、発生した応力誘起バリエーションを結晶学的に調べると、全形状変形に対する応力効果を考えても、格子変形に対する応力効果を考えても実験結果を説明できてしまう場合が多いというのが著者らの実感である。そのために本研究では、マルテンサイト変態率という別の側面からの実験も行ったわけである。

Fe合金の単結晶を用いて、応力誘起 $\gamma \rightarrow \alpha$ マルテンサイト変態を調べた一連の研究⁽⁸⁾⁻⁽¹²⁾によると、マルテンサイトの形状(ラス状、板状、針状、球状)は合金系によって大きく異なるにもかかわらず、母相の同一方向から外力を加えたとき、優先発生するKSバリエーションは同一のものであった。この結果は、外力が全形状変形に効果をおよぼすと考えると理解できないものである。一方、格子変形については、マルテンサイトの形状には関係なく共通のBain変形なので、実験結果を素直に理解することができる。

前述のように、BogersとBurgers⁽⁷⁾は、Bogers⁽²⁾が

Fe-Ni合金単結晶で観察した応力誘起マルテンサイトバリエーションの発生をBain変形を素過程に分けた二重せん断機構によって説明した。OlsenとJesser⁽²²⁾は、CuまたはNi基板上に蒸着したFe薄膜の $\gamma \rightarrow \alpha$ マルテンサイト変態を結晶学的に調べ、観察されたFe薄膜のエピタクシーがミスフィット応力と格子変形との相互作用によって決まっていると結論した。また、Miyajiら⁽²³⁾⁽²⁴⁾は、Fe-Ni合金多結晶を圧延し、発生するマルテンサイトのバリエーションを調べ、圧延時の応力がBain変形を助けると考えれば、変態集合組織が合理的に理解できると結論している。このように、数は少ないが本研究の結論と同じ考え方をとる研究もある。

バルク結晶中のマルテンサイト変態の場合、変態は周囲の母相によって拘束されている。そのため、1つのバリエーションの格子変形だけでは変態に伴う形状変化が大きすぎ、大きな内部応力を発生してしまう。そこで、双晶やすべりによる付加的な格子不変変形によって、全変態歪を極力少なくしようとする。本研究の α -Fe粒子中の双晶も、そのような格子不変変形の結果生じたものと考えられる。外力が格子変形を助けて、ある特別なバリエーション(たとえば、KS 1-6)が優先的に発生したとき、格子不変変形はそのバリエーションの発生に伴う形状変化を打ち消す方向に起こると考えられる。したがって、格子不変変形によって生じた双晶バリエーション(たとえばKS 1-3)の変態歪は、外力にとってはむしろ都合の悪いものであることが多い。外力が全形状変形を助けるという考え方は、この格子不変変形までを含めて考えてしまっているので、再考の余地が残されていると考える。

V. 結 言

Cu単結晶母相中のFe微小粒子の応力誘起 $\gamma \rightarrow \alpha$ マルテンサイト変態を調べ、以下の結果を得た。

(1) 外部付加応力の方向([001]_fと[419]_f)や向き(引張と圧縮)に応じて24種類のKurdjumov-Sachsバリエーションのうち、優先発生するバリエーションは異なるものであった。

(2) マルテンサイト変態のしやすさは、外部応力の向きに依存し、同一の塑性せん断歪量で比較すると、[001]_f応力では、圧縮の方が引張より多くのマルテンサイトを生成させたが、[419]_f応力では、引張と圧縮で有意差は見られなかった。さらに、多結晶Cu-Fe合金試料を用いた実験では、引張応力の方が圧縮応力よりマルテンサイト変態に大きな効果があった。

(3) 以上の実験結果は、外力がマルテンサイト変態時の格子形を変える変形(Bain変形)に顕著な効果をおよぼすと考えれば、合理的に説明されるものである。

文 献

- (1) J. R. Patel and M. Cohen: *Acta Met.*, **1**(1953), 531.
(2) A. J. Bogers: *Acta Met.*, **10**(1962), 260.
(3) G. Stone and G. Thomas: *Met. Trans.*, **5**(1974), 2095.
(4) D. Goodchild, W. T. Roberts and D. V. Wilson: *Acta Met.*, **18**(1970), 1137.
(5) G. F. Bolling and R. H. Richman: *Scripta Met.*, **4**(1970), 539.
(6) H. Onodera, H. Goto and I. Tamura: *Proc. 1st JIM Int' 1 Symp. on New Aspects of Martensitic Transformation*, The Japan Institute of Metals, (1976), 327.
(7) A. J. Bogers and W. G. Burgers: *Acta Met.*, **12**(1964), 255.
(8) Y. Higo, F. Lecroisey and T. Mori: *Acta Met.*, **22**(1974), 313.
(9) M. Kato and T. Mori: *Acta Met.*, **24**(1976), 853.
(10) M. Kato and T. Mori: *Acta Met.*, **25**(1977), 951.
(11) M. Kato, R. Monzen and T. Mori: *Acta Met.*, **26**(1978), 605.
(12) A. Sato, M. Kato, Y. Sunaga, T. Miyazaki and T. Mori: *Acta Met.*, **28**(1980), 367.
(13) M. S. Wechsler, D. S. Lieberman and T. A. Read: *Trans. AIME*, **197**(1953), 1503.
(14) J. S. Bowles and J. K. Mackenzie: *Acta Met.*, **2**(1954), 129, 138, 224.
(15) J. B. Newkirk: *Trans. AIME*, **209**(1957), 1214.
(16) K. R. Kinsman, J. W. Sprys and R. J. Asaro: *Acta Met.*, **23**(1975), 1431.
(17) E. S. Machlin and M. Cohen: *Trans. AIME*, **191**(1951), 746.
(18) T. Saburi, S. Nenno, S. Kato and K. Takata: *J. Less-Common Metals*, **50**(1976), 223.
(19) H. Zijlstra: *Experimental Methods in Magnetism 1*, North-Holland, Amsterdam, (1967), 145.
(20) R. Monzen, A. Sato and T. Mori: *Trans. JIM*, **22**(1981), 65.
(21) Z. S. Basinski, W. Hume-Rotherly, F. Rio and A. L. Sutton: *Proc. R. Soc.*, **A229**(1955), 459.
(22) G. H. Olsen and W. A. Jesser: *Acta Met.*, **19**(1971), 1009, 1299.
(23) H. Miyaji, M. Nobuki, N. Sakuma, T. Mitsui, H. Nakajima and E. Furubayashi: *Proc. Int'1 Conf. on Physical Metallurgy of Thermomechanical Processing of Steels and Other Metals*, The Iron and Steel Institute of Japan, **2**(1988), 815.
(24) H. Miyaji and E. Furubayashi: *Textures and Microstructures*, **12**(1990), 189.