強磁性形状記憶合金における磁場による マルテンサイトバリエントの再配列と巨大歪

福田 隆* 掛下 知行**
竹内 徹也***

1. はじめに

物質の形状および体積は、温度・応力はもちろんのこと磁場付加によっても顕著に変化する。すなわち磁場印加により歪が生じる。この歪発現の機構として、応用の面を考慮すると次に示す2つが重要である。ひとつは、主にスピンの軌道相互作用を通じた格子の弾性歪であり、もうひとつは、磁気転移による体積磁歪である。特に、前者の場合は磁歪と呼ばれ、その代表的な材料として TERFENOL-D と称される $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ 単結晶が挙げられる⁽¹⁾。この単結晶では、 $[111]$ 方向に磁場を印加すると0.1~0.2%もの伸びが生ずる(純鉄の場合は室温で 10^{-5} 程度)。この磁歪材料の応用分野は広く、超音波発生、トルクセンサならびに微小アクチュエータ等に利用されている。後者の例として、Fe-Rh合金の磁場誘起反強磁性-強磁性転移が挙げられる⁽²⁾。この転移に伴い、約0.8%もの体積膨張が起きるが、転移磁場が高いため実用には至っていない。現在、これを改善するために遍歴電子メタ磁性転移を示す化合物の磁気体積効果の研究がなされている⁽³⁾。

最近になり、上述した機構とは全く異なる磁場誘起歪が強磁性を示す Ni-Mn-Ga 形状記憶合金の熱弾性型マルテンサイト相において Ullakko らにより見出された⁽⁴⁾。この歪は数%にも達し⁽⁵⁾⁽⁶⁾、かつ比較的弱い磁場で発生するため、その基礎ならびに応用に多くの関心が寄せられている。

この機構は磁場によるマルテンサイトの結晶学的ドメイン

(バリエント)の再配列に起因する。それを述べる前に、この機構と関連する形状記憶合金における応力・温度によるバリエント再配列について簡単に説明する。形状記憶効果を示す合金は熱弾性型マルテンサイト変態をし、マルテンサイト相は、幾つかのバリエントから構成されている。一般に、バリエントは3次的に配置しているが、簡単のために、図1に示すように2種類のバリエントから構成されている場合を考える。温度を下げてマルテンサイト変態をさせると、全てのバリエントは、同じ量だけ生成し、変態に伴う外形変化ができるだけ小さくなるように配置する(図1a→b)。これら

図1 応力 τ によるマルテンサイトバリエントの再配列。

* 大阪大学講師；大学院工学研究科マテリアル科学専攻(〒565-0871 吹田市山田丘2-1)

** 大阪大学教授；大学院工学研究科マテリアル科学専攻

*** 大阪大学助手；低温センター

Giant Magnetic Field-induced Strain due to Rearrangement of Martensite Variants in Ferromagnetic Shape Memory Alloys; Takashi Fukuda*, Tomoyuki Kakeshita**, Tetsuya Takeuchi*** (***)Department of Materials Science and Engineering, Graduate School of Engineering, Osaka University, Suita. ***Low Temperature Center, Osaka University, Toyonaka)

Keywords: martensitic transformation, ferromagnetic shape memory alloy, magnetocrystalline anisotropy, twinning deformation, magnetostriction, iron-palladium alloy, iron-platinum alloy, nickel-manganese-gallium alloy

2004年8月18日受理

バリエント間の界面は比較的容易に移動することが可能な双晶面になっている。したがって、外部から剪断応力 τ を加えると、その際に生じる弾性歪を緩和するようなバリエントが双晶変形により成長し、その結果大きな歪が現れる(図 1b→c)。この大きな歪は、高温相に戻すことにより消失する(図 1c→a)。これが、通常の形状記憶効果である。マルテンサイト相が強磁性の場合には、結晶学的ドメイン構造に加えて、磁区構造が存在する。ここで、バリエントと磁区が対応していると仮定する。すなわち、磁気モーメント m は、外部磁場が無い場合は、それぞれのバリエント内で図 2 (b)の矢印で示す磁化容易軸方向を向いていると仮定する。この状態に、一方のバリエントの磁化容易軸方向(他方にとっては磁化困難軸方向)に外部から磁場 H を印加すると、磁場方向が磁化困難軸となっているバリエントの磁気モーメントは、ゼーマンエネルギー($-m \cdot H$)を減少させるように磁場方向に回転し、さらに磁場強度を上げると磁場方向に向く。この状態において、磁気モーメントが磁化困難軸方向を向いたバ

リエントは、磁気モーメントが容易軸を向いたバリエントに比べて、結晶磁気異方性エネルギーの分だけエネルギーの高い状態になり不安定となる。その結果、バリエント界面を介して磁気的な剪断応力(τ_{mag})が働き、この τ_{mag} が、双晶界面の移動に必要な応力(τ_{req})よりも大きいならば、バリエント再配列が起き、大きな歪が現れる(図 2b→c)。以上が磁場によるバリエント再配列が起きる理由についての説明である。

上述した機構を考慮すると、磁場によりバリエント再配列が起きるためには、大きな結晶磁気異方性を有すると同時に低い τ_{req} を持つことが必要条件と言える。このような条件を満足し、大きな磁場誘起歪が発生すると期待できる合金としては、Ni-Mn-Ga 系以外にも Fe-Pd 系⁽⁷⁾⁽⁸⁾、Fe-Pt 系⁽⁹⁾、Ni-Mn-Al 系⁽¹⁰⁾、Fe-Ni-Ga 系⁽¹¹⁾、Co-Ni-Al 系⁽¹²⁾などが考えられている。以下では、筆者らがやっている Fe-Pd 系、Fe-Pt 系、ならびに Ni₂MnGa の磁場誘起歪を紹介するとともに、これらの合金において上述した関係、すなわち $\tau_{\text{mag}} > \tau_{\text{req}}$ が実際に成り立っていることを示す。最後に、これら強磁性形状記憶合金の応用とその問題点について簡単に述べる。

2. 磁場により誘起される歪

はじめに、巨大磁場誘起歪を示す 3 種の合金 Fe-31.2Pd (at%), Fe₃Pt ならびに Ni₂MnGa のマルテンサイト変態挙動ならびに磁気転移について概説する。Fe-31.2Pd 合金は高温からの焼入れにより凍結した A1 型構造の母相から fct と呼ばれる正方晶のマルテンサイトに変態する。Fe₃Pt のマルテンサイト変態は規則度(L1₂型)に依存するが、規則度が 0.8 程度の母相は通称 fct と呼ばれる L6₀ 型構造の正方晶へとマルテンサイト変態する⁽¹³⁾。また、Ni₂MnGa は L2₁ 型構造の母相から、10M 構造と呼ばれる擬正方晶のマルテンサイト相に変態する⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。これらの合金の変態温度は Fe-31.2Pd が 230 K、Fe₃Pt が 85 K、Ni₂MnGa が 202 K である。これら合金の母相ならびにマルテンサイト相における格子定数の温度依存性を図 3 に示す⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。Fe-31.2Pd と Fe₃Pt の

図 2 磁場 H によるマルテンサイトバリエントの再配列。

図 3 格子定数の温度依存性。(a) Fe-31.2Pd, (b) Fe₃Pt, (c) Ni₂MnGa。

マルテンサイト相の格子定数は変態温度以下において徐々に変化するのに対して、 Ni_2MnGa の格子定数は変態温度において大きく変化し、それ以下ではあまり変化しない。また変態の温度ヒステリシスも Fe-31.2Pd や Fe_3Pt ではほとんど検出できないのに対して、 Ni_2MnGa では約 10 K もの大きさの温度ヒステリシスがある。いずれの合金においても、マルテンサイト相における軸比は、77 K で (Fe_3Pt については 4.2 K で) 約 0.94 程度であることが特徴である。磁化容易軸は Fe-31.2Pd 合金では a 軸であり、 Fe_3Pt と Ni_2MnGa では c 軸である。マルテンサイト相を正方晶として取り扱うと、マルテンサイト相には 3 種類の格子対応バリエントが存在することになる。これらのバリエント間の界面は $\{101\}_M$ (M はマルテンサイト相を表す) 双晶面となっている。また、母相の $[001]_P$ (P は母相を表す) 方向は、ひとつのバリエントでは c 軸であり、他の 2 つのバリエントでは a 軸となる。キュリー温度は Fe-31.2Pd では約 650 K、 Fe_3Pt では約 450 K、 Ni_2MnGa では約 376 K であり、 Fe-31.2Pd ならびに Fe_3Pt はインバー合金としても良く知られている。

これら合金単結晶を無磁場下で冷却しマルテンサイト単相にした後に、 $[001]_P$ 方向に磁場を印加した際の $[001]_P$ 方向への歪をキャパシタンス法で測定した。それらの結果を、図 4 (a) (Fe-31.2Pd)⁽⁸⁾, (b) (Fe_3Pt)⁽⁹⁾, (c) (Ni_2MnGa)⁽¹⁷⁾ に示す。いずれの合金においても約 0.25 MA/m 付近の磁場から試料の変形が始まっていることがわかる。すなわち、 Fe-31.2Pd 合金では磁場方向に伸び、 Fe_3Pt ならびに Ni_2MnGa では磁場方向に収縮している。このように歪方向が合金により異なるのはそれらの磁化容易軸が異なるためである。この歪と格子定数から、 Fe-31.2Pd ならびに Ni_2MnGa では結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリエントがほぼ完全に選択されていることがわかる (Fe-31.2Pd では磁化容易軸である a 軸が磁場方向を向いたバリエント、 Ni_2MnGa では容易軸である c 軸が磁場方向を向いたバリエント)。しかしながら、 Fe_3Pt では、容易軸である c 軸が磁場方向を向いたバ

リエントの割合は 70% 程度にしか達していない。また、この系の特徴的なこととして、 Fe-31.2Pd ならびに Ni_2MnGa の場合とは異なり、図 4(b) の曲線 B からわかるように、0.6% もの歪が磁場除去に際して回復することが挙げられる。この歪はその後の磁場印加・除去により繰り返し現れ、その値は、超歪材料である TERFENOL-D における磁歪⁽¹⁾ の約 3 倍にもなる。このような歪の回復は弾性エネルギーの蓄積によるものであると考えられるが、その起源については未だ明らかではない。また、この可逆歪は図 5 に示すような温度依存性があり、その値は 20 K で約 1% にも達する。

上述した、磁場によるバリエント再配列は、磁場中でノマルスキー型微分干渉法を用いた光学顕微鏡により直接観察することが出来る。その一例として Fe-31.2Pd 合金における観察例を図 6 に示す。磁場ならびに結晶の方位は写真中に示

図 5 Fe_3Pt における可逆歪の温度依存性。

図 4 試験温度まで零磁場で冷却した後、 $[001]_P$ 方向に磁場 H を印加した際の $[001]_P$ 方向の磁場誘起歪 ($\Delta l/l$)。 (a) Fe-31.2Pd , 試験温度 77 K; (b) Fe_3Pt , 試験温度 4.2 K; (c) Ni_2MnGa , 試験温度 77 K。正は伸び、負は収縮を表す。

してある。母相状態において表面を電解研磨しているため、母相表面は(a)に示すように平坦である。試料を無磁場下でマルテンサイト変態温度以下に冷却すると、マルチバリエーションの状態となるため、(b)に示すように表面起伏が現れる。ここで左上から右下へと走っているトレースはマルテンサイトの $\{101\}_M$ 双晶面である。磁場を $[001]_P$ 方向に印加すると、(c)に示すようにバリエーション再配列に伴い、暗部の領域が広がり始める。さらに磁場を強くすると、最終的には図4(d)に示すように、バリエーション再配列が完了し、左上から

右下へと走っている双晶面のトレースは完全に消失する。この磁場中での光学顕微鏡観察の結果は、図4(a)の磁場誘起歪の結果と良く対応している。

以上に述べたマルテンサイト変態温度、軸比、磁場によるバリエーション再配列の結果を表1にまとめて示した。

3. 磁場によるバリエーション再配列機構

前節において、Fe-31.2Pd, Fe₃Pt ならびに Ni₂MnGa における磁場によるバリエーションの再配列とそれに伴う巨大歪について紹介した。この節では、はじめに述べたように磁氣的剪断応力 τ_{mag} がバリエーション再配列に必要な応力 τ_{req} より大きくなっていることを Fe-31.2Pd 合金の場合について定量的に示す。その前に、磁氣的剪断応力 τ_{mag} と他の物理量との関係を示す。この値は、バリエーション再配列前後の磁氣的エネルギー差、 ΔU_{mag} 、と双晶変形の剪断量、 s 、($s = [1 - (c/a)^2] / (c/a)$) で、 $\tau_{\text{mag}} = \Delta U_{\text{mag}} / s$ と表される。 ΔU_{mag} は主にゼーマンエネルギーと結晶磁気異方性エネルギーからなる。この値は、磁場を磁化容易軸に平行に印加した場合に最大値をとり、その値は、一軸結晶磁気異方性定数 $|K_u|$ となる。したがって、磁氣的剪断応力 τ_{mag} を評価するには $|K_u|$ の値と s の値が必要となる。 s の値は格子定数から算出され、Fe-31.2Pd では 77 K で 0.124 である。 $|K_u|$ の値は、磁化困難軸 (c 軸) 方向の磁化曲線と磁化容易軸 (a 軸) 方向の磁化曲線の囲む面積として求めることができる。磁化困難軸ならびに容易軸の磁化曲線を求めるためには磁化測定の間を通して単一バリエーションとする必要がある(磁場によるバリエーション再配列を阻止しなければならない)。そこで、試料に一軸圧縮応力を加えて単一バリエーションにして測定を行った。77 K における測定結果を図7に示す。この磁化曲線の囲む面積より $|K_u|$ を求めると、その値は約 180 kJ/m³ となる。求めた $|K_u|$ と s の値を用いて、77 K における τ_{mag} の最大値を算出すると 1.5 MPa となる。一方、 τ_{req} は単結晶を用いた引張試験により求めることができる。図8は Fe-31.2Pd の 80 K における $[001]$ 方向への引張試験よりもとめた応力-歪曲線の一例であり、この図では約 2 MPa にステージが見られる。双晶変形のシュミット因子は 0.5 であるから、この場合 τ_{req} は約 1 MPa となる。同様の試験を繰り返すと、多くの場合、 τ_{req} の値は約 0.6 MPa から 1.2 MPa の範囲となった。このようにして、 τ_{mag} の最大値が τ_{req} より大きいことが確かめられる。他の温度においても、 τ_{mag} と τ_{req} の値を求めることができ、その結果を図9に示す。この図より、調べた全温度範囲において、 τ_{mag} の最大値は τ_{req} より大きいことが確かめられる。したがって、これらの温度範囲において、磁場下で優位なバリエーションへと完全に再配列されることになる。

ところで、結晶磁気異方性によるバリエーション間のエネルギー差に基づく考え方では、磁場方向を変えることにより、バリエーション間の磁氣的なエネルギー差が変化するため、顕著な磁場方向の効果があると考えられる。たとえば、磁場を $[110]_P$ 方向に加えた場合には、 τ_{mag} の最大値は $[001]_P$ 方向

図6 Fe-31.2Pd 合金における磁場によるバリエーション再配列の様子を示した光学顕微鏡写真。(a) 母相状態、(b) 零磁場下で 81 K まで冷却した試料表面に見られる双晶組織、(c) 磁場下においてバリエーションが再配列している最中、(d) 再配列が完了した状態。

表1 強磁性形状記憶合金の特性。

	Fe-31.2Pd (at%)	Fe ₃ Pt	Ni ₂ MnGa
マルテンサイト変態温度(K)	230	85	202
軸比 (c/a)	0.940 (77 K)	0.945 (14 K)	0.940 (77 K)
磁化容易軸	a 軸	c 軸	c 軸
$[001]_P$ 磁場下での $[001]_P$ 方向への歪	膨張	収縮	収縮
$[001]_P$ 磁場下における優位なバリエーションの割合	100%	70% (14 K)	100%
磁場除去に際して回復する歪(%)	0	0.6 (4.2 K)	0
結晶磁気異方性定数 K_u (kJ/m ³)	-180 (77 K)		420 (77 K)
磁氣的剪断応力の最大値 τ_{mag} (MPa)	1.5 (77 K)		3.4 (77 K)
バリエーション再配列に必要な剪断応力 τ_{req} (MPa)	0.6-1.2 (80 K)		1.2-2.2 (80 K)

図7 Fe-31.2Pd 合金の 77 K における磁化困難軸方向 ($H//[001]_M$) ならびに磁化容易軸方向 ($H//[100]_M$) の磁化曲線。

図8 Fe-31.2Pd 合金の 80 K における $[001]_P$ 方向の引張試験より求めた応力-歪曲線。本文中 τ_{req} の値は引張応力 σ にシュミット因子 (0.5) を掛けた値である。

に加えた場合の 1/2 であり、 τ_{req} と同程度となる。また、 $[111]_P$ に加えた場合には、 τ_{mag} は発生しないことになる。実際、これらの方向に磁場を印加してバリエント再配列を調べた結果、 $[110]_P$ に磁場を加えた場合は一部でしかバリエント再配列が起きず、 $[111]_P$ に印加した場合はほとんど起きないことが確認された⁽¹⁸⁾。また、多結晶においては磁場によるバリエント再配列は単結晶に比べるとほとんど起きないが⁽¹⁹⁾、このことは多結晶においては双晶変形応力が約 10 MPa 以上となっており、 τ_{mag} に比べて非常に大きいためである。以上のように、磁場によるバリエント再配列においては結晶磁気異方性が主要な要因であると結論される。

なお、 Ni_2MnGa についても Fe-31.2Pd と同様な磁化曲線が得られており、77 K における K_u は約 420 kJ/m³ であ

図9 結晶磁気異方性定数より求めた τ_{mag} の最大値 (磁場方向は $[001]_P$) と、引張試験より求めた τ_{req} の値。

り、これより求めた τ_{mag} の最大値は 3.4 MPa である⁽²⁰⁾。一方、圧縮試験により求めた τ_{req} の値は 1.2 から 2.2 MPa であり、この場合も、 τ_{mag} の最大値は τ_{req} より大きいことが定量的に確かめられる。Fe₃Pt については、単一バリエントの状態での磁化曲線がまだ得られておらず、結晶磁気異方性定数の正確な値は求まっていないが、バリエント配向量の異なる磁化曲線を比較することにより、その値は Fe-Pd 合金と同程度であると考えられる。今後、正確な結晶磁気異方性定数と τ_{req} の値を求めることが望まれる。

この節の最後に、磁場によるバリエント再配列の場合と応力によるバリエント再配列の場合とで、散逸エネルギーに差が生じるか否かについて述べる。応力-歪曲線が囲む面積と、バリエント再配列を伴った磁化曲線が囲む面積を Fe-31.2Pd 合金と Ni_2MnGa について比較した結果、いずれの合金においても、その面積に有意な差を認めることはできない。その値は、100 kJ/m³ 程度である。このことより、磁場によるバリエント再配列は応力によるバリエント再配列とほぼ同じ経路を通過して起きると考えることができる。

4. マルテンサイト変態温度の磁場依存性

これまでは、磁場によるバリエント再配列とそれに伴う磁場誘起歪について述べてきたが、ここでは磁場誘起マルテンサイト変態とそれによる形状制御の可能性について述べる。磁場によるバリエント再配列では、Fe₃Pt 以外は磁場により誘起された歪は磁場除去に際して自発的に回復することは無い。したがって、歪を回復させるためには、バイアスバネをつけるか磁場方向を 2 つの $\langle 001 \rangle_P$ 方向に交互に掛けるなどの必要がある。これに対して、磁場による変態・逆変態を利用すると Fe-31.2Pd や Ni_2MnGa においても可逆的な歪が得られる可能性がある。形状記憶合金における磁場によるマルテンサイト変態については、すでに著者らが Fe-Ni-Co-Ti 合金において磁気弾性マルテンサイト変態 (磁場を印加している間だけマルテンサイト相が現れ、磁場除去に際して母相

図10 Ni_2MnGa のマルテンサイト変態温度に及ぼす磁場の影響. ΔT_M は磁場下での変態開始温度と零磁場下での変態開始温度との差. 実線は, 変態潜熱ならびに磁化曲線をもとに, クラジウス・クラペイロンの式を用いて計算により求めた変態温度.

に戻る変態)が実際に現れることを確認している⁽²¹⁾. この合金において磁場誘起変態が起きるのは, マルテンサイト相の磁化が母相の磁化に比べて大きいためである. Ni_2MnGa においても母相とマルテンサイト相の間に磁化の差があるため磁場による変態温度の変化が期待できる. 実際に, Ni-Mn-Ga 系の合金の合金において磁場によりマルテンサイトが誘起できるという結果⁽²²⁾ならびに Fe-Pd 系の合金において磁場により逆変態が起きるとい結果⁽²³⁾がこれまでに報告されている.

図10は Ni_2MnGa 単結晶の $[001]_P$ 方向に磁場を印加して変態温度の磁場依存性を調べた結果である⁽²⁴⁾. 変態温度は, 磁場中で磁化ならびに電気抵抗を測定することにより求めた. 磁場が約 0.8 MA/m より低い間は, 変態温度は磁場の上昇に伴って低下している. これはマルテンサイト相が母相に比べて結晶磁気異方性が大きく低い磁場ではマルテンサイト相の磁化が母相に比べて小さいためである. 一方, 0.8 MA/m 以上の磁場では磁場の上昇とともに変態温度は上昇している. これは, これ以上の磁場では磁化が飽和し, マルテンサイトの飽和磁化が母相のそれより大きいためである. このような, 変態温度の磁場依存性はクラジウス・クラペイロンの式により定量的に整理することができる.

図10からわかるように, Ni_2MnGa の変態温度に及ぼす磁場効果はあまり大きくない. Fe-31.2Pd 合金や Fe_3Pt についてはマルテンサイト変態温度に及ぼす磁場効果は, Ni_2MnGa 合金より更に小さい. したがって, ここで紹介した3つの合金において磁場による変態温度の変化を利用した応用はあまり期待することはできない. 磁場により大きな変態温度の変化を得るためには, 母相とマルテンサイトの間に大きな磁化の差があり, かつ変態に伴うエントロピー変化が小さいことが要求される.

図11 各種アクチュエータ材料の応答可能な周波数と発生可能な歪量の関係.

5. 問題点と今後の展望

前節で述べたように, 磁場によるバリエーション再配列は結晶磁気異方性によりほぼ説明できる. 学問的観点から残された問題のなかで重要なこととして以下の3つが挙げられる.

(1)磁区とバリエーションの対応関係を明確にすること, (2) Fe_3Pt でみられた可逆的歪の機構を明確にすること, (3)双晶転位に及ぼす磁場効果を明確にすることが挙げられる.

本稿で述べた, 強磁性形状記憶合金の位置付けを, これまでに実用化されている他のアクチュエータ材料と比較して図11に示す. この図からわかるように, 強磁性形状記憶合金の位置付けは従来のアクチュエータ材料とは異なる領域に存在し, 数%という大きな磁場誘起歪と 100 Hz 程度という高速応答性を併せもっており, 新しいアクチュエータ材料の展開が期待される. しかしながら, 強磁性形状記憶合金は, 発生できる応力 ($\tau_{\text{mag}} - \tau_{\text{req}}$) が数 MPa と小さいため, ソフトタッチな用途に向いている. τ_{mag} を大きくするためには, s を小さくするか $|K_u|$ を大きくする必要がある. また, 高い周波数で利用する場合にはバリエーション再配列に伴う発熱にも留意する必要がある.

以上は, 磁場を印加した際に発生する歪を利用した応用の可能性について述べたが, これとは逆の効果を利用し, 歪を磁氣的に検出できるセンサーとしても期待することができる. すなわち, 強磁性形状記憶合金では, バリエーション再配列により歪が生じる際に磁化困難軸は磁化容易軸に変換されるため, 歪が生じると帯磁率ならび透磁率が大きく変化する. これを利用すると, 逆磁歪効果を利用した磁歪材料よりも感度の良い歪センサー(例えばトルクセンサ)となる可能性があり, 今後の研究開発が期待される.

このように強磁性形状記憶合金はこれまでにない機能性材料として期待されるのであるが, 実用化にはいくつかの問題点がある. 実用化に向けて最も重要な問題は, 室温で作動させるためにマルテンサイト変態温度や磁気転移温度を 370 K 以上にあることである. Ni-Mn-Ga 系では, この条件に近

最後に、本稿では、均一磁場下における単結晶のバリエーション再配列について述べてきたが、強磁性形状記憶合金薄膜や磁場勾配の利用についても盛んに研究が行われている。これについては文献^{(26)–(29)}を参照していただきたい。

- (1) A. E. Clark, J. P. Teter and O. D. McMaster: J. Appl. Phys., **63**(1988), 3910-3912.
- (2) J. S. Kouvel and V. C. Hartelius: J. Appl. Phys., **33**(1962), 1343-1344.
- (3) 藤田麻哉, 藤枝 俊, 深道和明: まてりあ, **41**(2002), 269-275.
- (4) K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, R. C. O'Handley and V. V. Kokorin: Appl. Phys. Lett., **69**(1996), 1966-1968.
- (5) R. Tickle and R. D. James: J. Magn. Magn. Mater., **195**(1999), 627-638.
- (6) S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen and R. C. O'Handley: Appl. Phys. Lett., **77**(2000), 886-888.
- (7) R. D. James and M. Wuttig: Phil. Mag., **A77**(1998), 1273-1299.
- (8) T. Sakamoto, T. Fukuda, T. Kakeshita, T. Takeuchi and K. Kishio: J. Appl. Phys., **93**(2003), 8647-8649.
- (9) T. Kakeshita, T. Takeuchi, T. Fukuda, M. Tsujiguchi, T. Saburi, R. Oshima and S. Muto: Appl. Phys. Lett., **77**(2000), 1502-1504.
- (10) A. Fujita, K. Fukamichi, F. Gejima, R. Kainuma and K. Ishida: Appl. Phys. Lett., **77**(2000) 3054-3056.
- (11) K. Oikawa, T. Omori, Y. Tanaka, H. Morito, A. Fujita, R. Kainuma, K. Fukamichi and K. Ishida: Appl. Phys. Lett., **81**(2002), 5201-5203.
- (12) K. Oikawa, L. Wulff, T. Iijima, F. Gejima, T. Ohmori, A. Fujita, K. Fukamichi, R. Kainuma and K. Ishida: Appl. Phys. Lett., **79**(2001), 3290-3292.
- (13) 大嶋隆一郎: 日本金属学会会報, **28**(1989), 493-502.
- (14) P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck, S. L. Town and M. S. Peak: Philos Mag., **49**(1984), 295-310.
- (15) J. Pons, V. A. Chernenko, R. Santamarta and E. Cesari: Acta Mater., **48**(2000), 3027-3038.

- (16) T. Fukuda, T. Sakamoto, T. Kakeshita, T. Takeuchi and K. Kishio: *Mater. Trans.*, **45**(2004), 188–192.
- (17) N. Okamoto, T. Fukuda, T. Kakeshita, T. Takeuchi and K. Kishio: *Sci. Tech. Adv. Mater.*, **5**(2004), 29–34.
- (18) T. Sakamoto, T. Fukuda, T. Kakeshita, T. Takeuchi and K. Kishio: *Mater. Trans.*, **44**(2003), 2495–2498.
- (19) H. Y. Yasuda, N. Komoto, M. Ueda and Y. Umakoshi: *Sci. Tech. Adv. Mater.*, **3**(2002), 165–169.
- (20) N. Okamoto, T. Fukuda and T. Kakeshita: to be published.
- (21) T. Kakeshita, T. Takeuchi, T. Fukuda, T. Saburi, R. Oshima, S. Muto and K. Kishio: *Mater. Trans.*, *JIM*, **41**(2000), 882–887.
- (22) K. Inoue, K. Enami, M. Igawa, Y. Yamaguchi, K. Ohoyama, Y. Morii, Y., Matsuoaka and K. Inoue: *Int. J. Appl. Electromagnetics and Mechanics*, **12**(2000), 25–33.
- (23) T. Wada, L. Yuanchang, H. Kato, T. Tagawa, M. Taya and T. Mori: *Mater. Sci. Eng.*, **A361**(2003), 75–82.
- (24) J.-H. Kim, T. Fukuda, T. Kakeshita and F. Inaba: to be published.
- (25) K. Tsuchiya, T. Nojiri, H. Ohtsuka and M. Umemoto: *Mater. Trans.*, **44**(2003), 2499–2502.
- (26) T. Okazaki, H. Nakajima and Y. Furuya: *Mater. Trans.*, **44**(2003), 665–668.
- (27) H. Yabe and Y. Nishi: *Jap. J. Appl. Phys. Part I*, **42**(2003), 96–99.
- (28) M. Ohtsuka, M. Sanada, M. Matsumoto, T. Takagi and K. Itagaki: *Mater. Trans.*, **44**(2003), 2513–2519.
- (29) J. W. Dong, J. Q. Xie, J. Lu, C. Adelman, C. J. Palmstrom, J. Cui, Q. Pan, T. W. Shield, R. D. James and S. McKernan: *J. Appl. Phys.*, **95**(2004), 2593–2600.