

Title	Fe-31.2at.%PdおよびFe3Pt強磁性形状記憶合金のバリ アント再配列に及ぼす磁場効果
Author(s)	阪本, 辰顕
Citation	大阪大学, 2005, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2421
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

## Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt 強磁性形状記憶合金の バリアント再配列に及ぼす磁場効果

2004 年

阪本 辰顕

### 目次

#### 第1章 序論

1.1. 本研究の背景     ····································	1
1.1.1. マルテンサイト変態とその磁場効果 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	1
1.1.2. 磁場下でのバリアント再配列 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	4
1.1.3. Fe-Pd 強磁性形状記憶合金 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	6
1.1.4. Fe₃Pt 強磁性形状記憶合金 ······	8
1.2. 本研究の目的 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	11
1.3. 本論文の構成 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	11
参考文献 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	12

#### 第2章 Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態挙動ならびに母相の磁歪

2.1. 緒言	15
2.2. 実験方法 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	15
2.3. 実験結果 ······	19
2.3.1.マルテンサイト変態挙動 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	19
2.3.2. Fe-31.2at.%Pd の母相の磁歪 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	27
2.3.3. Fe <sub>3</sub> Ptの母相の磁歪 ·······	28
2.4. 考察 •••••••••••••••••••••••••••••••••••	29
2.4.1. 体積磁歪および形状効果に起因する線磁歪 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	30
2.4.2. 双極子 双極子相互作用による線磁歪 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	32
2.5. 結論	39
参考文献 •••••••••••••••••••••	40

#### 第3章 Fe-31.2at.%Pd 単結晶の巨大磁場誘起歪

3.1.	諸言 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	41
3.2.	実験方法 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	41
3.3.	実験結果および考察 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	44
3.4.	结論 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	52
参考	文献 ••••••••••••••••••••••	53

#### **第4章** Fe-31.2at.%Pd 単結晶のバリアント再配列に及ぼす磁場方向ならびに温度の影響 4.1. 緒言 55

4.2. 実験方法 ************************************	55
4.3. 実験結果および考察 ・・・・・・	56
4.3.1. バリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	56
4.3.2. バリアント再配列に及ぼす温度の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	60
4.4. 結論 ••••••	64
参考文献	64

#### 第5章 Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の巨大磁場誘起歪

5.1.	緒言 ••••••••••••••••••••••	65
5.2.	実験方法 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	65
5.3.	実験結果および考察・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	67
5.4.	結論	73
参考	文献 ••••••	73

#### 第6章 Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶のバリアント再配列に及ぼす磁場方向ならびに温度の影響

6.1. 緒言 •••••••••••••••••••••••••••••••••••	75
6.2. 実験方法 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	75
6.3. 実験結果および考察 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	75
6.3.1. バリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	75
6.3.2. バリアント再配列に及ぼす温度の影響 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	78
6.3.3. 可逆的なバリアント再配列に及ぼす磁場印加方向ならびに温度の影響 ・・・・・	81
6.4. 結論	87
参考文献 ••••••••••••••••••••••••••••••••••••	88

#### 第7章 磁化曲線ならびに応力 歪曲線の温度依存性

7.1.	緒言	••••	••••	• • • • •	••••	• • • • • •	••••	• • • • • •	• • • • • • •	• • • • • • •	• • • • • • •	• • • • • • • •	• • • •	89
7.2.	実験方	法	• • • • • •	• • • • •	••••	• • • • • •	• • • • • •	• • • • • •	• • • • • • •		• • • • • • •	••••	• • • •	89
7.3.	実験繑	吉果お	よび考	察	••••	• • • • • •	• • • • • •	••••	•••••		• • • • • • •	••••	••••	91
7.4.	結論	••••	• • • • • •	• • • • •	••••	• • • • • •	• • • • • •	••••	•••••		• • • • • • •	••••	••••	100
参考	<b>(</b> 文献	••••	• • • • • •	• • • •	••••	• • • • •	••••	• • • • • •	• • • • • • •	••••	• • • • • • •	•••••	• • • •	100

#### 第8章 磁場によるパリアント再配列のエネルギー論的観点からの評価

8.1.	緒言	••••	••••	• • • •	• • • • •	••••	• • • • •	••••	• • • • •	• • • • • •	••••		• • • • •	• • • • •	••••	101
8.2.	磁場に	よる	バリ	アン	ト再四	记列の	)エネ	ルギー	-論的	考察	••••	••••	• • • • •	••••	• • • • • •	101
8.3.	結論	••••	••••	••••	• • • • •	••••	• • • • •	••••	••••	• • • • • •	••••		• • • • •	• • • • •	••••	112
参考	鈫献	••••	• • • •	• • • •	• • • • •	• • • •	• • • • •	••••	••••	• • • • • •		• • • • •	• • • • •	• • • • •	• • • • • •	113

第9章	総括 ·	••••	• • • • • • • • • • • •	• • • • • • • • • • • • • •	• • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	115
本研究に	関する	研究発表	• • • • • • • • • • • • •			119
謝辞 …	•••••	••••				123

#### 第1章 序論

#### 1.1. 本研究の背景

磁歪は磁性体に磁場を印加すると歪が生じる現象であり、1842年に Joule により見出 された[1]。その発現機構は磁気弾性エネルギーと結晶の弾性エネルギーの均衡により 説明される。この機構により磁場に対して可逆的な歪が生じ、その大きさに関しては超 磁歪材料 Terfenol-D(Tb<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>)[2-5]の約0.2%が現在使用されている磁歪材料の中で 最大である。ところが、近年、強磁性の形状記憶合金である Ni-Mn-Ga 合金において磁 場を印加することにより、不可逆的ではあるが数%もの巨大歪が発現する現象が見出さ れた[6-9]。この巨大磁場誘起歪は磁場を印加することにより発生するという点では磁歪 と同じであるが、歪の原因がマルテンサイト相の結晶学的ドメイン(マルテンサイトバ リアント)の再配列であることから、発現機構も歪の大きさも通常の磁歪の場合とは全 く異なるものである。そのため、マルテンサイトバリアントの再配列に及ぼす磁場効果 の基礎研究、ならびにその現象を利用したアクチュエータならびにセンサー等への応用 研究が現在活発になされている。しかしながら、磁場誘起歪と磁場方位ならびに温度と の関係および発現機構の定量的妥当性等の極めて重要な問題はほとんど解明されてい ない。本論文はこれらの問題を明確にすることを主な目的としている。

以下に、これまでに報告されている研究を参照し、磁場誘起歪と密接に関係するマル テンサイト変態、バリアント再配列ならびにこれらに及ぼす磁場効果について記述し、 それらを踏まえた本研究の目的について述べる。

#### 1.1.1. マルテンサイト変態とその磁場効果

マルテンサイト変態は原子が拡散することなく、その協力運動により起きる1次の構造相転移であり、これまで、金属、合金、金属間化合物およびセラミックスにおいて数多く見出されている[10]。このマルテンサイト変態は結晶学的可逆性の観点から2つに分類されており、それらは非熱弾性型マルテンサイト変態ならびに熱弾性型マルテンサイト変態と呼ばれている。前者は鉄鋼ならびに多くの鉄基合金に見られるもので、数100Kという大きな温度ヒステリシスを有する[11]。一方、後者はTi-Niに代表される形状記憶合金に見られ、温度ヒステリシスが小さく数Kから数10K程度である[12]。前者および後者の変態の例として、Fig.1-1 に非熱弾性型のFe-Ni および熱弾性型のAu-Cd



Fig. 1-1 Electrical resistance changes during the cooling and heating of Fe-Ni[11] and Au-Cd[12], illustrating the hysteresis between the martensitic reaction on cooling and the reverse transformation. (after Kaufman and Cohen[13])

の電気抵抗の温度依存性を示す。図中の M<sub>s</sub>および A<sub>s</sub>はマルテンサイト変態開始温度お よび逆変態開始温度を示している。

これらのマルテンサイト変態の変態点、結晶構造、生成量ならびに組織は外場(応力、 静水圧、電場、など)に著しく影響される[14,15]。したがってこのような外場がマルテ ンサイト変態に与える影響を調査することは、マルテンサイト変態の起源、核生成・成 長機構、カイネティクスなどを明らかにすることにつながるとともに、応用への展開に も重要な役割を果たすことになる。

このような外場の一つとして磁場が存在する。事実、これまでマルテンサイト変態に 及ぼす磁場の影響については数多くの研究がなされている。それらの報告を参照し以下 に磁場誘起マルテンサイト変態について述べる。Fig. 1-2 に $M_s$ 点を有する Fe 基合金に  $M_s$ 点よりも高い温度で磁場を印加したときの磁化曲線を示す。図中の $\Delta T$  は $T - M_s$ であ り、 $M_s$ より $\Delta T$ 高い温度で磁場を印加したことを意味している。この図からわかるよう に矢印で示した磁場でマルテンサイト変態に伴う磁化の増加が観察される。この磁化の 増加は、これ以下の大きさの磁場を印加しても観察されないことから、この磁場がその 温度( $M_s + \Delta T$ )におけるマルテンサイト変態を誘起するのに必要な最小磁場、すなわ ち臨界磁場( $H_c$ )に相当する。このように応力負荷の場合と同じく、磁場印加によりマ ルテンサイト変態を誘起することができる。また、上述した系とは異なり、温度ヒステ リシスが小さな熱弾性型マルテンサイト変態の場合は $A_f$ 以上の温度で磁場を印加する



Fig. 1-2 Magnetization curves of (a) Fe-31.7Ni, (b) Fe-24.7Ni-1.8C and (c) Fe-3.9Mn-5.0C. (after Kakeshita et al. [14])



Fig. 1-3 Magnetization curves of an ausaged Fe-Ni-Co-Ti alloy at 163 K above the reverse martensitic transformation temperature  $A_{\rm f}$ . (after Kakeshita et al. [14])

とマルテンサイトが生成し、磁場を除去するとマルテンサイトが消失する可能性がある。 この変態を磁気弾性マルテンサイト変態と定義する。事実、この磁気弾性マルテンサイ ト変態は時効処理を施した Fe-Ni-Co-Ti 合金において見出された[14,16]。それを Fig.1-3 に示す。(a)は 22.22MA/mの磁場を印加したときの磁化曲線である。この図からわかる ように、磁化の増加は高磁場帯磁率による以外には何も認められない。しかしながら、 それ以上の磁場を印加したときに得られる磁化曲線(b)は(a)とは異なり、磁化は H<sub>c</sub>で示 した磁場から急激に増加し、それは最高磁場にいたるまで増加し続ける。また、その磁 化は磁場除去に伴い減少し、H<sub>f</sub>で示した磁場で磁場印加時の値に復帰している。この磁 化曲線の振る舞いはまさに磁気弾性マルテンサイト変態が実現していることを示して いる。この現象は外部応力を負荷した場合の変態擬弾性の現象に対応する。以上述べた ように、磁場はマルテンサイト変態に影響を及ぼす。

最近になり、磁場はマルテンサイト変態だけではなく、マルテンサイト相におけるバリアントの再配列にも影響を及ぼすことが報告された。それについて以下に述べる。

#### 1.1.2. 磁場下でのバリアント再配列

この節では報告された磁場によるバリアント再配列の現象を記述するが、その前にこ の現象と関連する形状記憶効果について説明する。熱弾性型マルテンサイト変態を示す 合金のマルテンサイト相におけるマルチバリアント状態に応力を負荷すると、その外部 応力を最も緩和するようにバリアント界面が移動し、バリアント再配列が進行する。こ の再配列に伴いマクロな歪が現れる。歪の最大値は外部応力に対して最も不安定なバリ アントから最も安定なバリアントへの再配列が起こるときに得られる。この歪の値はマ ルテンサイト相が正方晶である場合には|1-c/a|で表され、その値は数%にもなる。こ の歪は、逆変態終了温度 A<sub>f</sub>まで試料を加熱すると消失する。以上の過程を示す現象が 形状記憶効果と呼ばれる。この効果で重要な過程はバリアント再配列である。このマル テンサイトバリアントの再配列が磁場印加により実現するという報告が1996年Ullakko らによりなされた[6]。その詳細を以下に述べる。

マルテンサイト相が強磁性である場合には、結晶学的ドメイン(バリアント)のほか に磁気的ドメイン(磁区)が存在する。もし結晶学的ドメインと磁気的ドメインが1対 1に対応しているならば、Fig. 1-4の左下において示すようなバリアントと磁区の配置 が得られる。すなわち、バリアント間の界面は結晶学的には双晶界面であり、磁気的に は90度磁壁となっている(厳密には、1つのバリアントの中には180度磁壁を介して2 種類の磁区が存在している.また磁壁には幅がある.)。このマルチバリアント状態に磁 場を印加するとバリアント間に磁気的エネルギー差(主に結晶磁気異方性エネルギー) が生じ、応力によりバリアント再配列が起こるのと同様に磁場によりバリアント再配列



Fig. 1-4 Schematic illustration of the transformation from parent phase to martensite phase and the transition from the multi-variant state to the single variant state by applying magnetic field.



Fig. 1-5 (a) Relative orientation of  $Ni_2MnGa$  sample, strain gauge and applied field for measurements shown in (b) and (c). (b) Strain vs. applied field in the L2<sub>1</sub> parent phase at 283K. (c) Same as (b) but data taken at 265K in the martensite phase. (after Ullakko *et al.*[7])

が起きることが考えられる。実際、1996年、Ullakko らにより化学量論組成 Ni<sub>2</sub>MnGa 近傍のNi-Mn-Ga合金においてバリアントが磁場により再配列することが報告された[7]。 その結果を Fig. 1-5 に示す。(c)からわかるようにマルテンサイト相においてバリアント の再配列に伴う約 0.2%の大きな磁場誘起歪が観察される。

先にも述べたように、このバリアント再配列をエネルギー論的観点から考えると、再 配列による磁気的なエネルギーの利得、すなわち、この場合には結晶磁気異方性エネル ギーによる利得が再配列に必要なエネルギーより大きくなければならない[17-19]。この エネルギーの関係を考慮すると、磁場によるバリアント再配列が起きるためには、バリ アント間の界面が動きやすいこと、かつ、結晶磁気異方性が大きいことが必要である。 以上のことから、Ni-Mn-Ga 合金以外の候補として、Fe 基形状記憶合金として知られて いる Fe-Pd[20-24]および Fe-Pt[25-27]が挙げられる。

これらの合金は、形状記憶合金ならびにインバー合金[28,29]として知られており、磁場下でのバリアント再配列を調べる上で必要なマルテンサイト変態ならびに磁性の情報が数多く報告されている。以下に、本研究で用いる合金である Fe-Pd ならびに Fe-Pt のマルテンサイト変態ならびに磁気的性質の詳細について述べる。

#### 1.1.3. Fe-Pd 強磁性形状記憶合金

Fe-Pd 合金のマルテンサイト変態は 1938 年に Pd 濃度が 20at.%以下の合金において見 出された[30]。このマルテンサイト変態は f.c.c.母相から b.c.c.マルテンサイト相への非 熱弾性型マルテンサイト変態である。一方、熱弾性型マルテンサイト変態である f.c.c. 母相からいわゆる f.c.t.マルテンサイト相への変態は Fe-31.2at.%Pd 合金ならびに Fe-30at.%Pd においてほぼ同時期に見出され[20,21]、その後 Fig. 1-6 に示すように f.c.t. マルテンサイトの存在する Pd 濃度範囲が明らかにされた[31,32]。この Pd を約 30at.% 含む Fe-Pd 合金はインバー合金としてもよく知られており、磁性に関してもこれまで広 く研究が行われている[33-42]。Matsui and Adachi によると、Pd 濃度が約 30%の合金の 母相のキュリー点は約 600K である[43]。Fig. 1-7 に Fe-Pd の平衡状態図を示す[44]。Pd が 30at.%程度の場合、約 1350 より高温では液相、約 750 から約 1350 までは全率 固溶体の不規則 f.c.c.相、605 から約 750 まではαFe とγ相の 2 相領域、605 以下で はαFe と L1₀型規則相 FePd との 2 相領域となっている。しかし不規則 f.c.c.相を急冷す ると室温においても f.c.c.相が凍結される。この f.c.c.相をマルテンサイト変態点以下に 冷却すると、熱弾性型マルテンサイト変態が起こり、通称 f.c.t.のマルテンサイト相が生 成される。マルテンサイト相の結晶構造の対称性は母相よりも低いため、マルテンサイ ト相中には結晶構造は等しいが方位の異なるいくつかの結晶学的ドメイン(格子対応バ リアント)が形成される。バリアントの数は、母相の結晶構造に関する点群の位数を G、



Fig. 1-6 Concentration dependence of martensitic transformation temperature of Fe-Pd. (after Sugiyama *et al.*[31])



Fig. 1-7 Phase diagram of Fe-Pd[44].

マルテンサイト相の結晶構造に関する点群の位数を H とすると G/H で決定される[45]。 すなわち、母相は立方晶でありその点群の位数は 48、マルテンサイト相は正方晶であ り点群の位数は16であるので、生成される結晶学的ドメインの数は48/16=3種類とな る。また、形状記憶合金のマルテンサイト相が母相からベイン変形により生成されるも のとして捕らえれば、立方晶がベイン変形により正方晶になるとき、1 つの<100>軸が 縮み、残りの2つの軸が伸びることになるが、縮む軸が立方晶の中に3種類あるために、 3 種類の格子対応バリアントが生成されることになる。このように生成された Fe-Pd に おける3種類のバリアントは互いに双晶関係にあり、双晶面は{101}<sub>M</sub>面である[31](M はマルテンサイト相を意味する)。またバリアントのa軸ならびにc軸は母相の<100><sub>P</sub> (Pは母相を意味する)とほぼ平行である。Fe-Pdのf.c.c. - f.c.t.マルテンサイト変態点 は Fig. 1-6 に示すように組成に非常に敏感で、1at.%の Pd 濃度変化で 50K から 100K の 変態点の変化があり、非熱弾性型マルテンサイト変態である f.c.t.-b.c.t.マルテンサイト 変態点の濃度依存性はさらに大きい[31]。その結果、Pd が 30.6 at.%から 32.0 at.%まで の領域では b.c.t.マルテンサイトが現れない。本研究においては b.c.t.マルテンサイト相 が現れない Fe-31.2at.%Pd を用いた。応用する上では、f.c.c.-f.c.t.変態点が室温以上に存 在し、f.c.t.-b.c.t.変態点ができるだけ低温に存在することが望まれる。そのような観点か ら第3元素添加による変態点の制御[46,47]について調べられているがf.c.t.-b.c.t.変態を 抑えながら f.c.c.-f.c.t.変態点を上昇させる効果は得られていない。

また立方晶から正方晶へ変態する合金においては、母相でしばしば変態の前駆現象と してツイード組織が現れる[48-53]。Fe-Pd 合金もマルテンサイト変態の前駆現象として ツイード組織を示す[54-59]。これは $\{110\} < 1\overline{10} > 5$ 方向のせん断変形に対する弾性定数  $c' = (c_{11} - c_{12})/2$ が低下し[50,60]、格子の変調が生じるためである。c'の低下は、中性子 回折で測定されたГ点におけるフォノンのソフト化[61]と一致する。母相における磁歪 は磁気弾性エネルギーの減少と格子の弾性エネルギーの増加が均衡することにより生 じる。したがって、弾性定数の低下は磁歪の大きさが増加することを示唆している。

#### 1.1.4. Fe<sub>3</sub>Pt 強磁性形状記憶合金

Fe<sub>3</sub>Pt は Fe 基合金において初めて熱弾性型マルテンサイト変態を示すことが発見され た合金である[62,63]。Fig. 1-8 に Fe-Pt 合金の状態図を示す。Pt が 25at.%近傍において、 高温では Fe-Pd と同様に不規則 f.c.c.相をとる。高温相を焼入れると低温においても不規 則状態となり、その後 1103K 以下の温度で長時間焼鈍すると L1<sub>2</sub>型(Cu<sub>3</sub>Au型)規則構 造を形成することが報告されている[64,65]。Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態の様式は f.c.c. 構造を有する母相の長範囲規則度 *S* に強く依存する[66]。すなわち不規則状態では f.c.c. から b.c.c.への非熱弾性型マルテンサイト変態が起きる(Fig. 1-9)が、Fig. 1-10 に示す ように長範囲規則度の増加とともに b.c.c.への非熱弾性型マルテンサイト変態から b.c.t. 相への熱弾性型マルテンサイト変態へと変化し、その変態温度は規則度の増加とともに 低下する[67]。さらに、規則度が増加すると、L1<sup>2</sup>型の母相からいわゆる f.c.t.マルテン サイト相へ変態するようになり、規則度が1になるとマルテンサイト変態が起きなくな る。この母相から f.c.t.相への変態は熱弾性型マルテンサイト変態で温度ヒステリシスは 非常に小さく、この変態に伴った形状記憶効果が確認されている[25]。この f.c.t.マルテ ンサイト相には Fe-Pd の場合に述べたように 3 種類のバリアントが存在し、バリアント の a 軸ならびに c 軸は母相の<100>pとほぼ平行である。バリアント間は双晶関係にあり、 双晶界面は{101}<sub>M</sub> である[67]。また、Fe<sub>3</sub>Pt の母相の磁気的性質に関しては数多くの研 究がなされており、規則状態ならびに不規則状態に関わらず強磁性であるならばインバ ー効果を示すことが知られている[68-73]。母相のキュリー点は  $S\approx0.76$  で 421.3K、 $S\approx1$ で 446.9K である[74]。

Fe<sub>3</sub>Pt も Fe-Pd と同様、マルテンサイト変態の前駆現象としてツイード組織[75,76]、*c*′の低下[77]、フォノンのソフト化[77-79]を示すことが報告されている。したがって、Fe-Pd と同様、弾性定数 *c*′の低下に伴う母相の磁歪の増加が期待できる。



Fig. 1-8 Phase diagram of Fe-Pt.[44]



Fig. 1-9 Concentration dependence of martensitic transformation temperature of Fe-Pt. (after Muto *et al.*[67])



Fig. 1-10 Influence of order-treatment time on martensitic transformation temperature of Fe-24.2at.% Pt. (after Muto *et al.*[67])

#### 1.2. 本研究の目的

上述したように Ni-Mn-Ga 合金のほかに巨大磁場誘起歪を示すことが期待される合金 として Fe 基形状記憶合金の Fe-Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt が挙げられる。しかしながら、それら 合金のバリアント再配列に伴う磁場誘起歪に関する系統的な研究は皆無である。そこで 本研究では、Fe-Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt の巨大磁場誘起歪を詳細に調べ、マルテンサイト相 における磁場下でのバリアント再配列を統一的に説明する機構を構築し、その妥当性を 定量的に評価することを目的とする。

#### 1.3. 本論文の構成

本論文は以下に示す9章により構成されている。

第1章の序論では、強磁性形状記憶合金の示す巨大磁場誘起歪とバリアント再配列との関係を述べた。その上で、Fe-Pd 不規則合金ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 規則合金が巨大磁場誘起 歪を示す合金である可能性を示し、これら強磁性形状記憶合金のバリアント再配列に及 ぼす磁場効果に関する研究の目的と意義を述べた。

第2章では、本研究で用いる Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態挙動、 ならびに両単結晶の母相の磁歪について調査する。

第3章では、Fe-31.2at.%Pd 合金単結晶ならびに多結晶のマルテンサイト状態における磁場誘起歪ならびに磁化測定を行う。また光学顕微鏡観察により磁場下でのバリアント再配列挙動を確認する。

第4章では、Fe-31.2at.%Pd単結晶を用いてバリアント再配列に及ぼす磁場印加方向 ならびに温度の影響を調べる。すなわち、いくつかの温度において磁場を[001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub> ならびに[111]<sub>P</sub>方向(Pは母相を示す)に印加した際の磁場誘起歪測定、ならびに磁場 中冷却過程における歪測定を行う。

第5章では、熱弾性型マルテンサイト変態を示すように規則度を制御した Fe<sub>3</sub>Pt 単結 晶ならびに多結晶を用いて、マルテンサイト状態における磁場誘起歪測定ならびに磁化 測定を行う。またX線回折法により磁場下でのバリアント再配列挙動を確認する。

第6章では、Fe<sub>3</sub>Pt単結晶を用いてバリアント再配列に及ぼす磁場印加方向ならびに 温度の影響を調べる。そのために、4.2Kから77Kの各温度において[001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub>なら びに[111]<sub>P</sub>方向の磁場下でのマルテンサイトバリアント再配列の測定、ならびに磁場中 冷却過程における歪測定を行う。

第7章では、Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶を用いて、磁化曲線ならびに応力 歪曲線の温度依存性を調査し、結晶磁気異方性定数ならびにバリアント再配列に必要な 応力の温度依存性を調べる。 第8章では、第3章から第7章で得られた Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶ならびに 多結晶の磁場誘起歪の結果を考察して、マルテンサイト相における磁場下でのバリアン ト再配列を統一的に説明する機構を構築し、その妥当性を定量的に評価する。 第9章において、本研究により得られた成果を総括する。

#### 参考文献

- [1] J. P. Joule: Ann. Electr. Magn. Chem., 8 (1842) 219-224.
- [2] A. E. Clark, H. S. Belson: Phys. Rev. B, 5 (1972) 3642-3644.
- [3] A. E. Clark, J. E. Cullen, O. D. McMasters and E. B. Callen: Am. Inst. Phys. Conf. Proc., 29 (1976) 192-193.
- [4] A. E. Clark, J. P. Teter and O. D. McMasters: J. Appl. Phys., 63 (1988) 3910-3912.
- [5] X. Zhao, G. Wu, J. Wang, K. Jia and W. Zhan: J. Appl. Phys., 79 (1996) 6225-6227.
- [6] K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, R. C. O'Handley and V. V. Kokorin: Appl. Phys. Lett., 69 (1996) 1966-1968.
- [7] R. Tickle and R. D. James: J. Magn. Magn. Mater., **195** (1999) 627-638.
- [8] S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen, R. C. O'Handley and T. A. Lograsso, Appl. Phys. Lett., 77 (2000) 886-888.
- [9] A. Sozinov, A. A. Likhachev, N. Lanska and K. Ullakko: Appl. Phys. Lett., 80 (2002) 1746-1748.
- [10] 西山善次: マルテンサイト変態 基本編, 丸善.
- [11] L. Kaufman and M. Cohen: J. Metals, 8 (1956) 1393-1401.
- [12] D. S. Lieberman: *The mechanism of Phase Transformations in Metals*, A symposium organized by the Institute of Metals and held at the Royal Institution, London, on November, (1955) 321-327.
- [13] L. Kaufman and M. Cohen: Progress in Metal Physics, 7 (1958) 165-246.
- [14] T. Kakeshita, T. Saburi, K. Kindo and S. Endo: Phase transitions, 70 (1999) 65-113.
- [15] T. Kakeshita, T. Saburi and K. Shimizu: Mater. Sci. Eng. A, 273-275 (1999) 21-39.
- [16] T. Kakeshita, K. Shimizu, T. Maki, I. Tamura, S. Kijima and M. Date: Scr. Metall., 19 (1985) 973-976.
- [17] K. Ullakko, J. K. Huang, V. V. Kokorin and R. C. O'Handley, Scr. Mater., 36 (1997) 1133-1138.
- [18] K. Ullakko, P. G. Yakovenko and V. G. Gavriljuk: Proc. SPIE Smart Structures and Materials 1996 San Diego, 2715 (1996) 42-50.
- [19] K. Ullakko: J. Mater. Eng. Performance, 5 (1996) 405-409.

- [20] T. Sohmura, R. Oshima and F. E. Fujita: Scr. Metall., 14 (1980) 855-856.
- [21] M. Matsui, H. Yamada and K. Adachi: J. Phys. Soc. Jpn., 48 (0980) 2161-2162.
- [22] R. Oshima and M. Sugiyama: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 383-388.
- [23] R. Oshima: Scr. Metall., 15 (1981) 829-833.
- [24] H. Kimura and T. Sohmura: J. Osaka. Univ. Dent. Sch., 24 (1984) 1-12.
- [25] R. Oshima, S. Sugimoto, M. Sugiyama, T. Hamada and F. E. Fujita: Trans. JIM, 26 (1985) 523-524.
- [26] N. M. Matveeva, G. K. Dememnsky, L. A. Petrov. Yu. K. Kovneristyi and O. A. Teprov: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 377-382.
- [27] M Umemoto and C. M. Wayman: Metall. Trans. A, 9A (1978) 891-897.
- [28] Y. Tino and Y. Iguchi: J. Magn. Magn. Mater., **31-34** (1983) 117-118.
- [29] F. Ono, T. Kittaka and H. Maeta: Physica B, 119B (1983) 78-83.
- [30] R. Hultgren and C. A. Zapffe: Nature, 142 (1938) 395-396.
- [31] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: Trans. JIM, 25 (1984) 585-592.
- [32] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: Trans. JIM, 27 (1986) 719-730.
- [33] A. Kussmann nad K. Jessen: J. Phys. Soc. Jpn. Supplement, 17 B-1 (1962) 136-139.
- [34] A. Kussmann nad K. Jessen: Z. Metallkde., 54 (1963) 504-510.
- [35] M. Matsui, K. Adachi and S. Chikazumi: J. Appl. Phys. 51 (1980) 6319-6325.
- [36] F. Arae, H. Arimune, F. Ono and O. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn., 54 (1985) 3098-3105.
- [37] O. Yamada, F. Ono, H. Maruyama, K. Ohta and I. Nakai: Inst. Phys. Conf. Ser., 55 (1981) 181-184.
- [38] M. Matsui, T. Shimizu and K. Adachi: Physica, 119B (1983) 84-89.
- [39] [39] M. Matsui, T. Shimizu, H. Yamada and K. Adachi: J. Magn. Magn. Mater., 15-18 (1980) 1201-1202.
- [40] J. P. Kuang, M. Matsui and K. Adachi: J. Phys. Colloq., C8 (1988) 135-136.
- [41] J. P. Kuang, T. Totani, M. Kontani, M. Matsui and K. Adachi: Proceedings of International Symposium on Physics of Magnetic Materials (1987) 520-523.
- [42] J. P. Kuang, M. Kontani, M. Matsui and K. Adachi: Physica B, 149 (1988) 209-216.
- [43] M. Matsui and K. Adachi: Phisica B, 161 (1989) 53-59.
- [44] B. Massalski, J. L. Murray, L. H. Bennett and H. Baker: Binary alloy phase diagrams, Metals Park, Ohio, American Society for Metals (1986)
- [45] K. Aizu: Phys. Rev. B, 2 (1970) 754-772.
- [46] K. Tsuchiya, T. Nojiri, H. Ohtsuka and M. Umemoto: Mater. Trans., 44 (2003) 2499-2502.
- [47] T. Wada, T. Tagawa and M. Taya: Scr. Mater., 48 (2003) 207-211.
- [48] L. E. Tanner: Philos. Mag., 14 (1966) 111-130.
- [49] S. M. Shapiro, J. Z. Lasere, Y. Noda, S. C. Moss and L. E. Tanner: Phys. Rev. Lett., 57

(1986) 3199-3202.

- [50] R. Oshima, S. Muto and F. E. Fujita: Mater. Trans. JIM, 33 (1992) 197-202.
- [51] T. Onozuka, N. Ohnishi and M. Hirabayashi: Metall. Trans. A, 19A (1988) 797-801.
- [52] L. E. Tanner, A. R. Pelton and R. Gronsky: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 169-171.
- [53] M. Foos, C. Frantz and M. Gantois: J. Phys. Colloq. C4 (1982) 389-394.
- [54] S. Muto, S. Takeda, R. Oshima and F. E. Fujita: Jpn. J. Appl. Phys., 27 (1988) L1387-L1389.
- [55] 大嶋隆一郎:日本金属学会報, 28 (1989) 493-502
- [56] K. Tanaka, K. Hiraga and R. Oshima: Mater. Trans. JIM, 33 (1992) 215-219.
- [57] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: J. Jpn. Inst. Metals, 48 (1984) 881-889.
- [58] S. Muto, S. Takeda and R. Oshima: Jpn. J. Appl. Phys., 29 (1990) 2066-2071.
- [59] R. Oshima, M. Sugiyama and F. E. Fujita: Metall. Trans. A, 19A (1988) 803-810.
- [60] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita: Acta Metall. Mater., 38 (1990) 685-694.
- [61] M. Sato, B. H. Grier, S. M. Shapiro and H. Miyajima: J. Phys. Colloq., C6 (1981) 770-772.
- [62] D. P. Dunne and C. M. Wayman: Metall. Trans. A, 4 (1973) 137-145.
- [63] D. P. Dunne and C. M. Wayman: Metall. Trans. A, 4 (1973) 147-152.
- [64] A. Kussmann and G. G. V. Rittberg: Z. Metallk., 42 (1950) 470-477.
- [65] M. Foos and C. Frantz: Scr. Metall., 14 (1980) 681-682.
- [66] T. Tadaki and K. Shimizu: Scr. Metall., 9 (1975) 771-776.
- [67] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita: Metall. Trans. A, 19A (1988) 2723-2731.
- [68] K. Sumiyama, Y. Emoto, M. Shiga and Y. Nakamura: J. Phys. Soc. Jpn., 50 (1981) 3296-3302.
- [69] W. F. Schlosser: J. Appl. Phys., 42 (1971) 1700-1701.
- [70] S. Khmelevskyi, I. Turek and P. Mohn: Phys. Rev. Lett., 91 (2003) 037201.
- [71] G. Haush and H. Warlimont: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 373-375.
- [72] J. W. Taylor, J. A. Duffy, A. M. Bebb, J. E. McCarthy, M. R. Lees, M. J. Cooper and D. N. Timms: Phys. Rev. B, 65 (2002) 224408.
- [73] M. Viard and G. Gavoille: J. Appl. Phys., 50 (1979) 1828-1830.
- [74] T. Sasaki and S. Chikazumi: J. Phys. Soc. Jpn., 46 (1979) 1732-1739.
- [75] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita: Metall. Trans. A, **19A** (1988) 2931-2937.
- [76] R. Oshima, S. Muto and M. Takahashi: Mater. Sci. Forum, 327-328 (2000) 445-448.
- [77] K. Tajima, Y. Endoh, Y. Ishikawa and W. G. Stirling: Phys. Rev. Lett., 37 (1976) 519-522.
- [78] J. Kästner, W. Petry, S. M. Shapiro, A. Zheldev, J. Neuhaus, Th. Roessel, E. F. Wassermann and H. Bach: Eur. Phys. J. B, 10 (1999) 641-648.
- [79] J. Kästner, J. Neuhaus, E. F. Wassermann, W. Petry, B. Hennion and H. Bach: Eur. Phys. J. B, 11 (1999) 75-81.

# 第2章 Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態 挙動ならびに母相の磁歪

#### 2.1. 緒言

はじめに本研究において重要な Fe-Pd および Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態挙動(変態 点、格子定数、軸比、自発磁化、変態潜熱)を調査する。また、これらの単結晶の母相 の磁歪についても調査する。

#### 2.2. 実験方法

Fe-31.2at.%Pd(公称組成)の試料を次のように作製した。まず、Fe 棒(純度 99.99%) と Pd 板(純度 99.97%)を Ar 雰囲気中でアーク溶解し、Fe-31.2at.%Pd 合金のインゴッ トを作製した。組成の均一性を確保するために一旦溶解したのち裏返し、再びアーク溶 解することを数回繰り返した。このインゴットを用いてクリスタルシステム社製の四楕 円鏡型赤外線加熱焼鈍炉を用いて浮遊帯域溶融法(FZ 法)により単結晶を育成した。 その際、融液の対流を促進するため供給棒と種結晶を逆方向に回転(28 rpm)させた。 育成速度は 3mm/hour であり、1 から 2l/min の Ar 気流中で育成した。その結果、直径 約 8mm、長さ約 5cm の棒状の単結晶が得られた。単結晶の方位を背面反射ラウエ法に より調べ、4 種類の試料(Specimen A から D)を切り出した。切り出した単結晶試料を Table 2-1 に示す。各試料は石英管に真空封入し、1373K で 24 時間の均一化熱処理を施 したのち氷水中に焼き入れた。

また、Fe<sub>3</sub>Pt の試料を次のように作製した。Fe 棒(99.99%)とPt 板(99.95%)を Ar 雰囲気中でアーク溶解し、Fe-25.0at.%Pt 合金(公称組成)のインゴットを作製した。イ ンゴットは Fe-31.2at.%Pd と同様に数回溶解し組成の均一を確保した。このインゴット を用いて Ar 雰囲気中で FZ 法により単結晶を育成した。その際、供給棒と種結晶を逆 方向に回転(26 rpm)させ融液の対流を促しながら、育成速度 4 mm/hour にて育成した。 育成方向は背面反射ラウエ法によりほぼ[100]方向であることがわかった。得られた単 結晶から所定の方位の試料を切り出した。切り出した試料を Table 2-2 にまとめる。各 試料は石英管に真空封入し、1373K で 1 時間の均一化熱処理を施したのち 923K まで炉 冷した。その後、熱弾性型マルテンサイト変態が起きるようにするために、923K で 360ks の規則化処理を施したのち氷水中に焼き入れた。この規則化処理により長範囲規則度は約 0.8 となる[1,2]。

帯磁率測定ならびに磁化測定は超伝導量子干渉(SQUID)磁束計(Quantum Design 社製: MPMS XL)を用いて行った。帯磁率測定は、40kA/mの比較的低い磁場のもとで 昇降温速度 2K/min の冷却ならびに加熱過程にて行った。

Fe-31.2at.%PdのX線回折測定についてはマックサイエンス(現ブルカー・エイエックスエス)社製のMXP3を用いて行った。陰極にはW、ターゲットにはCuを使用し、線

Specimen	Size	Measurement
Specimen A	$1.0 \times 1.0 \times 3.0 \text{mm}^3$ , All plane $\{100\}_P$ (PP)	Magnetic susceptibility
Specimen B	$1.7 \times 1.8 \times 1.9 \text{ mm}^3$ , All plane $\{100\}_P$ (PP)	DSC, SM
Specimen C	$8 \text{mm} \mathbf{f} \times 1 \text{mm}$ , plane normal: $[001]_{\text{P}}$ (D)	X-ray diffraction
Specimen D	3.7mm ([001] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> ) (PP)	Magnetostriction,, MT
Specimen E	1.6mm ([111] <sub>P</sub> )×1.9mm ([1 $\overline{1}0$ ] <sub>P</sub> )×2.1mm ([11 $\overline{2}$ ] <sub>P</sub> ) (PP)	Magnetostriction, MT

Table 2-1 Single-crystalline specimens of an Fe-31.2at.%Pd alloy

PP: parallelepiped, SM: Spontaneous Magnetization, MT: Magnetization

Specimen	Size	Measurement		
Spacimon E	$2.0$ mm ([001]) $\times 2.4$ mm ([110]) $\times 1.8$ mm ([110]) (ID)	Magnetic susceptibility,		
Specifien F	2.0mm $([001]p) \times 2.4mm ([110]p) \times 1.0mm ([110]p) (rr)$	Magnetostriction, MT		
Specimen G	2.0mm ([111] <sub>P</sub> ) × 2.2mm ([1 $\overline{1}$ 0] <sub>P</sub> ) × 2.2mm ([11 $\overline{2}$ ] <sub>P</sub> ) (PP)	Magnetostriction, MT		
Specimen H	$1.1 \times 1.3 \times 3.4 \text{mm}^3$ , All plane $\{100\}_{P}$ (PP)	SM		
Specimen I	$0.5 \times 3.0 \times 3.0 \text{mm}^3$ , All plane $\{100\}_P$ (PP)	X-ray diffraction,		

Table 2-2 Single-crystalline specimens of Fe<sub>3</sub>Pt

PP: parallelepiped, SM: Spontaneous Magnetization, MT: Magnetization

源として CuKα線を用いた。管電圧は 40kV、管電流は 30mA とした。測定は 300K から 77K までの温度範囲において 2q/qスキャンを 2q=40 ~ 60deg の範囲でスキャン速度 0.02deg/min で行った。内部標準試料として Si 粉末を用いた。Fe<sub>3</sub>Pt の X 線回折測定は 慶応大学の 2 軸型回折装置を用いて行い、そのとき線源として CuKαを用いた。X 線回 折法にて格子定数の温度依存性を測定したが、そのときの測定条件を Table 2-3 に示す。

示差走査熱量測定(DSC)はマックサイエンス(現ブルカー・エイエックスエス)社 製の DSC3100 を用いて行った。その際の試料質量は 50mg であり、試料容器および標 準試料には AI を用いた。これらの測定試料ならびに標準試料をセットし、約 100ml/min の Ar 流気中で昇降温速度 20K/min にて測定を行った。

磁歪は歪ゲージ法にて測定を行い、同時に磁化測定も行った。歪の測定方向は磁化の 測定方向と等しく、[100]方向ならびに[111]方向とした。歪ゲージ法は、金属(抵抗体) の歪と抵抗値が比例することを利用して、電気抵抗の変化により歪を測定する方法であ る。測定対象物に歪が発生すると、測定対象物に接着されている歪ゲージ(抵抗体)に 歪が伝達される。この歪と抵抗変化との関係は次式のようになる。

$$\boldsymbol{e} = \frac{\Delta l}{l} = \frac{1}{K} \frac{\Delta R}{R} \quad , \tag{2-1}$$

ここで、e: 歪 l: 試料の最初の長さ Dl: 試料の長さ変化 R: ゲージ抵抗 DR: 抵

Table 2-3	Measurement	condition	of the X-ra	y diffraction	, which is do	ne to obtai	n the t	emperature
dependenc	e of the lattice	parameters	5					

Temp	Incident X-ray	200 reflection	1	002 reflection		
[K]		Slit [mm]	Measuring time	Slit [mm]	Measuring time	
300 95	40kV, 150mA	transverse (0.5/0.5/0.3/0.5)				
90 30		longitudinal (- /1.0/- /2.0)	1sec	transverse (0.5/0.5/0.3/0.5) longitudinal (- /- /- /2.0)	20sec	
14	40kV, 300mA	transverse (0.5/0.5/0.3/0.5) longitudinal (- /- /- /2.0)				



Fig. 2-1 Wheetstone bridge for the measurement of a strain by two-gauge method.

抗変化量 K:ゲージ率である。 歪ゲージの抵抗変化は微小な値であるためホイートストンブリッジ回路を用いて電圧に変換する。本研究においては低温で磁場を印加して歪測定を行うため、 歪ゲージの熱膨張ならびに磁気抵抗の影響を補償するため、 2ゲージ法を用いた。 これは Fig. 2-1 に示すように、 歪ゲージを 2枚使用する方法であり、 出力される電圧 e は

$$e = \frac{1}{4} \left( \frac{\Delta R_1}{R_1} - \frac{\Delta R_2}{R_2} \right) E$$
$$= \frac{1}{4} K(\boldsymbol{e}_1 - \boldsymbol{e}_2) E \tag{2-2}$$

のように表わされる。したがって出力電圧は2つのゲージの歪の差に比例する。本研究 においては、歪ゲージの1つを測定試料に接着し、もう1つを石英に接着した。このよ うにして無磁場下での熱膨張を測定した場合、測定試料と石英との熱膨張の差が得られ、 歪ゲージの熱膨張の影響は相殺される。石英の熱膨張係数は非常に小さく(約10<sup>-7</sup>/K) この値よりはるかに大きな熱膨張係数をもつ物質であれば、事実上測定試料の熱膨張が 測定されることになる。磁歪を測定する場合も同様で、石英の磁歪はほとんど無いので 測定試料の磁歪が測定され、歪ゲージの磁歪の影響は相殺される。また歪ゲージの磁気 抵抗の影響も同様に除去される。本研究においては共和電業製歪ゲージ (KFL-02-120-C1-11)、フェノールレジン系熱硬化型歪ゲージ接着剤(PC-6)、ブリッジ ボックス(DB-120P)、DYNAMIC STRAIN AMPLIFIER(DPM-711B)ならびに Quantum Design 社製 MPMS XL を用いて磁歪測定を行った。

#### 2.3. 実験結果

#### 2.3.1. マルテンサイト変態挙動

Fe-31.2at.%Pd の磁気的性質を調べるために帯磁率の温度依存性を調べた。その結果 を Fig. 2-2 に示す。この図は、40kA/m の磁場を[100]<sub>P</sub>方向(Pは母相を意味する)に印 加しながら 330K から 4.2K の温度範囲で冷却ならびに加熱過程にて行ったものである。 Fe-31.2at.%Pd の冷却過程において帯磁率は約 230K までわずかに上昇しているが、230K 近傍で急激に減少し始める。この急激な帯磁率の減少は母相とマルテンサイト相の磁気 異方性が大きく異なるために現れており(磁気異方性については第7章において述べ る) このことからマルテンサイト変態開始温度  $T_{\rm M}$  が 230K であることがわかる。その 後、徐々に帯磁率は減少していく。これは冷却とともに、磁気異方性が徐々に強くなっ ていくためであると考えられる(これについては第7章において後述する)。変態終了 温度は、結晶磁気異方性が温度に対して徐々に変化するために Fig. 2-2 において明確に 現れないが、後述の光学顕微鏡観察より  $T_{\rm M}$  直後にほぼ全面にマルテンサイトが見られ ることから、母相とマルテンサイト相の 2 相混在温度領域は非常に狭いと考えられる。 加熱過程の帯磁率は冷却過程とほぼ同じ曲線を描き、変態にともなうヒステリシスは非 常に小さい。これは弱い一次の固相 固相変態の特徴である。

Fig. 2-3 に示す Fe<sub>3</sub>Pt の帯磁率測定は、80kA/mの磁場を[100]<sub>P</sub>方向に印加しながら 300K から 4.2K までの温度範囲で冷却ならびに加熱過程にて行った。冷却過程において帯磁 率は 85K で減少し始める。急激に帯磁率が低下するのは、一軸結晶磁気異方性を示す マルテンサイト相が生成し、試料が磁化しにくくなったためであり、この温度がマルテ ンサイト変態開始温度 T<sub>M</sub>である。温度の低下とともに徐々に帯磁率が減少するのは異 方性が徐々に強くなっているためである(磁気異方性については第7章で述べる)。変 態終了温度に関しては Fe-31.2at.%Pd 同様 Fig. 2-3 において明確に現れていないが、後述 の X 線回折測定の結果から、母相とマルテンサイト相の2 相混在温度領域は非常に狭 いと考えられる。加熱過程の逆変態開始の際、帯磁率はわずかなヒステリシスを示すが、 逆変態終了温度は正変態開始温度とほぼ重なる。これは逆変態の開始が試料中の欠陥 (例えば、単結晶中に残留する転位など)により妨げられたためであると考えられる。 このように Fe<sub>3</sub>Pt は Fe-31.2at.%Pd と同様、弱い一次の固相 固相変態の特徴を有してい



Fig. 2-2 Magnetic susceptibility of an Fe-31.2at.%Pd single crystal under the magnetic field of 40 kA/m applied along  $[100]_{P}$ .



Fig. 2-3 Temperature dependence of magnetic susceptibility of an ordered  $Fe_3Pt$  under a magnetic field of 80 kA/m.

#### る。

Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態を X 線回折によっても確認した。 Fe-31.2at.%Pd において、冷却過程で X 線回折を行うと 200p(P は母相を示す)反射は  $T_{\rm M}$ 近傍で 200<sub>M</sub>および 002<sub>M</sub>反射(M はマルテンサイト相を示す)に分裂する。これら の反射を用いて格子定数を求めた。得られた格子定数の温度依存性を Fig. 2-4(a)に示す。 ☆お過程において母相の格子定数 a₀ はわずかに増加するがこれはインバー効果のため である[3]。その後、T<sub>M</sub>から a と c の 2 つに分裂し始め、さらに冷却していくと a は徐々 に増加していき、c は徐々に減少していく。その結果、c/a は徐々に 1 から減少してい く。これは立方晶の母相から正方晶のマルテンサイト相へ弱い一次変態をしていること を示しており、Oshima and Sugiyamaの報告[4]とよく一致する。このよう格子定数が徐々 に変化する現象はTi-NiのR相変態[5]や立方晶から正方晶へ変態するIn-Tl[6]、Mn-Cu[7] ならびに Nb<sub>3</sub>Sn[8]、V<sub>3</sub>Si[9]などにおいても見られる。また軸比 *c/a* は Fig. 2-4(b)に示す ように、温度の低下とともに徐々に減少し、77K において 0.940 となる (a = 0.383 nm、 c = 0.360 nm)。Fe<sub>3</sub>Pt においても同様に 200p 反射の分裂から格子定数を求めた。その結 果を Fig. 2-5 に示す。温度が低下するにつれて、母相の a はわずかに増加する。これは インバー効果のためである。また平均体積膨張率は 150K から 300K の間で、約-3x10<sup>-5</sup>/K である。マルテンサイト変態は弱い一次的であり、温度の低下とともに a は徐々に増 加し、cは徐々に低下する。したがって $a \ge c$ から軸比c/aを計算すると、c/aは温度 が低下するにつれて徐々に減少し、4.2K で 0.945 となる (a = 0.382 nm、c = 0.361 nm)。 Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の自発磁化 M<sub>s</sub>を調べるために、アロットプロット[10]を行 った。このアロットプロットを以下に説明する。

磁化をM、有効磁場を $H_{eff}$ とすると磁気エネルギーEは、

$$E = \frac{a}{2} \left( \frac{T}{T_{\rm f}} - 1 \right) M^2 + \frac{A}{4} M^4 + \frac{B}{6} M^6 + \dots - H_{\rm eff} M$$
$$= \frac{a}{2} \left( \frac{T}{T_{\rm f}} - 1 \right) M^2 + \frac{A}{4} M^4 + \frac{B}{6} M^6 + \dots - (H_{\rm ex} - H_{\rm d}) M$$
(2-3)

のように展開できる。ここで、a、A、B は定数、 $T_{f}$ はキュリー温度、 $H_{ex}$ は外部磁場、 $H_{d}$ は

$$H_{\rm d} = -\frac{N}{m_0}M \tag{2-4}$$



Fig. 2-4 Temperature dependence of (a) lattice parameters and (b) tetragonality of a disordered Fe-31.2at.%Pd.



Fig. 2-5 Temperature dependence of (a) lattice parameters and (b) tetragonality of an ordered  $Fe_3Pt$ .

で表される反磁場、Nは反磁場係数である。Eを最小にする条件、

$$\frac{\partial E}{\partial M} = 0 \tag{2-5}$$

から外部磁場 Hexを求めると、

$$H_{\rm ex} = \left\{ a \left( \frac{T}{T_{\rm f}} - 1 \right) - \frac{2N}{m_0} \right\} M + AM^3 + BM^5 + \dots$$
 (2-6)

となる。ここで BM<sup>5</sup> 以上の高次項を無視し、両辺を AM で割ると

$$M^{2} = \frac{1}{A} \frac{H_{\text{ex}}}{M} + \left\{ \frac{a}{A} \left( 1 - \frac{T}{T_{\text{f}}} \right) + \frac{2N}{A \mathbf{m}_{0}} \right\}$$
(2-7)

を得る。したがって、縦軸に *M*<sup>2</sup>、横軸に *H / M* をとって磁化曲線をプロットしなおす と、直線関係が得られる。このプロット方法をアロットプロットという。自発磁化は切 片の平方根から得られる (ただし、その中には反磁場の影響が含まれている)。

上述したアロットプロットを行うために 0.8、1.6、2.4 ならびに 3.2MA/m の磁場を印 加し磁化の温度依存性を測定した。その結果を Fig. 2-6 に示す。

この図の 300K から 5K の各温度における 4 つの磁場下での磁化を用いてアロットプロットを行った。そのうちの 5K、100K、230K および 300K における結果を Fig. 2-7 に示す。この図からわかるように、1.6 から 3.2MA/m での磁化の値からはほぼ直線関係が得られるが、0.8MA/m での磁化の値はその直線から外れている。これは 1.6MA/m ではほぼ磁化が飽和しているが、0.8MA/m の磁場ではまだ飽和してないことを意味している。したがって 0.8MA/m の点を除去して残りの 3 点を通る直線を最小自乗法により決定し、その  $M^2$ 切片の平方根から自発磁化を求めた。自発磁化に及ぼす反磁場の影響に関しては、直線の傾き  $\frac{1}{A}$ の値が 10<sup>-8</sup>A/m·T<sup>3</sup> 程度であり、式 (2-7) から反磁場による影

響 $\frac{2N}{Am_0}$ が  $10^{-2}$ T<sup>2</sup>程度となることから反磁場の影響を無視した。その結果得られた自発

磁化の温度依存性を Fig. 2-8 に示す。このプロットは変態点近傍である 210K から 250K は 1K 間隔でプロットし、これ以外の温度範囲では 5K 間隔でプロットしたものである。 自発磁化は温度の低下とともに増加し、300K において 1.8**m**/atom、5K において



Fig. 2-6 Thermo-magnetization curves of Fe-31.2at.%Pd under magnetic fields of 0.8, 1.6, 2.4 and 3.2 MA/m.



Fig. 2-7 Arrott Plots of Fe-31.2at.%Pd at 5, 100, 230 and 230 K by using the saturation magnetization obtained under magnetic fields of 0.8,1.6, 2.4 and 3.2 MA/m.



Fig. 2-8 Spontaneous magnetization of Fe-31.2at.%Pd evaluated from Arrott plots. The plots around  $T_{\rm M}$  are magnified in the inset.



Fig. 2-9 Spontaneous magnetization of  $Fe_3Pt$  evaluated from Arrott plots. The plots around  $T_M$  are magnified in the inset.

2.0  $\mathbf{m}_{b}$ /atom であり、Matsui らの報告とよく一致する[11]。この図からわかるように、約 230K でクニックが見られ、この温度は Fig. 2-2 の帯磁率から求めた  $T_{M}$ と一致する。 $T_{M}$ 前後において母相とマルテンサイト相の自発磁化の差 $\Delta M_{s}$ は非常に小さく、その値は 0.003  $\mathbf{m}_{b}$ /atom よりも小さいことがわかる。

Fe-31.2at.%Pd と同様に Fe<sub>3</sub>Pt のアロットプロットも行った。その結果を Fig. 2-9 に示 す。このプロットは変態点近傍である 65K から 105K は 1K 間隔でプロットし、これ以 外の温度範囲では 5K 間隔でプロットしたものである。自発磁化は温度の低下とともに 増加し、300K において 1.3 $m_b$ /atom、5K において 2.2 $m_b$ /atom であり、Sasaki and Chikazumi [12] と Sumiyama et al. [13]の報告とよく一致する。この図からわかるように、 約 85K でクニックが見られ、この温度は Fig. 2-3 の帯磁率から求めた  $T_M$  と一致する。 変態点  $T_M$  前後における母相とマルテンサイト相の自発磁化の差 $\Delta M_s$  は非常に小さく、 その値は 0.003  $m_b$ /atom よりも小さい。

次に Fe-31.2at.%Pd の熱的性質を調べるために DSC 測定を行った。その結果を Fig. 2-10 に示す。冷却過程において約 230K からピークが現れ始める。この温度は帯磁 率測定で求めた温度  $T_M$  とよく一致する。ピーク面積より変態潜熱を求めると、14J/mol となる。また、加熱過程においては小さなヒステリシスを伴って逆変態のピークが現れ、 そのピーク面積から変態潜熱を求めると 15 J/mol となり、冷却過程における変態潜熱と ほぼ等しい値が得られた。また、変態に伴うエントロピー変化は発熱反応のときを負の 値とすると、 $T_M$ =230K より約-0.07 J/mol·K であり、Fe-29.6Pd (約-0.30 J/mol·K)[14]、 Fe-30.5Pd (約-0.14 J/mol·K)[15]と比較して 1 桁小さい値となる。

Fig. 2-8 および Fig. 2-9 における自発磁化の温度依存性からわかるように、 Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt においては  $T_{\rm M}$ 前後における母相とマルテンサイト相の自発 磁化の差が非常に小さいため、磁場下での変態点の移動は非常に小さいと考えられる。

そこで、変態点の磁場依存性 $\frac{dT}{dH}$ を Clausius-Clapeyron の式

$$\frac{dT}{dH} = -\frac{\Delta M_s}{\Delta S}, \quad \Delta S = -\frac{Q}{T_{\rm M}}$$
(2-8)

を用いて評価する。ここで  $\Delta M_s$  および  $\Delta S$  は、母相からマルテンサイト相へ変態する際の自発磁化変化  $\Delta M_s = M_s^M - M_s^P$ 、ならびにエントロピー変化  $\Delta S = S^M - S^P$ (発熱反応が負)である。結果として、磁場下での変態点の移動量は 0.3 K/(MA/m)以下となる。したがって、本研究で用いた磁場が 4T(3.2MA/m)であることを考慮すると Fe-31.2at.%Pdにおいては磁場印加による変態点の移動は非常に小さく、本研究における母相の磁歪には本質的に磁場誘起マルテンサイト変態の寄与は無いと言える。



Fig. 2-10 DSC curve of Fe-31.2at.%Pd at the cooling and the heating rate of 20 K/min.

同様に Fe<sub>3</sub>Pt の $\frac{dT}{dH}$ を評価した。Fe<sub>3</sub>Pt の変態に伴うエントロピー変化 $\Delta S$  は、 Fe-24Pt[16]の文献値を用いて求めた。Fe-24Pt のQは-34.4J/mol、変態点は 190K である ので $\Delta S$ は-0.18 J/mol·K となる。この値とアロットプロットより得られた自発磁化の差を 用いて磁場下での変態点の移動量 $\frac{dT}{dH}$ を求めると 0.1 K/(MA/m)以下となる。したがって、 Fe<sub>3</sub>Pt においても、磁場誘起マルテンサイト変態の母相の磁歪への寄与はほとんど無い と言える。

#### 2.3.2. Fe-31.2at.%Pd の母相の磁歪

Fig. 2-11(a) に、[100]方向に磁場を印加しながら母相の磁歪を測定した結果を示す。 その結果、すべての温度で試料は伸びを示し、伸びは温度が低下するとともに大きくな り、240K で 6.4×10<sup>-4</sup> の歪が得られる。この値は Fe-30Pd (4×10<sup>-5</sup>)[17,18]ならびに Fe-33Pd (8×10<sup>-5</sup>)[19]で報告されている値よりも1桁大きい。Fig. 2-11(b) に歪と同時 測定した磁化曲線を示す。この図より、磁化が飽和すると、歪が飽和することがわかる。



Fig. 2-11 (a) Temperature dependence of magnetostriction of Fe-31.2at.%Pd under [100] field, and (b) corresponding magnetization curves.



Fig. 2-12 (a) Temperature dependence of magnetostriction of Fe-31.2at.%Pd under [111] field, and (b) corresponding magnetization curves.

また[111]方向に磁場を印加した場合の測定結果を Fig. 2-12(a)に示す。この場合も試料は 伸びを示し、温度が低下するにつれて伸びは大きくなり、240K で1.2×10<sup>-4</sup>の歪が得ら れる。Fig. 2-12(b) に歪測定と同時に測定した磁化曲線を示す。[100]方向と同様、磁化 が飽和すると歪も飽和する。いずれの場合も 10<sup>-4</sup>程度の歪が得られ、純 Fe の磁歪(10<sup>-5</sup> 程度)と比較すると、1 桁大きな歪が得られることがわかる。

#### 2.3.3. Fe<sub>3</sub>Pt の母相の磁歪

Fig. 2-13(a) に[100]方向に磁場を印加しながら母相の磁歪を測定した結果を示す。その結果、全ての温度で、0.2 MA/mの磁場までは伸びを示すが、その後縮みを示す。縮み量は温度が低下するにつれて大きくなり、4.2K で7.4×10<sup>-4</sup>の歪が得られる。この歪測定と同時に磁化測定を行った。その結果を Fig. 2-13(b)に示す。この図より、磁化が飽



Fig. 2-13 Temperature dependence of magnetostriction of Fe<sub>3</sub>Pt under [100] field.

Fig. 2-14 Temperature dependence of magnetostriction of  $Fe_3Pt$  under [111] field.

和すると試料の縮みがほぼ飽和することがわかる。また[111]方向に磁場を印加した場合の測定結果を Fig. 2-14(a)に示す。この場合、試料は伸びを示し、温度が低下するにつれて伸びは大きくなり、240K で 3.4×10<sup>-4</sup> の歪が得られる。Fig. 2-14(b) より、磁化の飽和と歪の飽和がほぼ同時に起こっていることがわかる。以上より Fe<sub>3</sub>Pt も Fe-31.2at.%Pdと同様 10<sup>-4</sup>程度の比較的大きな歪が得られることがわかった。

#### 2.4. 考察

Fig. 2-11 から Fig. 2-14 で示した磁歪には試料固有の線磁歪のほかに、体積磁歪および試料の形状効果から生じる線磁歪が含まれている。そこで試料固有の線磁歪(双極子 双極子相互作用に由来する線磁歪)を評価するため、体積磁歪および試料の形状効果 から生じる線磁歪の影響をについて考察する。

#### 2.4.1. 体積磁歪および形状効果に起因する線磁歪

まず、体積磁歪について考える。体積磁歪には、形状効果、結晶効果、強制体積磁 歪の3種類がある。それぞれ磁化過程と対応させると、形状効果は磁化が飽和するまで に現れる体積磁歪で、反磁場による静磁エネルギーを下げるために生じる。結晶効果は、 磁化の回転が起こるときに生じる体積磁歪で、結晶磁気異方性エネルギーを下げるため に生じる。強制体積磁歪は磁化が飽和したあとに現れるもので、外部磁界によって強制 的にスピンが揃えられるときに生じる。以下にこれら3種類の体積磁歪について考察す る。

まず、強制体積磁歪について述べる。強制体積磁歪は体積変化をwとすると $\frac{\partial w}{\partial H}$ で定 義される。Fig. 2-11 および Fig. 2-12 の Fe-31.2at.%Pd の結果より、磁化の飽和と磁歪の 飽和はほぼ同時であり、磁化の飽和後の歪の増加量は歪の飽和値と比較して非常に小さ く、 $\frac{\partial w}{\partial H}$ の値は 10<sup>-12</sup> から 10<sup>-11</sup> m/A 程度である。したがって、Fe-31.2at.%Pd の場合、強 制体積磁歪の寄与は小さいといえる。それに対して、Fe<sub>3</sub>Pt の場合、 $\frac{\partial w}{\partial H}$ の値は 10<sup>-10</sup> m/A 程度であり、Fe-31.2at.%Pd より 1 桁大きく、磁化飽和後の歪の増加が著しい (Fig. 2-13 および Fig. 2-14 )。このため磁化が飽和した後の線磁歪への強制体積磁歪の寄与が大き いことがわかる。

次に形状効果による体積磁歪を考える。この体積磁歪は以下の式で表される。

$$\frac{dv}{v} = \frac{NI^2}{2cm_0} \quad , \tag{2-9}$$

ここで、vは試料の体積、Nは反磁場係数、Iは磁化、cは体積弾性率、m。は真空の透磁 率である。Fe-31.2at.%Pd の計算において、c は Fe-30Pd[20]の文献値(55~140GPa)を 引用し、N は 1/3 と仮定した。得られた体積歪の 1/3 を形状効果による伸び歪とした。 その結果、形状効果による歪は 10<sup>-7</sup>から 10<sup>-6</sup>程度の値となる。したがって、Fe-31.2at.%Pd において、形状効果による体積磁歪の寄与は無視できるほど小さいことがわかった。

Fe<sub>3</sub>Pt においても同様の計算により、形状効果を評価した。*c* は Fe<sub>3</sub>Pt[21]の文献値(210~250GPa)を引用し、*N* は 1/3 と仮定した。その結果、10<sup>-7</sup>程度の形状効果となる。このことから Fe<sub>3</sub>Pt においても形状効果による体積磁歪の寄与小さいことがわかった。

次に結晶効果による体積磁歪について考える。この体積磁歪は単純立方格子の場合、

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{c} \frac{\partial K_1}{\partial w} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) = -\frac{1}{c} \frac{\partial K_1}{\partial H} \frac{\partial H}{\partial w} (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2)$$
(2-10)

と表される(単純立方格子と面心立方格子の結晶効果は同程度と考えられる)。ここで、 cは体積弾性率、 $K_1$ は立方異方性定数、wは体積歪、 $a_i$ はスピンの方向余弦である。こ の式を用いて Fe-31.2at.%Pd の結晶効果を評価する際、cは Fe-30Pd[20]、 $\frac{\partial K_1}{\partial H}$ は Fe-31.9Pd[22]の文献値を用い、 $a_i$ は  $1/\sqrt{2}$  とした。得られた体積歪の 1/3 を結晶効果に よる伸び歪とした。その結果、結晶効果による歪は 10<sup>-6</sup>程度となる。したがって結晶効 果の寄与は無視できることがわかった。

Fe<sub>3</sub>Pt に関しても、結晶効果による歪を評価した。その際用いた、*c* は Fe<sub>3</sub>Pt[21]、 $\frac{\partial K_1}{\partial H}$ は Fe-26.5Pt[22]の文献値を用い $a_i$ は  $1/\sqrt{2}$  とした。その結果、結晶効果による歪は  $10^{-6}$ 程度となる。したがってこの場合も結晶効果による歪は非常に小さいことがわかった。

以上から体積磁歪は、Fe<sub>3</sub>Ptの強制体積磁歪以外は無視できることがわかった。

次に線磁歪に及ぼす形状効果を調べる。この効果は反磁場による静磁エネルギーを下 げるために生じ、

$$e_{xx} = \frac{1}{2m_0} \frac{aNI^2}{c_{11} - c_{12}}$$
(2-11)

と表される。ここで $\mathbf{m}$ は真空の透磁率、Nは反磁場係数、Iは磁化、 $c_{11}$ および $c_{12}$ は弾性定数であり、aは、

$$a = \frac{2\ln 2k - 3}{\ln 2k - 1} \tag{2-12}$$

で表される量であり、kは回転楕円体の長さ1と直径dの比1/dである。この形状効果は、 磁化が飽和するまでに生じる現象であるので、磁化が飽和する前の磁歪曲線(Fig. 2-11 から Fig. 2-14)を再現するような形状効果を見積もった。Fig. 2-15 に Fe-31.2at.%Pd の 変態点直上の 240K における磁歪に及ぼす形状効果、Fig. 2-16 に Fe<sub>3</sub>Pt の変態点直上の 100K における磁歪に及ぼす形状効果を評価した結果をそれぞれ示す。この評価の際、 式(2-11)中のパラメータ aN は、測定した磁歪曲線の立ち上がりと形状効果による線 磁歪の曲線が重なるように決定した。その結果、kの値は約1となり、試料を球体で近
似したこと(N=1/3)とほぼ一致するので、形状効果の評価が妥当であると考えられる。

#### 2.4.2. 双極子 双極子相互作用による線磁歪

Fig. 2-15 および Fig. 2-16 に示すように形状効果による線磁歪を実験で得られた線磁 歪から差し引き、双極子 双極子相互作用による線磁歪を求めた。Fe-31.2at.%Pd およ び Fe<sub>3</sub>Pt の測定した線磁歪に関して、形状効果を同様に評価した結果を Fig. 2-17 から Fig. 2-20 にそれぞれ示す。Fe-31.2at.%Pd において磁場を[100]方向に印加した場合、約 0.5MA/m の磁場下で磁歪は飽和し、その値は温度の低下とともに大きくなる。240K に おける磁歪は 3.7×10<sup>-4</sup> である。[111]方向の磁場下では、240K と 280K がほぼ等しい磁 歪で、260K がそれより小さな値となる。240K では 6.9×10<sup>-5</sup> となる。Fe<sub>3</sub>Pt においては、 磁場を[100]方向に印加した場合、磁歪は縮みを示し、その値は温度の低下とともに小 さくなる。0.5MA/m の磁場下では 100K において - 7.7×10<sup>-4</sup> の歪が得られる。一方、[111] 方向の磁場を印加すると、試料は伸びを示し、温度が下がるにつれて伸びは大きくなる。 0.5MA/m の磁場下では 100K において 2.5×10<sup>-4</sup>.の歪が得られる。

得られた双極子 双極子相互作用による線磁歪は磁場印加前の磁区の配置に依存す るため正確な磁歪定数ではないが、今回はこの得られた線磁歪を磁歪定数であると近似 し、磁歪定数  $I_{100}$  および  $I_{111}$ を双極子 双極子相互作用を用いて表すと、以下に示す 2 つの式、

$$I_{100} = -\frac{1}{6} \frac{N}{c'} \left\{ 6l + \left(\frac{\partial l}{\partial r}\right) r_0 \right\}$$

$$I_{111} = -\frac{1}{3} \frac{N}{c_{44}} \left\{ 2l + \left(\frac{\partial l}{\partial r}\right) r_0 \right\}$$
(2-13)
(2-14)

となる[23]。ここで、N は単位体積あたりの原子数、 $c' = (c_{11} - c_{12})/2$ および $c_{44}$ は立方 晶の弾性定数、lは双極子 双極子相互作用の係数、 $r_0$ およびrは試料が歪む前と後の 最隣接原子間距離である。Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の磁歪定数の計算に用いた弾性定 数はそれぞれ Fe-30Pd[20]および Fe<sub>3</sub>Pt[21]の文献値を用い、lは

$$l = -\frac{3M^2}{4pm_0 r^3}$$
(2-15)

の式を用いて評価した。ここで M はスピンの持つ磁気モーメントである。



Fig. 2-15 Evaluation of magnetostriction due to dipole-dipole interaction by subtracting the form effect from the experimental data of Fe-31.2at.%Pd at 240 K.



Fig. 2-16 Evaluation of magnetostriction due to dipole-dipole interaction by subtracting the form effect from the experimental data of  $Fe_3Pt$  at 100 K.



Fig. 2-17 Temperature dependence of magnetostriction due to dipole-dipole interaction of Fe-31.2at.%Pd under the [100] magnetic field.



Fig. 2-18 Temperature dependence of magnetostriction due to dipole-dipole interaction of Fe-31.2at.%Pd under the [111] magnetic field.



Fig. 2-19 Temperature dependence of magnetostriction due to dipole-dipole interaction of  $Fe_3Pt$  under the [100] magnetic field. The contribution of the forced volume magnetostriction is included after the magnetization is saturated.



Fig. 2-20 Temperature dependence of magnetostriction due to dipole-dipole interaction of  $Fe_3Pt$  under the [111] magnetic field. The contribution of the forced volume magnetostriction is included after the magnetization is saturated.



Fig. 2-21 Temperature dependences of the experimental and the calculated magnetostriction constants of Fe-31.2at.%Pd under the [100] field.



Fig. 2-22 Temperature dependences of the experimental and the calculated magnetostriction constants of Fe-31.2at.%Pd under the [111] field.



Fig. 2-23 Temperature dependences of the experimental and the calculated magnetostriction constants of  $Fe_3Pt$  under the [100] field.



Fig. 2-24 Temperature dependences of the experimental and the calculated magnetostriction constants of  $Fe_3Pt$  under the [111] field.

Temperature	240 K	260 K	280 K	300 K	400 K
experiment	$3.7 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-4}$	$1.5 \times 10^{-4}$	$9.3 \times 10^{-5}$	$3.4 \times 10^{-5}$
calculation		$3.9 \times 10^{-5}$	$1.9 \times 10^{-5}$	$1.2 \times 10^{-5}$	$4.0 \times 10^{-6}$

Table 2-4 The experimental and the calculated values of the magnetostriction constant  $I_{100}$  of Fe-31.2at. %Pd

Table 2-5 The experimental and the calculated values of the magnetostriction constant  $I_{111}$  of Fe-31.2at. %Pd

Temperature	240 K	260 K	280 K
experiment	$7.8 \times 10^{-4}$	$6.0 \times 10^{-4}$	$6.9 \times 10^{-4}$
calculation		$-1.8 \times 10^{-6}$	$-1.7 \times 10^{-6}$

Table 2-6 The experimental and the calculated values of the magnetostriction constant  $I_{100}$  of Fe<sub>3</sub>Pt

Temperature	100 K	150 K	200 K	250 K	300 K
experiment	$-7.5 \times 10^{-4}$	$-2.9 \times 10^{-4}$	$-1.5 \times 10^{-4}$	$-6.1 \times 10^{-5}$	$-1.9 \times 10^{-5}$
calculation	$1.5 \times 10^{-5}$	$1.2 \times 10^{-5}$	$9.0 \times 10^{-6}$	$5.5 \times 10^{-6}$	$3.0 \times 10^{-6}$

Table 2-7 The experimental and the calculated values of the magnetostriction constant  $I_{111}$  of Fe<sub>3</sub>Pt

Temperature	100 K	150 K	200 K	250 K	300 K
experiment	$2.5 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-4}$	$2.1 \times 10^{-4}$	$1.6 \times 10^{-4}$	$8.0 \times 10^{-5}$
calculation	$-1.9 \times 10^{-6}$	$-1.6 \times 10^{-6}$	$-1.3 \times 10^{-6}$	$9.1 \times 10^{-7}$	$5.7 \times 10^{-7}$

Fig. 2-21 から Fig. 2-24 ならびに Table 2-4 から Table 2-7 にそれぞれ計算した磁歪定数 および本研究により得られた 0.5 MA/m の磁場下における双極子 双極子相互作用によ る線磁歪を示す。いずれにおいても歪の絶対値は実験値の方が計算値より 1 桁大きくな る。この原因として、弾性定数が小さい、双極子 双極子相互作用の係数が大きいとい うことが考えられる。また弾性定数が低下する領域ではツイード組織が観察される [24,25]。ツイード組織は母相の中にわずかな正方歪を有する領域がマルテンサイトの核 として分散している状態であると見なすことができる[26]。母相領域の磁歪はこのツイ ード組織の正方歪が磁場により揃うことによる可能性も考えられる。

#### 2.5. 結論

Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶を用いて、マルテンサイト変態挙動、および母相の [100]方向ならびに[111]方向の線磁歪を詳細に調べ、以下の結果を得た。

Fe-31.2at.%Pd のマルテンサイト変態挙動に関して以下の結果を得た。

- (1) マルテンサイト変態温度は T<sub>M</sub>=230K である。
- (2) 冷却過程において T<sub>M</sub>で母相の立方晶 (f.c.c.) から正方晶 (通称 f.c.t.) へ変態する。
   変態は弱い一次的であり、軸比 c/a は温度の低下とともに徐々に減少し、77K では a
   = 0.383 nm、c = 0.360 nm であるので c/a は 0.940 となる。
- (3) 変態潜熱は約 15J/mol であり、変態に伴うエントロピー変化は約 0.07 J/mol·K である。また、T<sub>M</sub>前後における母相とマルテンサイト相の自発磁化の差は非常に小さく 0.003 m<sub>b</sub>/atom 以下である。これらの値を用いて Clausius-Clapeyron の式から磁場下での変態点の移動を求めると 0.3K/(MA/m)となる。

Fe<sub>3</sub>Ptのマルテンサイト変態挙動に関しては以下の結果を得た。

- (1) マルテンサイト変態温度は T<sub>M</sub>=85K である。
- (2) 冷却過程において T<sub>M</sub>で母相の立方晶(f.c.c.)から正方晶(通称 f.c.t.)へ変態する。
   変態は弱い一次的であり、軸比 c/a は温度の低下とともに徐々に減少し、14K では a
   = 0.382 nm、c = 0.361 nm であるので c/a は 0.945 となる。
- (3) T<sub>M</sub>前後における母相とマルテンサイト相の自発磁化の差は非常に小さく 0.003m<sub>b</sub>/atom 以下である。これらの値および文献値の変態に伴うエントロピー変化 を用いて Clausius-Clapeyron の式から磁場下での変態点の移動を求めると 0.1K/(MA/m)となる。

母相の磁歪に関しては、以下の結果を得た。

- (1) Fe-31.2at.%Pd の体積磁歪については、形状効果ならびに結晶効果はいずれもせいぜい10<sup>-6</sup>程度であり、測定される線磁歪への寄与は非常に小さい。強制体積磁歪も10<sup>-12</sup>あるいは10<sup>-11</sup>程度であり非常に小さい。一方、Fe<sub>3</sub>Pt に関しては形状効果は10<sup>-7</sup>程度、結晶効果は10<sup>-6</sup>程度であり、測定される線磁歪への寄与は非常に小さいが、強制体積磁歪は10<sup>-10</sup>程度であり強い磁場下ではその影響は無視できなくなる。
- (2) 体積磁歪ならびに線磁歪に及ぼす形状効果を、測定した線磁歪から除去し、双極子 双極子相互作用による線磁歪を評価した。Fe-31.2at.%Pd に関しては、[100]方向お よび[111]方向の磁歪はともに伸びを示し、変態点直上の 240K において[100]方向は 10<sup>-4</sup>程度、[111]方向は 10<sup>-3</sup>程度の磁歪が得られる。Fe<sub>3</sub>Pt に関しては[100]方向の磁歪 は縮みを示し、[111]方向の磁歪が伸びを示す。磁歪の値はともに変態点直上の 100K

においてどちらも 10<sup>-4</sup>程度の磁歪が得られる。

(3) 双極子 双極子相互作用を考慮した理論式から計算した線磁歪は、実験値より非常に小さい。この原因としては、母相における物理定数の異常、すなわち弾性定数が小さい、双極子 双極子相互作用が大きい、あるいはツイード組織の正方歪が磁場により揃うことなどが考えられる。

## 参考文献

- [1] T. Tadaki and K. Shimizu: Scr. Metall., 9 (1975) 771-776.
- [2] M. Foos and C. Frantz: Scr. Metall., 14 (1980) 681-682.
- [3] Y. Tino and Y. Iguchi: J. Magn. Magn. Mater., **31-34** (1983) 117-118.
- [4] R. Oshima and M. Sugiyama: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 383-388.
- [5] M. B. Salamon, M. E. Meichle and C. M. Wayman: Phys. Rev. B, **31** (1985) 7306-7315.
- [6] L. Guttman: Trans. AIME, 188 (1950) 1472-1477.
- [7] O. Nittono, T. Satoh and Y. Koyama: Trans. JIM, 22 (1981) 225-236.
- [8] R. Mailfert, B. W. Batterman and J. J. Hanak: Phys. Lett., 24A (1967) 315-316.
- [9] B. W. Btterman and C. S. Barret: Phys. Rev., 145 (1966) 296-301.
- [10] A. Arrott: Phys. Rev., 108 (1957) 1394-1396.
- [11] M. Matsui, T. Shimizu and K. Adachi: Physica, 119B (1983) 84-89.
- [12] T. Sasaki and S. Chikazumi: J. Phys. Soc. Jpn., 46 (1979) 1732-1739.
- [13] K. Sumiyama, Y. Emoto, M. Shiga and Y. Nakamura: J. Phys. Soc. Jpn., 50 (1981) 3296-3302.
- [14] J. Cui, T. W. Shield and R. D. James: Acta Mater., 52 (2004) 35-47.
- [15] H. Kato, Y. Liang and M. Taya: Scr. Mater., 46 (2002) 471-475.
- [16] J. Ortín amd A. Planes: Acta Metall., 36 (1988) 1873-1889.
- [17] M. Matsui and K. Adachi: J. Magn. Magn. Mater., 31-34 (1983) 115-116.
- [18] T. Nakayama, M. Kikuchi and K. Fukamichi: IEEE Trans. Magn., MAG-16 (1980) 1071-1073.
- [19] K. Fukamichi: J. Appl. Phys., 50 (1979) 6562-6563.
- [20] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita: Acta Metall. Mater., 38 (1990) 685-694.
- [21] K. Tajima, Y. Endoh, Y. Ishikawa and W. G. Stirling: Phys. Rev. Lett., 37 (1976) 519-522.
- [22] F. Arae, H. Arimune, F. Ono and O. Yamada: J. Phys. Soc. Jpn., 54 (1985) 3098-3105.
- [23] L. Néel: J. Phys. Radium, 15 (1954) 225-239.
- [24] R. Oshima, M. Sugiyama and F. E. Fujita: Metall. Trans. A, 19A (1988) 803-810.
- [25] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita: Metall. Trans. A, 19A (1988) 2931-2937.
- [26] J. P. Sethna, S. Kartha, T. Cantán and J. A. Krumhansl: Physica Scripta, T42 (1992) 214-219.

# 第3章 Fe-31.2at.%Pd 単結晶の巨大磁場誘起歪

## 3.1. 緒言

Fe-Pd 合金の巨大磁場誘起歪は James and Wuttig により Fe-30at.%Pd 単結晶において初 めて確認された[1]。しかしながら、彼らの報告において磁場誘起歪に及ぼす磁場印加 方向の影響の系統的な測定はなされていない。また、バリアント再配列後の状態は、結 晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントのみで構成されることが期待されるが、 その結果は得られていない。そこで、Fe-Pd 合金における磁場下でのバリアント再配列 について更なる知見を得るため、本章においては、Fe-31.2at.%Pd 単結晶を用いて磁場 下でのバリアント再配列を調査する。この組成の合金は Fe-30at.%Pd とは異なり、 f.c.c.f.c.t.変態の後さらに冷却しても非熱弾性型である f.c.t.-b.c.t.マルテンサイト変態が 起きないので[2-4]、磁場下でのバリアント再配列を調査するのに適している。また冷却 温度に制限がないため小さな軸比が得られ[5]、Fe-30at.%Pd より大きな磁場誘起歪の発 現が期待できる。

### 3.2. 実験方法

単結晶試料は第 2 章の実験で用いた Specimen D および第 2 章の実験で作製した

Specimen	Size	Measurement
Specimen D(S)	3.7mm ([001] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> ) (PP)	MT, TE, MFIS
Specimen J(S)	3.7mm ([001] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> )×3.1mm ([110] <sub>P</sub> ) (PP)	ОМ
Specimen K(P)	3.2×3.2×3.0mm <sup>3</sup> (PP)	TE, MFIS, MT

 Table 3-1
 Single-crystalline and polycrystalline specimens of an Fe-31.2at.%Pd alloy

S: single-crystalline, P: polycrystalline, PP: parallelepiped, MT: Magnetization, TE: thermal expansion, MFIS: magnetic field-induced strain, OM: optical microscope observation

Fe-31.2at.%Pd 単結晶から新たに切り出した Specimen J を用いた。Specimen J には第2 章で Specimen D に施した熱処理を同様に施した。また多結晶試料はアーク溶解で作製 したインゴットから切り出した。Fe-31.2at.%Pd 多結晶試料の平均粒径は、200µm から 500µm 程度である。本章で用いた試料を Table3-1 に示す。

磁化測定は超伝導量子干渉磁束計(SQUID: Quantum Design 社製 MPMS XL)を用い て行った。歪測定については三端子容量法[6,7]を用いて行った。三端子容量法は歪測定 の方法の1つであり、試料を挟み込んだ2枚の金属板間の静電容量が試料の歪によって 変化することを利用して、歪を測定するものである。Fig. 3-1に測定に用いたキャパシ タンスブリッジの回路図を示す。ブリッジ回路は交流電流、レシオトランス、位相検波 器、基準コンデンサ(C<sub>0</sub>) 基準抵抗(R<sub>0</sub>) そして等価回路として純キャパシタンス C<sub>x</sub>とコンダクタンス G<sub>x</sub>からなる被測定キャパシタンスによって構成される。この回路 でブリッジバランスを取ることにより、被測定キャパシタンス C<sub>x</sub>とコンダクタンス G<sub>x</sub>

Fig. 3-2 に熱膨張測定用のキャパシタンスセルとクライオスタットの概略図を示す。 図中の斜線部はキャパシタンスを構成する高電位部と低電位部である。斜線部位外はす べてグランド部である。試料はセルに固定された可動試料台の上にワニスで固定され、 その上に可動電極がのる。可動電極はばね(圧縮ばね定数約0.1kgf/mm×3本)によって 押さえつけられる形になっており、試料の長さ変化がキャパシタンスの変化として測定 される。

Fig. 3-3 に測定のブロック図を示す。試料の長さ変化に伴う静電容量の変化はキャパ シタンスブリッジで測定され

$$\Delta l = \frac{e_0 S}{\frac{1}{C_0} - \frac{1}{C}}$$
(3-1)

によって試料長さに換算される。ここで $e_0$ は真空の誘電率、Sは電極の面積、Cおよび  $C_0$ は静電容量の基準値と測定(変化)値である。温度測定は約50K以下ではゲルマニウ ム抵抗温度計(Ge)、それ以上では白金抵抗温度計(Pt)を用い、交流抵抗ブリッジで 抵抗変化を測定して温度換算した。測定は断熱セル内に熱交換ガスを入れて目標温度ま で冷却した後、熱交換ガスを排気し、ヒーターでキャパシタンスセルと熱シールドを温 度コントロールして昇温しながら静電容量と温度をコンピューターでモニターした。温 度上昇の間隔は設定温度の約100分の1に設定した。

磁場印加時の熱膨張測定は、キャパシタンスセルを 8.0T までの磁場を発生できる超 伝導マグネット中に置き、300K(室温付近の定点)で 4T の磁場を印加し、冷却速度 1K/min で 77K まで行った。



Fig. 3-1 Bridge circuit for three-terminal capacitance method.



Fig. 3-2 Schematic illustration of the capacitance cell and the cryostat.



Fig. 3-3 Block diagram of strain measurement by three-terminal capacitance method.

光学顕微鏡観察をノマルスキー型微分干渉顕微鏡法により行った。光学顕微鏡の試料 観察台は電磁石のポールピース間の中央に設置されており、最大 1.5T の磁場を印加し ながら観察を行うことができる。試料観察台に冷却・加熱ステージを設置し、試料の温 度をジャパンハイテック社製の顕微鏡用冷却・加熱装置を用いて制御しながら観察を行 った。この冷却・加熱ステージは覗き窓があるアルミニウム合金ならびにステンレス製 の容器の内部に設置されており、容器内部を真空中に保ちながら液体窒素を用いて冷却 することが可能である。

### 3.3. 実験結果および考察

磁場下でのバリアント再配列挙動について調べるために、T<sub>M</sub>以下の 77K まで無磁場 下冷却し、その後磁場を印加した。磁場の印加方向は、 [001]<sub>P</sub>とした(Pは母相を表す. ここで母相の指数で表記しているのは、Fig. 3-4 に示すように、マルテンサイト相がマ ルチバリアント状態であるので、各バリアントに印加する磁場方向を一義的に表記でき ないからである.)。磁場下でのバリアント再配列挙動を定量的に評価するために、熱膨 張による歪ならびに磁場誘起歪を測定し、その結果を用いて、バリアントの割合を評価



Fig. 3-4 Lattice correspondence between the parent and the martensite phases of Fe-31.2at.%Pd. The <001> directions of the martensite variants (V1, V2, V3) are almost parallel to  $<001>_P$ .

した。

まず、無磁場下での熱膨張測定の結果を示す。この熱膨張測定は、冷却により導入されるマルテンサイトバリアントの割合を評価するために行った。その結果を Fig. 3-5 に示す。歪の測定方向は、次に行う磁場誘起歪測定において磁場を印加する方向である [001]<sub>P</sub>方向に測定した。冷却過程において、試料は T<sub>M</sub> 近傍から収縮し始めることが Fig. 3-5 よりわかる。歪量 Δ1/1 は

$$\Delta l / l = (l_T - l_0) / l_0 \tag{3-2}$$

の式で与えられる。ここで、 $l_T$ は温度 Tにおける試料の長さ、 $l_0$ は冷却開始時の試料の長さである。Fig. 3-5 より、77K において、試料は 1.2%の収縮を示すことがわかる。

得られた歪と格子定数を用いることによりバリアントの割合を計算することができる。本研究においては磁場を印加した場合に最も低い結晶磁気異方性エネルギーを有するバリアントに着目し、その割合を評価した。すなわち、磁化容易軸である a 軸(詳細は第7章で述べる)が磁場方向と平行なバリアントに着目し、バリアントの割合 f<sub>a//H</sub>を評価した。バリアントの割合は以下の式、

$$f_{a//H}a_T + (1 - f_{a//H})c_T = a_{300K}(1 + (\Delta l/l))$$
(3-3)



Fig. 3-5 Strain due to thermal expansion of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured before the MFIS measurement under the  $[001]_P$  field.



Fig. 3-6 The illustration from which eq. (3-3) for the evaluation of the variant fraction under the strain measurement along  $[001]_P$  are derived.

を用いて計算することができる。ここで $a_T$ および $c_T$ は温度 *T*におけるマルテンサイト 相の格子定数、 $a_{300K}$ は 300K での母相の格子定数である。式(3-3)は Fig. 3-6 を用い て導出した。すなわち 3 種類のバリアントのうち歪測定方向である[001]<sub>P</sub>方向に *a* 軸を 有するバリアントの割合を *f*、*c* 軸を有する割合を 1-*f* とすると、 $l_0$ および  $l_T$ は、

$$l_0 = Na_{300K}$$
(3-4)  
$$l_T = N\{fa + (1 - f)c\}$$
(3-5)

と表すことができる。ここで N は、試料の中で測定方向に並んでいる単位格子の数で ある。したがって式 (3-2)(3-4)(3-5)より式 (3-3)が得られる。計算の結果、バリ アントの割合  $f_{a//H}$ は 77K において 0.5 となる。3 種類のバリアントがそれぞれ等価に 現れるとすれば、この値は 2/3 となる。 $f_{a//H}$ の値が理想値から外れるのは試料中に存 在する欠陥のためであると思われる。

冷却によりマルチバリアントのマルテンサイト相を得たので、次に磁場誘起歪を測定 するために磁場を印加した。その結果を Fig. 3-7 に示す。磁場は[001]<sub>P</sub>方向に印加した。 磁場を増加していくと、約 0.3MA/m の磁場で伸びが生じ始め、約 1MA/m の磁場で歪が 飽和し 3.1%の歪が生じる。この伸び歪は、磁場を除去してもほとんど回復しない。わ ずかな回復が見られるが、これは試料を測定装置に設置する際、試料を抑えるために 0.3MPa 程度の圧縮応力を磁場方向に印加しているために生じると考えられる。続いて 磁場の極性を変えて印加したが、さらなる歪の増加は見られなかった。その後磁場を除 去してもほとんど歪は回復しない。以後、磁場を印加しても同様の挙動を示す。

磁場誘起歪が飽和した状態のバリアントの割合を式(3-3)を用いて求めた。 $\Delta l/l$  は磁場誘起歪と熱膨張による歪の合計とした。その結果、磁場印加により  $f_{a//H}$  は 50%から 100%へ変化したことがわかった。このことは、磁場印加前には磁場印加方向に c 軸(困難軸)が向いているバリアントが 50%存在していたが、磁場印加後にはそのバリアント がすべて再配列した結果、完全に a 軸が磁場方向に配向したことを示している。すなわち、磁場印加方向に対して結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントへの再配列が完全に進行することがわかった。

この磁場下でのバリアント再配列挙動を光学顕微鏡観察においても確認した。その結果を Fig. 3-8 に示す。母相において電解研磨を行ったため、 $T_M$ 以上では表面起伏は見られない[Fig. 3-8a]。この試料を無磁場下で冷却し温度が  $T_M$ 以下になるとマルテンサイト変態が起こり、表面起伏が現れる[Fig. 3-8b]。双晶界面は $\{10\bar{1}\}_M$ であることが知られている[2]が、ここで見られる双晶界面は図中に示した結晶方位から $(101)_M$  あるいは $(0\bar{1}1)_M$ であることがわかる。次に磁場を $[001]_P$ 方向に印加した。その結果、バリアント間の双晶界面が移動し、一方のバリアントがもう一方のバリアントを侵食しながら成長し[Fig. 3-8c]、最終的に表面起伏は消える[Fig. 3-8d]。したがって磁場下で完全にバリア



Fig. 3-7 MFIS of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured at 77 K under the magnetic field applied along  $[001]_P$  after zero-field-cooling to 77 K.



Fig. 3-8 A series of optical micrographs of an Fe-31.2at.%Pd single crystal taken under the  $[001]_P$  field after cooling to 81 K without a magnetic field.

ント再配列が起こることがわかった。この結果は磁場誘起歪測定の結果と一致する。 James and Wuttig らの報告[1]においては約0.6%の磁場誘起歪が生じており、この磁場誘 起歪の値からバリアント配向量を見積もった。彼らの測定温度である256K まで300K から冷却したとき生じる歪は、バリアントが1/3 ずつ生じたと仮定すると、Sugiyama らの格子定数[4]および式(3-3)を用いて約0.18%と計算される。この状態で磁場を印 加し0.5%の磁場誘起歪が生じるので、そのときバリアント配向量は約85%となる。し たがって、完全なバリアント再配列は起こっていない。また彼らの光学顕微鏡観察の結 果からも完全なバリアント再配列は確認されない。本研究においては磁場誘起歪測定な らびに光学顕微鏡観察により、Fe-Pd 合金における完全なバリアント再配列を初めて確 認することができた。

この磁場下でのバリアント再配列に伴う磁化過程をしらべるために 77K において磁 化曲線を測定した。その結果を Fig. 3-9 に結果を示す。この測定においては、まず無磁 場下で 77K まで冷却したのち[001]<sub>P</sub> 方向に磁場を印加した。磁場印加過程において約 0.5MA/m の磁場において磁化の跳びが見られたのち、磁化が飽和する。この跳びは磁 化過程においてバリアント再配列に伴い磁場方向を磁化容易軸とするバリアントの割 合が急激に増加したことによる。この磁化の跳びは Ni-Mn-Ga の磁化曲線においても見 られる[8-13]。磁場除去過程においては、磁化の値は磁場印加過程とは異なる値をとり ヒステリシスを示す。このヒステリシスの面積は磁場印加によるバリアント再配列に伴 う散逸エネルギーに相当し、その値は 150kJ/m<sup>3</sup>である。この値は、第 1 象限の磁化曲 線が容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線(第 7 章で後述する)とほぼ重なること から、ほぼ 100%のバリアント再配列に伴う散逸エネルギーであると考えられる。応力

歪曲線から求めた散逸エネルギー(第7章で後述する)は 120kJ/m<sup>3</sup>であり、磁化曲 線から求めた散逸エネルギー同程度である。

単結晶と比較するために Fe-31.2at.%Pd 多結晶の磁場誘起歪を測定した。Fig. 3-10 に Fe-31.2at.%Pd 多結晶の無磁場下冷却後の磁場誘起歪測定の結果を示す。磁場が約 0.3MA/mのとき歪が生じ始め、約 1MA/m で飽和する。飽和値は約 0.012%である。磁 場を除去すると大部分の歪は回復するが、少し残留歪が存在し、またヒステリシスが見 られる。これら残留歪およびヒステリシスは磁場印加ならびに除去過程においてバリア ント再配列が起こったことを示している。しかしながら歪の飽和値は単結晶の値と比較 して非常に小さい。したがって、多結晶においてはほとんどバリアント再配列が起こっ ていないと考えられる。多結晶の磁場誘起歪は他の組成の Fe-Pd 合金ならびに Ni-Mn-Ga 合金において圧延後焼鈍して作製した試料[14]、急冷リボンで作製した試料[15,16]、特 定の方位に配向させた試料[17,18]などで測定され、いくつか報告されているが、いずれ の場合も単結晶と比較して非常に小さな値である。このように多結晶においてバリアン ト再配列が起こらないのは、粒界による拘束のためであると考えられる。Fe-31.2at.%Pd 多結晶の磁場誘起歪と磁化過程との関係を調べるために磁化測定を行った。その結果を



Fig. 3-9 Magnetization curve of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured at 77 K by applying a magnetic field along [001]<sub>p</sub>.



Fig. 3-10 Magnetic field-induced strain of polycrystalline Fe-31.2at.%Pd at 77 K.



Fig. 3-11 Magnetization curve of polycrystalline Fe-31.2at.%Pd measured at 77 K.

Fig. 3-11 に示す。磁場は試料を無磁場下で 77K まで冷却した後、印加した。磁場印加過 程ならびに磁場除去過程の磁化曲線はほぼ重なっており、Fig. 3-9 に示したように単結 晶において見られたバリアント最配列に伴う磁化曲線のとびは見られない。またヒステ リシスもほとんど見られない。これは他の Fe-Pd 合金多結晶における報告とよく一致す る[19]。このように Fig. 3-11 の磁化曲線の結果はバリアント再配列がほとんど起こって いないことを示しており、磁場誘起歪測定の結果と一致する。

磁場誘起歪に及ぼす温度の影響を調べるために、磁場中冷却過程の熱膨張測定を行った。その結果を Fig. 3-12 に示す。比較のために無磁場下での熱膨張測定の結果も示す。 無磁場下で冷却した場合、試料は単調に収縮するが、 $T_M$  近傍で熱膨張係数に変化が見られる。 $T_M$ より高温では、1.1×10<sup>5</sup> K<sup>-1</sup>であり、Fe-32Pd[20]で報告されている値とほぼ一致する。 $T_M$ より低温では、マルテンサイト変態が起こるために 1.3×10<sup>-5</sup> K<sup>-1</sup> となる。これに対して、磁場中冷却過程では、無磁場下冷却と比較して母相の熱膨張係数は等しいが、母相における歪が 1×10<sup>-4</sup> 程度大きい。これは母相の磁歪のためである。磁場中冷却過程と無磁場下冷却過程の間の歪の差は温度が低下するほど大きくなっていき、特にマルテンサイト相では顕著に見られる。これはマルテンサイト相において磁場方向に伸びたバリアントの割合が多いことを示している。しかしながらこの差は単結晶における差(第4章で後述する Fig.4-2(a)の無磁場下冷却と Fig. 4-6 の磁場中冷却との歪の差)と比較すると非常に小さい。したがって、磁場中冷却過程において多結晶ではバリアント配列はほとんど起こっていないと考えられる。



Fig. 3-12 Thermal expansion of polycrystalline Fe-31.2at.%Pd in the field-cooling and the zero-field-cooling processes.

## 3.4. 結論

Fe-31.2at.%Pd 単結晶の 77K における磁場下でのバリアント再配列を調べた結果、以下の結果を得た。

- (1) 無磁場下で 77K まで冷却しマルチバリアント状態を得たのち、[001]<sub>P</sub>方向に磁場を 印加すると、最も結晶磁気異方性エネルギーが低いバリアントに完全に再配列が進 行する。
- (2) 無磁場下で 77K まで冷却したのち磁場下で光学顕微鏡観察を行い、完全なバリアン ト再配列が起こる。
- (3) [001]<sub>P</sub>方向に磁場を印加して得られる磁化曲線において、バリアント再配列に伴う 散逸エネルギーに相当するヒステリシスが現れる。
- (4) 多結晶においては磁場下でほとんどバリアント再配列が起こらない。また、磁化曲線にヒステリシスがほとんど現れない。

## 参考文献

- [1] R. D. James and M. Wuttig: Philos. Mag. A, 77 (1998) 1273-1299.
- [2] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita, Trans. JIM, 25 (1984) 585-592.
- [3] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: Trans. JIM, 27 (1986) 719-730.
- [4] R. Oshima: Scr. Metall., **15** (1981) 829-833.
- [5] R. Oshima and M. Sugiyama: J. Phys. Colloq., C4 (1982) 383-388.
- [6] 竹内徹也:固体物理, 33 (1998) 996-1006.
- [7] 吉田喜孝,斎藤好民:固体物理,17(1982)505-516.
- [8] A. A. Likhachev and K. Ullakko: Phys. Lett. A, 275 (2000) 142-151.
- [9] O. Heczko, K. Jurek and K. Ullakko: J. Magn. Magn. Mater., 226-230 (2001) 996-998.
- [10] O. Heczko, L. Straka, N. Lanska, K. Ullakka and J. Enkovaara: J. Appl. Phys., 91 (2002) 8228-8230.
- [11] O. Heczko, N. Lanska, O. Soderberg and K. Ullakko: J. Magn. Magn. Mater., 242-245 (2002) 1446-1449.
- [12] V. D. Bichelnikov and S. I. Bosko: J. Magn. Magn. Mater., 258-259 (2003) 497-499.
- [13] O. Heczko, L. Straka: J. Appl. Phys., 94 (2003) 7139-7143.
- [14] T. Wada, Y. Liang, H. Kato, T. Tagawa, M. Taya and T. Mori: Mater. Sci. Eng. A, 361 (2003) 75-82.
- [15] T. Kubota, T. Okazaki, Y. Furuya and T. Watanabe: J. Magn. Magn. Mater., 239 (2002) 551-553.
- [16] T. Kubota, T. Okazaki, H. Kimura, T. Watanabe, M. Wuttig and Y. Furuya: Sci. Tech. Adv. Mater., 3 (2002) 201-207.
- [17] K. Ullakko, Y. Ezer, A. Sozinov, G. Kimmel, P. Yakovenko and V. K. Lindroos: Scr. Mater., 44 (2001) 475-480.
- [18] H. Y. Yasuda, N. Komoto, M. Ueda and Y. Umakoshi: Sci. Tech. Adv. Mater., 3 (2002) 165-169.
- [19] A. Steuwer, T. Mori, H. Kato and T. Wada: J. Appl. Phys., 94 (2003) 2761-2763.
- [20] M. Matsui, T. Shimizu and K. Adachi: Physica, 119B (1983) 84-89.

# 第4章 Fe-31.2at.%Pd 単結晶のバリアント再配列に及ぼす

# 磁場方向ならびに温度の影響

#### 4.1. 緒言

前章では Fe-31.2at.%Pd 単結晶を用いて、77K において[001]<sub>P</sub>方向に磁場を印加したと きのバリアント再配列について詳細に調べた。磁場下でのバリアント再配列に主に寄与 している磁気的エネルギーは結晶磁気異方性エネルギーであると考えられている[1-3]。 この結晶磁気異方性エネルギーは磁場印加方向ならびに温度の影響を受ける。したがっ て、磁場下でのバリアント再配列も磁場印加方向ならびに温度の影響を受けると考えら れる。そこで本章では第2章で用いた試料と同じ試料の Fe-31.2at.%Pd 単結晶を用いて、 磁場下でのバリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響ならびに温度の影響を詳細に調 べることを目的とする。

#### 4.2. 実験方法

用いた試料を Table4-1 に示す。これらの試料は第3章で用いた単結晶試料(Specimen D、J)および新しく単結晶棒から切り出した Specimen L である。Specimen L にはこれまでと同様の熱処理を施した。熱膨張ならびに磁場誘起歪測定における磁場印加方向な

Specimen	Size	Measurement
Specimen D	$3.7 \text{mm} ([001]_P) \times 3.1 \text{mm} ([110]_P) \times 3.1 \text{mm} ([1\overline{10}]_P) $ (PP)	TE, MFIS
Specimen J	$3.7 \text{mm} ([001]_P) \times 3.1 \text{mm} ([110]_P) \times 3.1 \text{mm} ([1\overline{10}]_P) \text{ (PP)}$	ОМ
Specimen L	1.6mm ([111] <sub>P</sub> )×1.9mm ([1 $\overline{1}0$ ] <sub>P</sub> )×2.1mm ([11 $\overline{2}$ ] <sub>P</sub> ) (PP)	TE, MFIS, OM

Table 4-1 Single-crystalline specimens of an Fe-31.2at.%Pd alloy

PP: parallelepiped, D: disc, TE: thermal expansion, MFIS: magnetic field-induced strain, OM: optical microscope observation



Fig. 4-1 Illustration of specimens for thermal expansion measurement under magnetic field. The directions of the applied magnetic field and the strain measurement are shown.

らびに歪測定方向は Fig. 4-1 に示すよう設定した。磁場を[001]<sub>P</sub>および[011]<sub>P</sub>に印加する 場合は第3章と同様に三端子容量法で歪を磁場方向に測定した。一方、磁場を[111]<sub>P</sub>方 向に測定するときは、[111]<sub>P</sub>方向に歪を測定するとバリアント再配列が起こったとして もこの方向に歪が現れないので、歪ゲージ法により[001]<sub>P</sub>方向の歪を測定した。磁場中 光学顕微鏡観察は第3章と同じ装置を用いて、ノマルスキー型微分干渉顕微鏡法により 行った。

### 4.3. 実験結果および考察

#### 4.3.1. バリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響

まず、マルテンサイト状態を得るために無磁場下で冷却した。そのとき冷却により導入されるマルテンサイトバリアントの割合を評価するために、無磁場下での熱膨張測定を行った。その結果を Fig. 4-2 に示す。比較のために第3章で得られた[001]<sub>P</sub>方向の結果も示した。いずれの場合においても、冷却過程において、*T*<sub>M</sub>近傍から収縮し始める。 歪量は第3章と同様に

$$\Delta l / l = (l_T - l_0) / l_0 \tag{4-1}$$

の式によって計算した。その結果、77K において、Specimen D および Specimen L は、 それぞれ 0.064%の膨張および 0.49%の収縮を示すことがわかった。

得られた歪と格子定数を用いることによりバリアントの割合を計算することができる。本研究においては磁場下で最も結晶磁気異方性エネルギーが低いバリアントに着目し、その割合を評価した。前章において磁場を $[001]_P$ 方向に印加した場合はa軸(磁化容易軸(第7章で後述する))が磁場方向と平行なバリアントに着目したが、磁場を $[011]_P$ 方向に印加した場合はc軸が磁場方向と垂直なバリアントすなわち2つのa軸が磁場方向と45度の角度をなすバリアントに着目し、そのバリアントの割合 $f_{c\perp H}$ を評価した。磁場を $[111]_P$ 方向に印加した場合は、歪の測定方向が $[001]_P$ 方向であるためa軸が $[001]_P$ 

方向と平行なバリアントの割合 f<sub>a//[001]</sub>を評価した。各バリアントの割合は以下の式、

$$f_{c\perp H}a_T + (1 - f_{c\perp H})(a_T + c_T)/2 = a_{300\mathrm{K}}(1 + (\Delta l/l))$$
(4-2)

 $f_{a/[001]}a_T + (1 - f_{a/[001]})c_T = a_{300K}(1 + (\Delta l/l))$ (4-3)



Fig. 4-2 Strains due to thermal expansion of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured before the magnetic field-induced strain measurement under (a) the  $[001]_P$  field, (b) the  $[011]_P$  field and (c) the  $[111]_P$  field.



Fig. 4-3 Schematic illustration of the evaluation of the variant fraction under the strain measurement along  $[001]_P$  and  $[011]_P$ .

を用いて計算した。式(4-2)および(4-3)は以下のように導出した。 式(4-2)については Fig. 4-3の下図より、3種類のバリアントのうち歪測定方向である [011]<sub>P</sub>方向と *c* 軸が垂直なバリアントの割合を *f*、[011]<sub>P</sub>方向と *c* 軸が 45 度の角度をな すバリアントの割合を 1-*f* とすると、*l*<sub>0</sub>および *l*<sub>1</sub>は、

$$l_{0} = N \cdot \sqrt{2a_{300K}}$$

$$l_{T} = N \cdot \left\{ f \cdot \sqrt{2}a + (1 - f) \frac{a + c}{\sqrt{2}} \right\}$$
(4-4)
(4-5)

と表すことができる。ここで N は、試料の中で測定方向に並んでいる単位格子の数で ある。したがって式 (3-2)(4-4)(4-5)より式 (4-2)が得られる。また式 (4-3)に関 しては、第3章の式 (3-3)の導出と同じである。このようにして導出した式 (4-2)お よび (4-3)を用いてバリアント割合を計算した結果、無磁場下で 77K まで冷却した試 料におけるバリアントの割合  $f_{c1H}$  および  $f_{a/[001]}$ はそれぞれ 42%および 60%となった。



Fig. 4-4 Magnetic field-induced strain of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured at 77 K under the  $[001]_P$ , the  $[011]_P$  and the  $[111]_P$  fields.

3 種類のバリアントがそれぞれ理想的に等価に現れるとすれば、 $f_{c\perp H}$  および $f_{a/[001]}$ は

1/3 および 2/3 となるが、実験値が理想値から外れるのは試料中の欠陥のためであると思われる。

無磁場下冷却によりマルテンサイト状態を得たので、次に磁場を印加しバリアント再 配列に伴う磁場誘起歪を測定した。その結果を Fig. 4-4 に示す。比較のために[001]<sub>P</sub>の 結果も示す。磁場を[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合、約 0.3MA/m の磁場で歪が生じ始め、約 1MA/m の磁場で歪が飽和し、歪の飽和値は 1.4%である。磁場を除去しても[001]<sub>P</sub>方向 の場合と同様にほとんど歪は回復しない。わずかに回復したのは試料を抑えるために 0.3MPa 程度の応力を印加しているからであると考えられる。続いて磁場の極性を変え て印加しても、さらなる歪の増加は見られない。その後の磁場印加・除去に対して磁場 誘起歪は同様の挙動を示す。磁場を[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合は 0.03%程度の歪が見ら れる。

得られた歪の値を用いて、磁場誘起歪が飽和した状態のバリアントの割合を式(4-2) および(4-3)を用いて求めた。ここで $\Delta l/l$ は磁場誘起歪と熱膨張による歪の合計であ る。その結果、磁場を[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合、 $f_{c\perp H}$ は 42%から 86%へ変化した。 これは一部のバリアント再配列が起こったが磁場下で最も結晶磁気異方性エネルギー が低いバリアントの割合が 100%には達しないことを示している。磁場を[111]<sub>P</sub>方向に 印加した場合、 $f_{a/[001]}$ は 60%で変化しない。すなわち磁場を[111]<sub>P</sub>方向に印加したとき はバリアント再配列は起こらない。

#### 4.3.2. バリアント再配列に及ぼす温度の影響

Fig. 4-5 に 200K まで無磁場下冷却を行ったのち、磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加して測定した磁場誘起歪の結果を示す。比較のために第 3 章で述べた 77K で行った磁場誘起歪測定の結果も示した。200K において、0.15MA/m の印加磁場で歪が生じ始め、歪は 1.3%で飽和する。このときのバリアント割合を得られた磁場誘起歪、Fig. 4-2(a)の熱膨張曲線の 200K における歪および Fig. 3-4 の格子定数を用いて式(3-3)により  $f_{a//H}$  求めるとほぼ 100%となる。すなわち、200K において結晶磁気異方性エネルギーの最も低いバリアントへほぼ完全に再配列していることがわかった。完全に再配列しているにも拘らず 200K での歪が小さいのは、Fig. 2-4(b)に示すように軸比 c/a の値が 77K での c/a より大きいからである。

バリアント再配列に及ぼす温度の影響を調べるために、一定磁場下での磁場中冷却過 程における歪測定を行った。その結果を Fig. 4-6 に示す。比較のために無磁場下での熱 膨脹測定の結果も示す。磁場中冷却過程における印加磁場強度は 3.2MA/m であり、 Fig. 3-9 より磁化は十分飽和している。また第 2 章において式(2-8)により評価したとお り、磁場印加による変態点の移動は小さく磁場誘起マルテンサイト変態による歪の寄与 はほとんど無い。バリアントの割合を計算する際に着目するバリアントは前述の無磁場 下冷却後の磁場誘起歪測定と同様に最も結晶磁気異方性エネルギーが低いバリアント とした。歪の測定方法も同じ方法 (Fig. 3-1)を採った。Fig. 4-6(a)より、磁場を[001]<sub>P</sub> 方向ならびに[011]<sub>P</sub>方向に印加しながら冷却した場合、変態点近傍から伸びが生じ始め、 77 K においてはそれぞれ 2.0%ならびに 1.4%の歪が生じる。一方、磁場を[111]<sub>P</sub>方向に 印加しながら冷却した場合、変態点近傍から縮みが生じ始め、77 K においては-0.58%



Fig.4-5 MFIS of an Fe-31.2at.%Pd single crystal at 77 and 200 K.

の歪が生じる。磁場中冷却過程に得られた歪および格子定数を用いて式(3-3)、 (4-2)および (4-3)からバリアントの割合を求めた。その結果を Fig. 4-7 に示す。磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合、 $f_{a//H}$ は 210 K 以下においてほぼ 100%で一定である。すなわち変態点から約 20K の間にすでに容易軸が磁場方向に配向していることを示している。一方、[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合、 $f_{c\perp H}$ は 210 K から 77 K までに 55% から 86% まで徐々

に増加する。[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合、 f<sub>a//[001]</sub>は 210 K から 77 K までほぼ 60%で一

定の値を取っている。この結果は、210Kから77Kの温度範囲において、[001]<sub>P</sub>方向の 磁場下では完全なバリアント再配列が起こり、[011]<sub>P</sub>方向の磁場下では部分的なバリア ント再配列が起こり、[111]<sub>P</sub>方向の磁場下ではバリアント再配列が起こらないことを示 している。

磁場中冷却過程のバリアント再配列挙動を光学顕微鏡によっても観察した。その結果 を Fig. 4-8 から Fig. 4-10 に示す。印加磁場強度は 1.2MA/m とした。したがって、試料 の冷却中においては磁化は飽和している。試料はすべて母相で電解研磨したので、母相



Fig. 4-6 Strains of an Fe-31.2at.%Pd single crystal in the zero-field-cooling process and in the field-cooling process of 3.2 MA/m applied along (a)  $[001]_P$ , (b)  $[011]_P$  and (c)  $[111]_P$ .



Fig. 4-7 Temperature dependence of the fraction of the variant, which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[001]_P$  field ( $f_{a//H}$ ),

the  $[011]_P$  field ( $f_{c\perp H}$ ) and the  $[111]_P$  field ( $f_{a//[001]}$ ).

の試料表面には表面起伏は見られない[Fig. 4-8a, Fig. 4-9a, Fig. 4-10a]。磁場を[001]<sub>P</sub>方向 に印加しながら冷却した場合、温度が T<sub>M</sub>より低くなると一部表面起伏が見え始める [Fig. 4-8b]。さらに冷却していくと、一方の双晶のバンドの幅が広がっていき、他方の バンドの幅は狭くなっていく[Fig. 4-8c]。最終的にはほとんど表面起伏のコントラスト が見られなくなる[Fig. 4-8d]。これは T<sub>M</sub>直下においてすでに磁場方向に磁化容易軸がほ ぼ配向することを示している。一方、磁場を[011]p方向に印加しながら冷却した場合は、 温度が T<sub>M</sub>より低くなるとバンド状の表面起伏が現れる[Fig. 4-9b]。双晶界面が{101}<sub>M</sub> であることと[4,5]、この双晶界面のトレースは Fig. 4-9a に示した方位から、(101)<sub>M</sub>また は(110)に起因していることがわかる。さらに冷却していくと、一方のバンドの幅が徐々 に狭くなり、もう一方のバンドの幅が広くなっていく[Fig. 4-9c]。すなわち、173K にお いては領域(A)と領域(B)の幅の比は5:5であるが、81Kでは7:3に変化する。最終的 には表面起伏は消えずに残る[Fig. 4-9d]。これは、冷却に伴いバリアント再配列が起こ るが完全ではなく途中で再配列が進行しなくなることを意味している。磁場を[111]。方 向に印加しながら冷却した場合も、温度が T<sub>M</sub> 以下になると表面起伏が現れる [Fig. 4-10b]。この場合、現れうる双晶界面のトレースは3種類であり、ここでは全ての トレースが見られる。さらに冷却しても表面起伏のコントラストは強くなるが、バンド の幅に変化が見られない[Fig. 4-10c,d]。したがって、この場合は冷却に伴うバリアント 再配列はほとんど起こっていないことがわかる。これらの結果は、磁場中冷却過程にお ける磁場誘起歪測定の結果とよく一致している。

ただし、[011]<sub>P</sub>方向の磁場下において、冷却中のバリアントの割合増加には磁場下で



Fig. 4-8 A series of optical micrographs of an Fe-31.2at.%Pd single crystal taken in the field- cooling process under the magnetic field of 1.2 MA/m applied along [001]<sub>P</sub>.



Fig. 4-9 A series of optical micrographs of an Fe-31.2at.%Pd single crystal taken in the field- cooling process under the magnetic field of 1.2 MA/m applied along  $[011]_P$ .

(a)280K	[211]P	(b)226K	X
	[11]P		
•		Seller Providence	
H = 1.2 MA/m	200µm		
(c) 200K		(d)81K	
(c)200K		(d)81K	
(c) 200K		(d)81K	

Fig. 4-10 A series of optical micrographs of an Fe-31.2at.%Pd single crystal taken in the field- cooling process under the magnetic field of 1.2 MA/m applied along [111]<sub>P</sub>.

のバリアント再配列の時間依存性[6,7]の効果が影響している可能性がある。このことを 明らかにするためには一定磁場下でのバリアントの割合の時間依存性を調べる必要が あるが、今後の課題である。

### 4.4. 結論

Fe-31.2at.%Pd 単結晶のバリアント再配列に及ぼす磁場方向ならびに温度の影響を調べた結果、以下の結果を得た。

- (1) 77K において磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合、最も結晶磁気異方性エネルギーを 下げるバリアントへの再配列が完全に起こる。一方、[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合は 最も結晶磁気異方性エネルギーを下げるバリアントへの再配列が部分的に起こる。 [111]<sub>P</sub>方向に印加した場合はバリアント再配列が起こらない。
- (2) 磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合、77K だけでなく変態点直下の 200K においても 最も結晶磁気異方性エネルギーを下げるバリアントへの再配列が完全に起こる。
- (3) 210K から 77K まで磁場中冷却過程において歪測定を行った結果、[001]<sub>P</sub>方向の磁場下では変態点から約 20K の間にすでに容易軸が磁場方向に配向し、完全にバリアント再配列が完了する。[011]<sub>P</sub>方向の磁場下では、バリアント再配列が徐々に進行していくが途中で停止する。[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では、再配列は起こらない。これらの結果は光学顕微鏡観察の結果とよく一致する。

## 参考文献

- K. Ullakko, J. K. Huang, V. V. Kokorin and R. C. O'Handley, Scr. Mater., 36 (1997) 1133-1138.
- [2] K. Ullakko, P. G. Yakovenko and V. G. Gavriljuk: Proc. SPIE Smart Structures and Materials 1996 San Diego, 2715 (1996) 42-50.
- [3] K. Ullakko: J. Mater. Eng. Performance, **5**(**3**) (1996) 405-409.
- [4] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita, Trans. JIM, 25 (1984) 585-592.
- [5] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: Trans. JIM, 27 (1986) 719-730.
- [6] N. I. Glavatska and K. Ullakko: J. Magn. Magn. Mater., 218 (2000) 256-260.
- [7] N. I. Glavatska, A. A. Rudenko and V. A. L'vov: J. Magn. Magn. Mater., 241 (2002) 287-291.

# 第5章 Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の巨大磁場誘起歪

### 5.1. 緒言

前章まで Fe-31.2at.%Pd の単結晶ならびに多結晶の磁場下でのバリアント再配列を詳細に調べてきた。Pd を約 30at.%含む Fe-Pd 合金と同じく Fe<sub>3</sub>Pt 規則合金も強磁性[1]かつ 形状記憶効果[2]を示すことが知られている。しかしながら Fe<sub>3</sub>Pt の磁場誘起歪の報告は これまで全くなされていない。そこで本章では Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶における磁場誘起歪を詳細 に調べることを目的とする。

### 5.2. 実験方法

単結晶試料は第2章で用いた Specimen F および I を使用した。多結晶試料はアーク溶 解で作製したインゴットから切り出した。本章で用いた試料を Table5-1 に示す。Fe<sub>3</sub>Pt 多結晶は柱状晶であり、Cu-Kα線を用いた X 線回折測定の結果、(100)面が多く配向し ていることがわかった (Fig. 5-1)。コラムの垂直断面の平均粒径は約 90μm である。

磁化測定は超伝導量子干渉磁束計(SQUID: Quantum Design 社製 MPMS XL)を用い て行った。 歪測定は三端子容量法ならびに歪ゲージ法を用いて行った。磁場中での X 線回折測定は慶応大学の2軸型回折装置を用いて行い、そのとき線源として CuKαを用 いた。X線回折法にて回折反射強度の磁場依存性を測定したが、そのときの測定条件を Table 5-2 に示す。

Specimen	Size	Measurement
Specimen F(S)	2.0mm ([001] <sub>P</sub> ) × 2.4mm ([110] <sub>P</sub> ) × 1.8mm ([1 $\overline{1}$ 0] <sub>P</sub> ) (PP)	Magnetization, TE, MFIS
Specimen I(S)	$0.5 \times 3.0 \times 3.0$ mm <sup>3</sup> , All plane {100} <sub>P</sub> (PP)	X-ray diffraction,
Specimen M(P)	$3.3 \times 3.3 \times 3.4 \text{mm}^3$ (PP)	X-ray diffraction, MFIS, MT

Table 5-1 Single-crystalline specimens of Fe<sub>3</sub>Pt

S: single-crystalline, P: polycrystalline, PP: parallelepiped, TE: thermal expansion, MFIS: magnetic field-induced strain, MT: Magnetization

Field [T]		Slit [mm]	200 reflection		002 reflection	
			Incident X-ray	Measuring time	Incident X-ray	Measuring time
UP DOWN	0.0 4.0 3.0 0.0	transverse (0.5/0.5/0.3/0.5)	40kV, 10mA	1sec	40kV, 300mA	1 sec

Table 5-2Measurement condition of the X-ray diffraction, which is done to obtain the magneticfield dependence of the intensity.



Fig. 5-1 X-ray diffraction profile of the polycrystalline  $Fe_3Pt$ : (a) cross-section and (b) side view of the columnar structure.

## 5.3. 実験結果および考察

マルテンサイト相の磁場誘起歪を以下のように測定した。まず無磁場下で試料を4.2K まで冷却しマルテンサイト相を生成させた。その際に測定した熱膨張の結果を Fig. 5-2(a)に示す。この図からわかるように試料は温度の低下とともに単調に伸び、こ のときの体積膨張係数は約- $3x10^{-5}$ /K である。この値は Fig. 2-5 において X 線回折法によ って求めた値とよい一致を示す。マルテンサイト変態に伴って、試料は  $T_{\rm M}$  において若 干縮み、それから温度が低下するにつれて伸びる。得られた歪を用いて、[001]<sub>P</sub>方向の 磁場下において最も結晶磁気異方性エネルギーが低いバリアント、すなわち容易軸であ る c 軸 (詳細は第7章で述べる)が[001]<sub>P</sub>方向を向いているバリアントの割合  $f_c$  を次の 式、

$$(1 - f_c)a_T + f_cc_T = a_{300K}(1 + (\Delta l/l))$$
(5-1)

から計算した。ここで $a_T \ge c_T$ は温度 *T*におけるマルテンサイト相の格子定数、 $a_{300K}$ は 300K における母相の格子定数、 $(\Delta l/l)$ は冷却開始時の温度 *T*<sub>0</sub>から温度 *T* までの熱膨張



Fig. 5-2 Thermal expansion of an ordered  $Fe_3Pt$  (a) in the cooling process and (b) in the heating process without a magnetic field after a magnetic field-induced strain measurement.
による歪である。Fig. 5-2(a)の熱膨張と Fig. 2-5 の格子定数を用いて計算した  $f_c$ を Fig. 5-3 に点線で示す。 $f_c$  は温度の低下とともに減少し、4.2K では約 0.3 となる。この 値は 3 つのバリアントが熱的に等価に誘起された場合に期待される値である 1/3 に近い。

4.2K においてマルチバリアントのマルテンサイト状態を得たので、[001]<sub>P</sub>方向に磁場 を印加して磁場誘起歪測定を行った。その結果を Fig. 5-4 に示す。"A"で示した磁場印 加過程において、試料は約 0.3MA/m の磁場で収縮し始め、約 3.2MA/m の磁場で飽和す る。その飽和値は-2.3%となる。この歪の値と格子定数を用いて、式(5-1)よりバリア ント再配列後の  $f_c$ を計算した。その際、( $\Delta I/I$ )には温度 T における熱膨張による歪と磁 場誘起歪の和を用いた。その結果、 $f_c$ の値は約 0.7 となる。この結果は Ni-Mn-Ga[3-6] や Fe-31.2at.%Pd において最も結晶磁気異方性エネルギーを下げるバリアントの割合が 1 になるのと異なる結果である。また特徴的なことは、磁場除去過程("B")において、試 料が 0.8MA/m の磁場で伸び始め、完全に磁場を除去すると 0.6%の歪が回復することで ある。この回復歪は続く磁場印加過程ならびに除去過程("C"、"D"、"E"、"F")におい ても繰り返し見られる。このように大きな回復歪は Ni-Mn-Ga ならびに Fe-Pd において は観察されない。この可逆的な約 0.6%の磁場誘起歪はバリアント再配列によるものと 考えられ、その歪の大きさはこれまで超磁歪材料として知られている Terfenol-D (Tb<sub>1-x</sub>Dy<sub>x</sub>Fe<sub>2</sub>)の磁歪[7-10]の約 3 倍である。

Fe<sub>3</sub>Pt の磁場によるバリアント再配列を X 線回折法によっても確認した。その結果を Fig. 5-5 に示す。磁場は[001]<sub>P</sub>方向に印加し、試料は 002<sub>M</sub>反射ベクトル(M はマルテン イト相を意味する)と磁場方向が直交するように設置した。まず 14K まで無磁場下で 冷却し、その後磁場を印加し 002<sub>M</sub>反射および 200<sub>M</sub>反射の強度を記録した。その結果、 0.4MA/m の磁場下で 002<sub>M</sub>反射強度は大きく減少し、磁場を除去すると強度が若干回復 する。このとき、磁場誘起マルテンサイト変態のためのピークシフトやピーク分離は見 られない。これらの結果より、磁場によりバリアントが再配列していることは明らかで ある。すなわち、磁場下での 002<sub>M</sub>反射強度の減少は、 $f_{c//\Delta k}$  (*c* 軸が散乱ベクトルと平 行なバリアントの割合)が減少していることを意味し、002<sub>M</sub>反射強度の回復は $f_{c//\Delta k}$ が 回復していることを意味する。以上の結果は磁場誘起歪測定の結果とよく一致すること がわかる。

磁場誘起歪測定後、試料を無磁場下で室温まで加熱した。そのときの熱膨張測定の結 果を Fig. 5-2(b)に示す。試料は加熱とともに徐々に伸びる。この過程において、 f<sub>c</sub> はほ ぼ一定値を取る(Fig. 5-3 の実線)。この結果は、Fig. 5-2(b)に示す熱膨張がバリアント の再配列によるものではなく、主に格子定数の温度依存性によるものであること示して いる。

磁場誘起歪と磁化過程の関係を調べるために磁化曲線を測定した。その結果を Fig. 5-6 に示す。磁化曲線は 4.2K で測定した。Fig. 5-6"A"に見られるように、0.5MA/m の磁場で磁化の跳びが見られる。この跳びは、磁化過程においてバリアント再配列が起



Fig. 5-3 Temperature dependence of the fraction of the variants whose c axis lies along  $[001]_P$  in the zero-field-cooling process (broken line) and the zero-field-heating process (solid line). Lines are guides for eyes.



Fig. 5-4 Magnetic field-induced strain of the martensite at 4.2 K. The field was applied and removed in the sequence of A-B-C-D-E-F. The starting point of curve "A" corresponds to the final point of Fig. 5-2 (a), and the final point of curve "F" corresponds to the starting point of Fig. 5-2(b).



Fig. 5-5 The change of the intensity of the  $002_{M}$  reflection by the magnetic field. This change in intensity is due to the rearrangement of martensite variants.



Fig. 5-6 Magnetization curve under the magnetic field applied along  $[001]_P$  at 4.2 K. The field was applied and removed in the sequence of A-B-C-D. The sequence of C-D corresponds to the magnetization process where the recoverable rearrangement of variants occurs.

こり磁化容易軸の方向が急激に変化したために生じたものであり、Fe-31.2at.%Pd なら びに Ni-Mn-Ga においても観察される[5,6,11-14]。このような跳びは磁場除去過程"B"で は見られない。また曲線"A"と"B"との間にヒステリシスが見られる。この面積はバリア ント再配列のために散逸するエネルギーに対応し、その値は約 100kJ/m<sup>3</sup> である。この 値は、第1象限の磁化曲線と第7章で後述する容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲 線とを比較すると、ほぼ44%のバリアント再配列に伴う散逸エネルギーであると考えら れる。したがって 100%のバリアント再配列が生じたならば約 230kJ/m<sup>3</sup>となると考えら れる。また、曲線"C"と"D"との間にもわずかにヒステリシスが見られる。このヒステリ シスは磁場誘起歪の回復過程 (Fig. 5-6 "C"、"D") と対応している。ヒステリシスの面 積を求めると約10kJ/m<sup>3</sup>であることがわかった。曲線"A"と"B"と同様に曲線"C"と"D"と 容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線とを比較すると約 10%のバリアントが磁場 印加ならびに除去過程においてそれぞれ再配列することがわかる。したがって100%の 可逆的な再配列が起きれば1サイクルの間の散逸エネルギーは約100kJ/m<sup>3</sup>となると考 えられ、可逆的でない曲線"A"と"B"の場合と比較して小さな値となる。Fig.5-6 "E"、"F" に対応する磁化曲線は Fig. 5-6 "C"、"D"に対応する磁化曲線と同様であるが、図の煩雑 さを避けるために省略した。

単結晶との比較のために Fe<sub>3</sub>Pt 多結晶において磁場誘起歪測定を行った。Fig. 5-7 に Fe<sub>3</sub>Pt 多結晶の無磁場下冷却後の磁場誘起歪を示す。測定においては、まず 6K まで無磁 場下で冷却しマルテンサイト変態を起こさせた後、コラムに平行に磁場を印加した。そ の結果、1回目の磁場印加過程で、磁場印加とともに急激に縮み、約1.6 MA/m で飽和 する。その飽和値は-1.2×10<sup>4</sup> である。この縮みには、通常の磁歪も含まれており、そ の値は単結晶の場合と比較して非常に小さい。すなわちバリアント再配列はほとんど起 こっていないと考えられる。特定の方位に配向させた Ni-Mn-Ga 多結晶[15]ならびに Fe-Pd 多結晶[16]においても磁場誘起歪が測定されているが、歪の値は単結晶と比較し て非常に小さな値である。また、Fig. 5-7 (1.)の磁場除去過程では 1.4 MA/m から 0 MA/m までで 0.65×10<sup>4</sup> の歪が回復する。この回復歪はその後の磁場印加除去過程においても 見られるが、単結晶よりかなり小さな値となっており、バリアント再配列はほとんど起 こっていないと考えられる。Fig. 5-8 にコラム方向の 5K における磁化曲線を示す。磁化 曲線にはヒステリシスはほとんど見られない。これはバリアント再配列がほとんど起こ っていないことを示しており、磁場誘起歪測定の結果とよく一致する。磁場下でバリア ント再配列が起こらないのは、粒界による拘束のためであると考えられる。



Fig. 5-7 Magnetic field-induced strain of an Fe<sub>3</sub>Pt polycrystalline specimen under the magnetic field applied parallel to the columnar direction after zero-field-cooling process.



Fig. 5-8 Magnetization curve of an  $Fe_3Pt$  polycrystalline specimen at 5 K under the magnetic field parallel to the magnetic field.

## 5.4. 結論

長範囲規則度が約0.8 になるように熱処理を施した Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の4.2K における磁場 誘起歪を詳細に調べ、次のような結果を得た。

- (1) 無磁場下で 4.2K まで冷却した後、磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加すると収縮を示す。歪が 飽和したときの磁場下で最も結晶磁気異方性エネルギーが低いバリアントの割合は 約 70%である。
- (2) 磁場の印加・除去の繰り返すと、約0.6%の可逆的な磁場誘起歪が得られる。
- (3) 4.2K において[001]<sub>P</sub>方向に磁場を印加して得られる磁化曲線において、バリアント 再配列に伴うヒステリシスが見られる。これはバリアント再配列により散逸したエ ネルギーであり、その値は約 100kJ/m<sup>3</sup>であった。可逆的なバリアント再配列による 散逸エネルギーは 10kJ/m<sup>3</sup>である。

## 参考文献

- [1] T. Sasaki and S. Chikazumi: J. Phys. Soc. Jpn., 46 (1979) 1732-1739.
- [2] R. Oshima, S. Sugimoto, M. Sugiyama, T. Hamada and F. E. Fujita: Trans. JIM, 26 (1985) 523-524.
- [3] S. J. Murray, M. Marioni, S. M. Allen, R. C. O'Handley and T. A. Lograsso, Appl. Phys. Lett., 77 (2000) 886-888.
- [4] A. Sozinov, A. A. Likhachev, N. Lanska and K. Ullakko: Appl. Phys. Lett., 80 (2002) 1746-1748.
- [5] O. Heczko, N. Lanska, O. Soderberg and K. Ullakko: J. Magn. Magn. Mater., 242-245 (2002) 1446-1449.
- [6] O. Heczko, L. Straka: J. Appl. Phys., 94 (2003) 7139-7143.
- [7] A. E. Clark, H. S. Belson: Phys. Rev. B, 5 (1972) 3642-3644.
- [8] A. E. Clark, J. E. Cullen, O. D. McMasters and E. B. Callen: Am. Inst. Phys. Conf. Proc., 29 (1976) 192-193.
- [9] A. E. Clark, J. P. Teter and O. D. McMasters: J. Appl. Phys., 63 (1988) 3910-3912.
- [10] X. Zhao, G. Wu, J. Wang, K. Jia and W. Zhan: J. Appl. Phys., 79 (1996) 6225-6227.
- [11] A. A. Likhachev and K. Ullakko: Phys. Lett. A, 275 (2000) 142-151.
- [12] O. Heczko, K. Jurek and K. Ullakko: J. Magn. Magn. Mater., 226-230 (2001) 996-998.
- [13] O. Heczko, L. Straka, N. Lanska, K. Ullakka and J. Enkovaara: J. Appl. Phys., 91 (2002) 8228-8230.

- [14] V. D. Bichelnikov and S. I. Bosko: J. Magn. Magn. Mater., **258-259** (2003) 497-499.
- [15] K. Ullakko, Y. Ezer, A. Sozinov, G. Kimmel, P. Yakovenko and V. K. Lindroos: Scr. Mater., 44 (2001) 475-480.
- [16] H. Y. Yasuda, N. Komoto, M. Ueda and Y. Umakoshi: Sci. Tech. Adv. Mater., 3 (2002) 165-169.

## 第6章 Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶のバリアント再配列に及ぼす磁場方向

## ならびに温度の影響

## 6.1. 緒言

本章においては、Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶のバリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響ならびに 温度の影響を調べる。また、前章において、Fe<sub>3</sub>Pt は約 0.6%もの特徴的な可逆磁場誘起 歪を示すことがわかった。この可逆歪は超磁歪材料 Terfenol-D の磁歪[1-4]の約 3 倍であ る。そこで、この可逆的なバリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響ならびに温度の影響についても調べる。

## 6.2. 実験方法

試料には第5章において用いた試料(Specimen F およびG)を用いた。本章において 使用した試料を Table 6-1 に示す。

歪測定は共和電業製金ゲージ(KFL-02)を用いて金ゲージ法により行った。その際の磁場方向と歪測定方向を Fig. 6-1 に示す。磁場は[001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub>、[111]<sub>P</sub>方向に印加したが歪は全て<001><sub>P</sub>方向に測定した。

## 6.3. 実験結果および考察

#### 6.3.1. バリアント再配列に及ぼす磁場方向の影響

まず、マルテンサイト状態を得るために無磁場下で冷却した。そのとき冷却により導入されるマルテンサイトバリアントの割合を評価した結果を Fig. 6-2 に示す。比較のために第5章で得られた[001]<sub>P</sub>方向の結果も示した。いずれの場合においても、冷却過程において、*T*<sub>M</sub>近傍から膨張あるいは収縮し始める。歪量は、第3章と同様に

の式によって計算した。その結果、4.2Kにおいて、Specimen F および Specimen G は、 それぞれ 0.49%、0.29%の収縮を示すことがわかった。得られた歪と格子定数を用いる ことによりバリアントの割合を計算することができる。本章においてはいずれの磁場印 加方向に対しても歪を $<001>_P$ 方向に測定したので、 $<001>_P$ 方向に c 軸を有するバリア ントの割合  $f_c$  を評価した。したがって磁場を[011]方向に印加する場合は、結晶磁気異方 性エネルギーが最も低いバリアントの割合は  $1-f_c$ となる。各バリアントの割合は式 5-1) から計算した。その結果、Fig. 6-2(b)、(c)において無磁場下で 4.2K まで冷却した試料に おける結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントの割合はそれぞれ 51%および 47%となった。3 種類のバリアントがそれぞれ理想的に等価に現れるとすれば、結晶磁

Specimen	Size	Measurement
Specimen F	2.0mm ([001] <sub>P</sub> )×2.4mm ([110] <sub>P</sub> )×1.8mm ([1 $\overline{1}$ 0] <sub>P</sub> ) (PP)	TE, MFIS
Specimen G	2.0mm ([111] <sub>P</sub> )×2.2mm ([110] <sub>P</sub> )×2.2mm ([112] <sub>P</sub> ) (PP)	TE, MFIS

Table 6-1 Single-crystalline specimens of Fe<sub>3</sub>Pt

PP: parallelepiped, TE: thermal expansion, MFIS: magnetic field-induced strain,



Fig. 6-1 Illustration of specimens for magnetic field-induced strain measurement. The directions of the applied magnetic field and the strain measurement are shown.



Fig. 6-2 Strains due to thermal expansion of an Fe<sub>3</sub>Pt single crystal measured before the magnetic field-induced strain measurement under (a) the  $[001]_P$  field, (b) the  $[011]_P$  field and (c) the  $[111]_P$  field.

気異方性エネルギーが最も低いバリアントの割合は 1/3 となるが、実験値が理想値から 外れるのは試料中の欠陥のためであると思われる。

無磁場下冷却によりマルテンサイト状態を得たので、次に磁場を印加しバリアント再 配列に伴う磁場誘起歪を測定した。その結果を Fig. 6-3 に示す。比較のために[001]<sub>P</sub>の 結果も示す。磁場を[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合、約 0.3MA/m の磁場で伸びが生じ始め、 約 3.2MA/m の磁場で歪が飽和し、歪の飽和値は 0.96% である。磁場を除去すると約 0.2% の歪が回復する。この回復歪は、その後の磁場印加ならびに除去過程においても見られ る。磁場を[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合は-0.005% 程度の歪が見られる。

得られた歪の値を用いて、磁場誘起歪が飽和した状態の結晶磁気異方性エネルギーが 最も低いバリアントの割合を式(5-1)を用いて求めた。ここで $\Delta l/l$ は磁場誘起歪と熱 膨張による歪の合計である。その結果、磁場を $[011]_P$ 方向に印加した場合、 $f_c$ は 51% から 66%へ変化した。これは一部のバリアント再配列が起こったが磁場下で最も結晶 磁気異方性エネルギーが低いバリアントの割合が 100%には達しないことを示している。 磁場を $[111]_P$ 方向に印加した場合、その割合は 47%のまま変化していない。すなわち磁 場を $[111]_P$ 方向に印加したときはバリアント再配列は起こらない。



Fig. 6-3 Magnetic field-induced strain of an  $Fe_3Pt$  single crystal measured at 77 K under the  $[001]_P$ , the  $[011]_P$  and the  $[111]_P$  fields.

## 6.3.2. バリアント再配列に及ぼす温度の影響

バリアント再配列に及ぼす温度の影響を調べるために、一定磁場下での磁場中冷却過 程(FC)における歪測定を行った。その結果を Fig. 6-4 に示す。比較のために無磁場下 冷却過程(ZFC)における熱膨脹測定の結果も示す。FC における印加磁場強度は 3.2MA/m であり、Fig. 5-6 より磁化は十分飽和している。また第2章において式(2-8)に より評価したとおり、磁場印加による変態点の移動は小さく磁場誘起マルテンサイト変 態による歪の寄与はほとんど無い。また ZFC と FC の曲線を比較すると、変態点より高 温において両者の歪に差が見られる。これは母相の磁歪のためである。Fig. 6-4 から得 られる歪からバリアントの割合を計算する際に着目するバリアントは前述の ZFC 後の 磁場誘起歪測定と同様に *c* 軸が<001>p方向を向いているバリアントとした。歪の測定方 法も同じ方法(Fig. 6-1)を採った。Fig. 6-4(a)ならびに(c)より、磁場を[001]p方向なら びに[111]p方向に印加しながら冷却した場合、変態点近傍から縮みが生じ始め、4.2 K に おいてはそれぞれ-1.9%ならびに-0.31%の歪が生じる。一方、Fig. 6-4(b)の磁場を[011]p 方向に印加しながら冷却した場合は、変態点近傍から伸びが生じ始め、4.2 K において 0.71%の歪が生じる。

FC において得られた歪および格子定数を用いて式(5-1)からバリアントの割合を求めた。その結果を Fig. 6-5 から 6-7 に示す。磁場を $[001]_P$ 方向に印加した場合、 $f_c$ は 77 K から冷却するにつれて徐々に増加し 4.2K で 75%となる。FC における  $f_c$ と ZFC における  $f_c$ と ZFC におけて  $f_c$ と CFC におけて る  $f_c$  との間には有意な差が認められ、FC において磁場によりバリアントが再配列していることがわかる。 $[011]_P$ 方向に印加した場合は、 $1 - f_c$ は 77 K から冷却するにつれ



Fig. 6-4 Strains of an Fe<sub>3</sub>Pt single crystal in the zero-field-cooling process and in the field-cooling process of 3.2 MA/m applied along (a)  $[001]_P$ , (b)  $[011]_P$  and (c)  $[111]_P$ .



Fig. 6-5 Temperature dependence of the fraction of variant which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[001]_P$  field,  $f_c$ , in the field-cooling process and in the zero-field-cooling process.



Fig. 6-6 Temperature dependence of the fraction of variant which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[011]_P$  field,  $1-f_c$ , in the field-cooling process and in the zero-field-cooling process.



Fig. 6-7 Temperature dependence of the fraction of variant which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[111]_P$  field,  $f_c$ , in the field-cooling process and in the zero-field-cooling process.

て徐々に増加し4.2Kで70%となる。この場合もFCにおける1- $f_c$ とZFCにおける1- $f_c$ との間には有意な差が認められ、FCにおいて磁場によりバリアントが再配列していることがわかる。一方、[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合、 $f_c$ は77Kから冷却するにつれて変化するがFCにおける $f_c$ とZFCにおける $f_c$ とがほぼ等しい値を取っている。この結果は、[111]<sub>P</sub>方向の磁場下によるバリアント再配列が起こらないことを示している。

#### 6.3.3. 可逆的なバリアント再配列に及ぼす磁場印加方向ならびに温度の影響

第5章において 4.2K における可逆的な磁場誘起歪の発現を示した。この可逆歪に及 ぼす磁場印加方向ならびに温度の影響を調査した。すなわち磁場を[001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub> なら びに[111]<sub>P</sub>方向に印加したときの可逆磁場誘起歪の温度依存性を測定した。その結果を Fig. 6-8 から 6-10 に示す。測定はそれぞれ 4.2K から 77K までの各温度にて行った。こ れらの測定から、可逆歪には明確な温度依存性が存在することがわかる。そこで、磁場 が 3.2MA/m のときの可逆歪の絶対値を温度に対してプロットした。その結果を Fig.6-11(a)(b)(c)にそれぞれ示す。磁場を[001]<sub>P</sub>ならびに[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合は 20K ならびに 50K で最大可逆歪が得られ、その値は 1%ならびに 0.6%に達する。一方、磁



Fig. 6-8 Temperature dependence of the recoverable strain of an  $Fe_3Pt$  single crystal under the  $[001]_P$  field.



Fig. 6-9 Temperature dependence of the recoverable strain of an Fe<sub>3</sub>Pt single crystal under the  $[011]_P$  field. The strain was measured along  $[001]_P$ .



Fig. 6-10 Temperature dependence of the recoverable strain of an Fe<sub>3</sub>Pt single crystal under the  $[111]_P$  field. The strain was measured along  $[001]_P$ .



Fig. 6-11 Temperature dependence of the saturation value of the recoverable strain of an Fe<sub>3</sub>Pt single crystal under the magnetic field at 3.2MA/m applied along (a)  $[001]_P$ , (b)  $[011]_P$  and (c)  $[111]_P$ .

場を[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合は[001]<sub>P</sub>方向ならびに[011]<sub>P</sub>方向と比較して歪が非常に 小さい。可逆歪の絶対値は温度が低下するにつれてわずかに増加する。これは通常の磁 歪のために双晶界面に応力が働いたためである可能性が考えられ、本質的に歪は生じな いと考えられる。これらの歪の値と格子定数を用いて、[001]<sub>P</sub>、 [011]<sub>P</sub>ならびに[111]<sub>P</sub> 方向に 3.2MA/m の磁場を印加したときのバリアントの存在割合を調べた。ここで、*c* 軸が歪測定方向である[001]<sub>P</sub>方向に向いているバリアント*f*<sub>c</sub>に着目し、その値を式(5-1) を用いて計算した。その結果得られた磁場下で結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバ リアントの割合 *f*<sub>P</sub>を Fig. 6-12、6-13 ならびに 6-14 にそれぞれ示す。Fig. 6-12、6-13、6-14 において *f*<sub>P</sub>は、それぞれ *f*<sub>c</sub>、 1*-f*<sub>c</sub>、 *f*<sub>c</sub>である。この図から配向量の最大値は [001]<sub>P</sub>方向 の磁場では 30K の 71%、[011]<sub>P</sub>方向の磁場では 50K の 68%であることがわかる。また バリアント回復量の最大値はそれぞれ 30K の 18%ならびに 60K の 15%である。一方、 [111]<sub>P</sub>方向の磁場では 50%から 60%程度配向しているが、この配向量は無磁場下での熱 膨脹から得られる配向量とほぼ等しい。またバリアント回復量は非常に少ない。これら のことから[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では本質的に磁場下でバリアント再配列が起こらないと 考えられる。

ZFC 後に[001]<sub>P</sub>方向に磁場印加して得られた f<sub>P</sub>と FC により得られた f<sub>P</sub>とを Fig. 6-15



Fig. 6-12 Temperature dependence of the fraction of variant which has the lowest magnetocrystalline anisotropy energy under the  $[001]_P$  field ( 3.2MA/m ) after zero-field-cooling,  $f_P$ , and the fraction of variant which contributes the recoverable magnetic field-induced strain.



Fig. 6-13 Temperature dependence of the fraction of variant which has the lowest magnetocrystalline anisotropy energy under the  $[011]_P$  field ( 3.2MA/m ) after zero-field-cooling,  $f_P$ , and the fraction of variant which contributes the recoverable magnetic field-induced strain.



Fig. 6-14 Temperature dependence of the fraction of variant which has the lowest magnetocrystalline anisotropy energy under the  $[111]_P$  field ( 3.2MA/m ) after zero-field-cooling,  $f_P$ , and the fraction of variant which contributes the recoverable magnetic field-induced strain.



Fig. 6-15 Temperature dependence of the fraction of variant which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[001]_P$  field,  $f_P$ , in the field-cooling process (open circle) and after zero-field-cooling process (solid circle).



Fig. 6-16 Temperature dependence of the fraction of variant which lowers the magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[011]_P$  field,  $f_P$ , in the field-cooling process (open circle) and after zero-field-cooling process (solid circle).



Fig. 6-17 Temperature dependence of the fraction of variant which has the largest magnetocrystalline anisotropy energy most under the  $[111]_P$  field,  $f_P$ , in the field-cooling process (open circle) and after zero-field-cooling process (solid circle).

に示す。ZFC 後に磁場を印加した場合は温度が下がるにつれて、30K までは割合が増加 し、それから割合は減少している。一方、FC の場合は、50K までは ZFC の場合と割合 は等しいが、ZFC の場合とは異なり、その後の冷却に伴い割合は増加し、20K で飽和す る。そのため ZFC と FC から得られるバリアントの割合は約 40K から低温では ZFC よ りも FC のほうが割合が多くなっている。これは FC においては、最もバリアントが再 配列しやすい温度を通過した後は、その後の冷却においてもバリアント配向量が保たれ るからであると考えられる。

ZFC 後に[011]<sub>P</sub>方向に磁場印加して得られた  $f_P$ と FC により得られた  $f_P$ とを Fig. 6-16 に示す。ZFC後に磁場を印加した場合は温度が下がるにつれて、50Kまでは  $f_P$ が増加し、 それより低温ではわずかに  $f_P$ は減少している。一方、FC の場合は、50Kまでは ZFC の 場合と割合は等しいが、その後冷却しても割合はほぼ一定となる。そのため ZFC と FC から得られるバリアントの割合は 50K から低温において ZFC よりも FC のほうが  $f_P$ が 多い。すなわち、50K 以下において FC は ZFC より、磁場下で結晶磁気異方性エネルギ ーが最も低いバリアントが多くなっている。これは[001]<sub>P</sub>の場合と同様、FC においては、 最もバリアントが再配列しやすい温度を通過した後は、その後の冷却においてもバリア ント配向量が保たれるからであると考えられる。

また、Fig. 6-17 に示すように、ZFC 後に[111]<sub>P</sub> 方向に磁場印加した場合は、f<sub>P</sub> が FC により得られた f<sub>P</sub> とほぼ等しく、ほとんど磁場によりバリアント再配列が起きていない ことがわかる。

#### 6.4. 結論

Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶を用いてバリアント再配列の磁場方位依存性ならびに温度依存性を調べ、 次の結果を得た。

- (1) 磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合、20K で最大可逆歪が得られ、その値は1%である。
   30K でバリアント配向量が最も多く71%であり100%にはならない。可逆歪に伴う
   バリアント再配列量は30K で最大18%である。
- (2) 磁場を[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合、50K で最大可逆歪が得られ、その値は 0.6%である。60K でバリアント配向量が最も多く 36%であり 100%にはならない。可逆歪に伴うバリアント再配列量は 60K で最大 15%である。
- (3) 磁場を[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合、磁場誘起歪は非常に小さく本質的に歪は生じな いと考えられる。バリアント再配列量もほとんど無い。
- (4) 無磁場下冷却後の磁場誘起歪からバリアント配向量を求めたところ、[001]<sub>P</sub>方向に 磁場を印加した場合 30K 近傍で、[011]<sub>P</sub>方向に磁場を印加した場合 60K 近傍でバリ

アント再配列が起こりやすく、FC においてこれらの温度を通過した後はバリアント 配向量が減少せず一定に保たれる。

## 参考文献

- [1] A. E. Clark, H. S. Belson: Phys. Rev. B, 5 (1972) 3642-3644.
- [2] A. E. Clark, J. E. Cullen, O. D. McMasters and E. B. Callen: Am. Inst. Phys. Conf. Proc., 29 (1976) 192-193.
- [3] A. E. Clark, J. P. Teter and O. D. McMasters: J. Appl. Phys., 63 (1988) 3910-3912.
- [4] X. Zhao, G. Wu, J. Wang, K. Jia and W. Zhan: J. Appl. Phys., 79 (1996) 6225-6227.

## 第7章 磁化曲線ならびに応力 歪曲線の温度依存性

## 7.1. 緒言

第3章から第6章において、Fe-31.2at%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の磁場によるバリア ンと再配列について調べた。その結果、磁場下でのバリアント再配列には結晶磁気異方 性エネルギーが支配的な因子であることがわかった。しかしながら、その値はいまだ求 められていない。そこで本章において Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の磁化曲線を測 定し、その磁化曲線から結晶磁気異方性定数を求める。また、バリアント再配列に必要 な応力を調べるために応力 歪曲線を測定する。

## 7.2. 実験方法

用いた試料を Table 7-1 および 7-2 に示す。Specimen N および P は第 2 章の実験と同様に浮遊帯域溶融法により育成した単結晶棒から背面反射ラウエ法にて方位を測定した後、放電加工により切り出した。熱処理条件は第 2 章の実験と同じ条件で行った。 Fe-31.2at.%Pd の多結晶試料はアーク溶解で作製したインゴットから切り出した。 Fe-31.2at.%Pd 多結晶試料の平均粒径は、200µm から 500µm 程度である。

結晶磁気異方性定数 K<sub>u</sub>は容易軸方向の磁化曲線と困難軸方向の磁化曲線で囲ま

Specimen	Size	Measurement
Specimen D (S)	3.7mm ([001] <sub>P</sub> ) × $3.1$ mm ([110] <sub>P</sub> ) × $3.1$ mm ([110] <sub>P</sub> ) (PP)	MT
Specimen N (S)	1.6mm (thick), 1.9mm (width), 2.1mm (gauge length)	Stress-strain curve
Specimen O (P)	1.3mm (thick), 3.3mm (width), 9.5mm (gauge length)	Stress-strain curve

 Table 7-1
 Single-crystalline and polycrystalline specimens of an Fe-31.2at.%Pd alloy

S: single-crystalline, P: polycrystalline, PP: parallelepiped, MT: Magnetization

Specimen	Size	Measurement
Specimen P (S)	$2.5 \times 2.8 \times 2.9 \text{mm}^3$ , All plane {100} <sub>P</sub> (PP)	MT

Table 7-2 A single-crystalline specimen of an Fe<sub>3</sub>Pt alloy

S: single-crystalline, PP: parallelepiped, MT: Magnetization

れる面積に等しい。そこで、容易軸方向の磁化曲線と困難軸方向の磁化曲線を超伝導量 子干渉磁束計(SQUID:Quantum Design 社製 MPMS XL)を用いて測定した。この測定 において重要な点が2点ある。1つは容易軸あるいは困難軸を磁場印加方向に完全に揃 えることであり、もう1つは Fig. 3-9 ならびに Fig. 5-6 の磁化曲線に見られるような困 難軸方向の初期磁化過程における磁化のとびが現れないようにするために磁場下での バリアント再配列を抑制することである。そこで、Fig.7-1 に示す治具を用いて試料を 圧縮しながら磁化測定を行った。磁場印加方向は、Fe-31.2at.%Pd の場合 Specimen Dの [001]<sub>P</sub>方向、Fe<sub>3</sub>Pt の場合 Specimen P の長さ 2.9mm の[001]<sub>P</sub>方向とした。

引張試験は島津製作所製 AG-50kNI を用いて歪速度 5×10<sup>-5</sup> / sec にて行った。単結晶の 引張方向は[001]<sub>P</sub>方向とした。



Fig. 7-1 Schematic illustration of specimen settings for measurements of magnetization curves under magnetic field applied along a axis and c axis of Fe-31.2at.%Pd and Fe<sub>3</sub>Pt. Specimens are compressed with jigs made of non-magnetic beryllium bronze and phosphor bronze.

## 7.3. 実験結果および考察

Fe-31.2at.%Pd の|Ku|を求めるために、圧縮治具を用いて c 軸方向約 30MPa、a 軸方向約 4MPa 圧縮しながら磁化曲線の測定を行った。その結果を Fig. 7-2 に示す。横軸は外部磁場で縦軸は磁化である。この磁化曲線の反磁場補正を行うために、同じ試料形状の焼鈍した純 Fe の磁化曲線を測定した。その結果を Fig. 7-3 に示す。初磁化曲線の傾きより、反磁場係数は 0.23 であることがわかった。この初磁化曲線の傾きは Fig. 7-2 に示す容易軸の磁化曲線の傾きと等しく、Fig. 7-2 において容易軸が正しく測定されていることがわかる。得られた反磁場係数を用いて反磁場補正を行った結果を Fig. 7-4 に示す。全ての温度において a 軸が容易軸、c 軸が困難軸であることがわかる。この結果は James and Wuttig の Fe-30at.%Pd の結果[1]ならびに Cui らの Fe-29.8at.%Pd の結果[2]と一致するが、Matsui らの Fe-30at.%Pd あよび Fe-30.5 at.%Pd の報告[3,4]ならびに Muto らによるFe-29.4at.%Pd および Fe-29.7at.%Pd の報告[5]とは異なる結果となった。困難軸方向の磁化曲線にはバリアント再配列に伴う磁化のとびは見られず、測定時の約 30MPa の圧縮



Fig. 7-2 Magnetization curves of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured along a axis (solid circle) and c axis (open square) from 4.2 to 230 K.



Fig. 7-3 Magnetization curve of an annealed pure Fe with the same shape as Specimen D under the magnetic field along the longest edge. The demagnetizing factor is determined from the gradient of the curve to be 0.23.



Fig. 7-4 Magnetization curves of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured along a axis (solid circle) and c axis (open square) from 4.2 to 230 K after demagnetizing field correction.

応力は、後述の応力 歪曲線からもわかるように、試料をシングルバリアントに保ちか つバリアント再配列を抑制するに十分であると考えられる。以上より、容易軸ならびに 困難軸方向の磁化曲線が正しく測定された。そこで容易軸および困難軸方向の磁化曲線 で囲まれる面積から $|K_u|$ を求めた。その結果を Fig. 7-5 に示す。 $|K_u|$ の値は温度の低下と ともに減少し、230K で 43kJ/m<sup>3</sup>、4.2K で 200kJ/m<sup>3</sup>となる。この 4.2K の値は Stern らの 第一原理計算による結果(300kJ/m<sup>3</sup>)[6]の 2/3 程度である。得られた $|K_u|$ と軸比の関係を 調べるために、 $|K_u|$ を 1-c/a に対してプロットした。その結果を Fig. 7-6 に示す。この図 より、 $|K_u|$ は 1-c/a とほぼ直線関係を持っていることがわかった。

同様に、Fe<sub>3</sub>Pt における容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線を測定した。測定 は Fe-31.2at.%Pd と同様に、Fig. 7-1 に示した方法で試料を圧縮(*c* 軸方向約 20MPa、*a* 軸方向約 20MPa)しながら測定した。その結果を Fig. 7-7 に示す。この図から *a* 軸が困 難軸であることがわかる。また困難軸方向の磁化曲線には Fig. 5-7 で見られたバリアン ト再配列に伴う磁化のとびは見られず、測定時の約 20MPa の圧縮応力は、試料をシン グルバリアント状態に保ちかつバリアント再配列を抑制するに十分であると考えられ る。 容易軸方向の磁化曲線と困難軸方向の磁化曲線に囲まれる面積から *K*<sub>u</sub>を求めると 420kJ/m<sup>3</sup>であることがわかった。

バリアント再配列に必要なせん断応力 $t_{req}$ を求めるために、単結晶 (Specimen N)を 用いて 80K から 200K の各温度で引張試験を行った。その結果を Fig. 7-8 に示す。全て の温度においてプラトー領域が現れ、バリアント再配列が生じていることがわかる。そ のときの変形応力 $t_{req}$ を Fig. 7-9 に示す。この $t_{req}$ は Fig. 7-8 における変形応力にシュミ ット因子を掛けることにより求められ、本合金の場合、双晶界面が $\{101\}_{M}$ 、シアー方向 が< $10\overline{1} >_{M}$ 、引張方向が $[001]_{M}$ であるので[7,8]、シュミット因子は 0.5 となる。Fig. 7-9 より、温度が下がるにつれて変形応力は上がることがわかる。これは Fig. 7-10 で求め られるシアー量

$$s = \frac{1 - (c/a)^2}{c/a}$$
(7-1)

の上昇(Fig. 7-11)ならびに弾性定数の上昇と対応していると思われる。また、応力 歪曲線にヒステリシスが見られるが、このヒステリシスの面積はバリアント再配列に伴 って散逸したエネルギーである。その値を求めると、80K、120K、160K ならびに 200K においてそれぞれ 55, 36, 25 ならびに 13 kJ/m<sup>3</sup>であり、温度の低下とともに増加する。 また、各温度での変換したバリアントの割合を以下のように評価した。Fig. 7-12 に示す ように、e=0の状態で[001]<sub>P</sub>方向に a 軸を有するバリアントの割合をf、c 軸を有するバ リアントの割合を 1-fとし、e=eの状態になるまでに x だけ割合変化が生じたとする。 このとき、e=0 およびeの状態での試料の長さ  $l_0$ および l は、それぞれ



Fig. 7-5 Temperature dependence of the magnetocrystalline anisotropy constant of Fe-31.2at.%Pd.



Fig. 7-6 Tetragonality dependence of the magnetocrystalline anisotropy constant of an Fe-31.2at.%Pd.



Fig. 7-7 Magnetization curve of an  $\text{Fe}_3\text{Pt}$  single crystal measured along the *a* axis and the *c* axis at 4.2 K.



Fig. 7-8 Stress-strain curves of an Fe-31.2at.%Pd single crystal measured by applying an external uniaxial tensile stress along  $[001]_P$  at (a) 80 K, (b) 120 K, (c) 160 K and (d) 200 K.



Fig. 7-9 Temperature dependence of the shear stress required for rearrangement of variants,  $t_{req}$ , of an Fe-31.2at.%Pd single crystal.



Fig. 7-10 The method for the calculation of the twinning shear.



Fig. 7-11 Temperature dependence of the twinning shear of Fe-31.2at.%Pd.



Fig. 7-12 The present method for the evaluation of the change in the variant fraction under the external stress applied along  $[001]_P$ .

$$l_0 = N\{fa + (1 - f)c\}$$
(7-2)  

$$l = N\{(f + x)a + (1 - f - x)c\}$$
(7-3)

と表すことができる。ここで N は、試料の中で測定方向に並んでいる単位格子の数で ある。したがって、

$$\boldsymbol{e} = \frac{l - l_0}{l_0}$$

$$= \frac{x}{f + \frac{c}{a - c}}$$
(7-4)

となる。ここで、理論上の最大歪 $e_{max}$ は

$$\boldsymbol{e}_{\max} = \frac{a-c}{c} \tag{7-5}$$

であるので、

$$x = f\boldsymbol{e} + \frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{e}_{\max}}$$
(7-6)

となる。本実験においては、fの値を測定していない。しかしながら、fは  $10^{-1}$ 程度、e および $e_{max}$ は  $10^{-2}$ 程度であるので、式(7-6)の右辺の第1項は無視できる。したがって 近似的に

$$x \approx \frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{e}_{\max}} \tag{7-7}$$

となる。式(7-24)より 80K から 200K でのバリアント変換量はそれぞれ 47、42、41 ならびに 50%である。このことから、100%のバリアント再配列(完全な困難軸配向から完全な容易軸配向への再配列)が起こった場合の散逸エネルギーは、Fig. 7-13 に示すように 120、86、60 ならびに 26 kJ/m<sup>3</sup>となる。80K での値は Fig. 3-9 で求めた磁場下でのバリアント再配列に伴う散逸エネルギーと同程度である。

以上は単結晶の結果である。第3章で示したように単結晶と多結晶とでは、磁場誘起 歪が大きく異なる。これは多結晶では双晶変形応力が高くなっているためであると考え



Fig. 7-13 Temperature dependence of the energy dissipation due to rearrangement of variants in an Fe-31.2at.%Pd single crystal.



Fig. 7-14 Stress-strain curve of a polycrystalline Fe-31.2at.%Pd obtained by the tensile test at 80 K.

られる。そこで、多結晶における、バリアント再配列に必要な一軸応力*s*<sub>req</sub>を求めるために 80K で引張試験を行った。その結果を Fig. 7-14 に示す。この図から約 13MPa で曲線の傾きが変化している。すなわち 80K における*s*<sub>req</sub>の最小値は約 13MPa であり、単結晶の 6 倍以上であることがわかる。

## 7.4. 結論

Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の *a* 軸ならびに *c* 軸方向の磁化曲線を圧縮治具を用いて測定した。その結果、Fe-31.2at.%Pd に関して以下のことがわかった。

- (1) Fe-31.2at.%Pd の磁化容易軸が *a* 軸であり、困難軸が *c* 軸であることを確認した。
- (2) 容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線の囲む面積から結晶磁気異方性定数|K<sub>u</sub>|
   を求めた。|K<sub>u</sub>|は温度の低下とともに増加し、230K で 43kJ/m<sup>3</sup>、4.2K で 200kJ/m<sup>3</sup>となる。
- (3) 双晶界面を移動させるために必要なせん断応力は 200K から 80K において冷却とと もにわずかに増加し、200K において約 0.6MPa、80K において約 0.9MPa である。
- (4) 多結晶の引張試験より、 $s_{\rm reg}$ の最小値は約 13MPa である。

また Fe<sub>3</sub>Pt に関しては以下のことがわかった。

- (1) Fe<sub>3</sub>Pt の磁化容易軸が c 軸であり、困難軸が a 軸であることを確認した。
- (2) 4.2K において試料を圧縮しながら磁化測定を行い、容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線を得た。それらの囲む面積から結晶磁気異方性定数 K<sub>u</sub>は 420kJ/m<sup>3</sup>である。

## 参考文献

- [1] R. D. James and M. Wuttig: Philos. Mag. A, 77 (1998) 1273-1299.
- [2] J. Cui, T. W. Shield and R. D. James: Acta Mater., **52** (2004) 35-47.
- [3] M. Matsui and K. Adachi: J. Magn. Magn. Mater., 31-34 (1983) 115-116.
- [4] M. Matsui J. P. Kuang, T. Totani and K. Adachi: J. Magn. Magn. Mater., 54-57 (1986) 911-912.
- [5] S. Muto, R. Oshima and F. E. Fujita, Scr. Metall., 21 (1987) 465-468.
- [6] R. A. Stern, S. D. Willoughby, A. Ramirez, J. M. MacLaren, J. Cui, Q. Pan and R. D. James: J. Appl. Phys., 91 (2002) 7818-7820.
- [7] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita, Trans. JIM, 25 (1984) 585-592.
- [8] M. Sugiyama, R. Oshima and F. E. Fujita: Trans. JIM, 27 (1986) 719-730.

# 第8章 磁場によるバリアント再配列のエネルギー論的観 点からの評価

#### 8.1. 緒言

第3章から第7章において Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶の磁場によるバリアント再配列について調べた。その結果、両合金の単結晶において、磁場下でのバリアント 再配列が起きる場合と起きない場合とがあることがわかった。またいずれの合金も多結 晶では磁場下でのバリアント再配列がほとんど起きないことがわかった。

本章においてはこれらの単結晶ならびに多結晶の磁場下でのバリアント再配列について、エネルギー論的観点から統一的な機構を構築し、その妥当性を定量的に評価する ことを目的とする。

## 8.2. 磁場によるバリアント再配列のエネルギー論的考察

磁場印加によりバリアント再配列が起きるためには、再配列による磁気的なエネルギーの利得、すなわち結晶磁気異方性エネルギーによる利得が、再配列に必要なエネルギーより大きくなければならない[1-3]。実際のバリアント再配列は、あるバリアントが隣り合うバリアントに変換される過程である。この過程において、原子は双晶界面に沿ってせん断的に移動し、それに伴い双晶界面が移動する(Fig. 8-1)。したがって、磁場によりバリアントが再配列するということは、磁場印加により双晶界面にせん断応力( $t_{mag}$ )が働いていることを示唆している[4-8]。したがって上述のエネルギー関係をせん断応力の関係で考えると、磁場下でバリアント再配列が起きるためには、 $t_{mag}$ が双晶界面を移動させるために必要なせん断応力( $t_{req}$ )より大きくなっていなければならない。すなわち、 $t_{mag} > t_{req}$ の場合は磁場下でバリアント再配列が完全に起き(再配列後の状態は、結晶磁気異方性エネルギーの最も低いバリアントのみから構成される)、 $t_{mag} < t_{req}$ の場合はバリアント再配列が起きないことが予想される。そこで本章では、 $t_{mag}$ および $t_{req}$ を定量的に求め、上述したエネルギー関係について議論する。

はじめに系に与えられる磁気的エネルギーについて考察する。本系で考察しなければ



Fig. 8-1 Schematic illustration of rearrangement of variant through the movement of twinning plane across which a shear stress acts.

ならない磁気的エネルギーは 4 つ存在する。それらは、ゼーマンエネルギー $U_z$ 、結晶 磁気異方性エネルギー $U_a$ 、磁気弾性エネルギー $U_{magel}$ および磁壁エネルギー $U_{dw}$ であ る。したがって、それらの合計を $U_{mag}$ とすると、

$$U_{\rm mag} = U_z + U_a + U_{\rm magel} + U_{\rm dw}$$
 (8-1)

と表される。次にこれらのエネルギーの大きさを評価する。 $U_z$ は、Fig. 3-9 および Fig. 5-6 の磁化測定より  $10^6$  J/m<sup>3</sup> 程度であり、 $U_a$ は Fig. 7-4 および Fig. 7-7 の磁化測定よ り  $10^5$  J/m<sup>3</sup>程度である。 $U_{magel}$ は

$$U_{\text{magel}} = B_1 \left\{ e_{xx} \left( \mathbf{a}_1^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{yy} \left( \mathbf{a}_2^2 - \frac{1}{3} \right) + e_{zz} \left( \mathbf{a}_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right\} + B_2 (e_{xy} \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_2 + e_{yz} \mathbf{a}_2 \mathbf{a}_3 + e_{zx} \mathbf{a}_3 \mathbf{a}_1)$$
(8-2)

であり、f.c.c.の場合、磁気弾性結合定数  $B_1$  および  $B_2$  は

$$B_1 = \frac{1}{2} N \left\{ 6l + \left(\frac{\partial l}{\partial r}\right) r_0 \right\}, \quad B_2 = N \left\{ 2l + \left(\frac{\partial l}{\partial r}\right) r_0 \right\}$$
(8-3)

である。本研究で用いた試料は f.c.t.であるが、B1および B2は f.c.c.と同程度と考え、各



Fig. 8-2 Schematic illustration of two kinds of variant just before rearrangement of variant occurs under the  $[001]_P$  field. One variant ( $V_{high}$ ) has higher magnetocrystalline anisotropy energy than the other ( $V_{low}$ ) because of the deviation of the spontaneous magnetization from the easy plane (*c* plane).

パラメータに実験値を代入し  $U_{magel}$ を算出した。ここで、 $e_{ij}$ は歪(磁歪を  $10^4$ 程度と仮定した)  $a_i$ は磁気モーメントの方向余弦( $10^{-1}$ 程度) Nは単位体積あたりの原子数( $10^{28}$ m<sup>-3</sup>程度) lは双極子 双極子相互作用の係数(式(2-8)(2-9)より  $10^{-22}$ J程度)  $\left(\frac{\partial l}{\partial r}\right)$ は  $10^{-12}$ J/m 程度、 $r_0$ は再隣接原子間距離( $10^{-10}$  m 程度)である。したがって、 $U_{magel}$ は  $10^0$  J/m<sup>3</sup>程度となり、 $U_z$ ならびに $U_a$ と比較して小さいので本研究では無視する。また  $U_{dw}$ は鉄の場合と同程度と考えると  $10^{-3}$  J/m<sup>3</sup>程度となり、 $U_{magel}$ と同様に無視すること ができる。したがって、本系では

$$U_{\rm mag} = U_z + U_a \tag{8-4}$$

となる。

磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合には、磁場方向に対して磁気的エネルギーの異なる 2 種類のバリアント、すなわち結晶磁気異方性エネルギーの高いバリアント(V<sub>high</sub>)と 低いバリアント(V<sub>low</sub>)が存在することになる。これらバリアント間の磁気的エネルギ ー差について以下に考察する。再配列する直前のこれら2種類のバリアントを Fig. 8-2 に図示する。V<sub>low</sub>および V<sub>high</sub>が有する磁気的エネルギーは、それぞれ

$$U_{\rm low} = -M_s H + K_{\rm u} \tag{8-5}$$

103
$$U_{\text{high}} = -M_s H \cos \boldsymbol{q} + K_{\mu} \sin^2 \boldsymbol{q} \tag{8-6}$$

と表せる。ここでqは c 軸と自発磁化のなす角である。したがって磁場を $[001]_P$ 方向に印 加した場合のバリアント再配列前後の磁気的エネルギー差 $\Delta U_{mag}$ は式(8-5)および(8-6) より

$$\Delta U_{\text{mag}} = U_{\text{low}} - U_{\text{high}}$$
  
=  $-M_{\text{s}}H(1 - \cos q) + K_{\text{u}}\cos^2 q \quad (H // [001]_{\text{P}})$  (8-7)

となる。ここで、ゼーマンエネルギーと結晶磁気異方性エネルギーとの均衡を保つよう に外部磁場を徐々に印加していく場合を考えると

$$\frac{\partial U_{\text{high}}}{\partial q} = 0 \tag{8-8}$$

が成り立ち、磁場が  $H_1$ になったときバリアント再配列が起きるとすると、式(8-8)よ り

$$-M_s H_1 = 2K_u \cos q_1 \tag{8-9}$$

が得られる。ここで $q_1$ は磁場が $H_1$ のときのqである。式(8-9)を式(8-7)に代入する と

$$\Delta U_{\text{mag}} = K_{\text{u}} (2 \cos \boldsymbol{q}_1 - \cos^2 \boldsymbol{q}_1)$$
  
$$\Delta U_{\text{mag}} = K_{\text{u}} f(\boldsymbol{q}_1)$$
(8-10)

となる。 $f = f(\mathbf{q}_1)$ のプロットを Fig. 8-3 に示す。この図から f は $\mathbf{q}_1 = 0$  で最大値 1 を取 るので  $|\Delta U_{\text{mag}}|$ の最大値は  $|\Delta U_{\text{mag}}^{\text{m}}| = |K_u|$ となることがわかる。

次に[011]<sub>P</sub>方向に磁場を印加した場合を考える。Fig. 8-4 にバリアント再配列が起こる 直前の2種類のバリアントを図示する。ここで、自発磁化がa軸方向を向いた場合と [011]<sub>P</sub>方向を向いた場合とで結晶磁気異方性エネルギーに差が無いとする(すなわち、*c* 面を容易面と考える)。このとき、V<sub>low</sub>および V<sub>high</sub>が有する磁気的エネルギーは、それ



Fig. 8-3 The plot of  $f = f(\boldsymbol{q}_1)$ .

ぞれ

$$U_{\rm low} = -M_s H + K_{\rm u} \tag{8-11}$$

$$U_{\text{high}} = -M_s H \cos \mathbf{f} + K_u \sin^2 \left( \mathbf{f} + \frac{\mathbf{p}}{4} \right)$$
(8-12)

と表されるので、バリアント再配列前後の磁気的エネルギー差は

$$\Delta U_{\text{mag}} = -M_{s}H(1 - \cos f) + K_{u}\cos^{2}\left(f + \frac{p}{4}\right) \qquad (H // [011]_{P})$$
(8-13)

となる。ここでflt[011]<sub>p</sub>方向と自発磁化のなす角である。ここで、[001]<sub>p</sub>方向の場合と 同様に、ゼーマンエネルギーと結晶磁気異方性エネルギーとの均衡を保つように外部磁 場を徐々に印加していく場合を考えると

$$\frac{\partial U_{\text{high}}}{\partial f} = 0 \tag{8-14}$$

が成り立ち、磁場が H1になったときバリアント再配列が起きるとすると、



Fig. 8-4 Schematic illustration of two kinds of variant just before rearrangement of variant occurs under the  $[011]_P$  field. One variant (V<sub>high</sub>) has higher magnetocrystalline anisotropy energy than the other (V<sub>low</sub>) because of the deviation of the spontaneous magnetization from the easy plane (*c* plane).

$$-M_{s}H_{1} = \frac{K_{u}\cos 2f_{1}}{\sin f_{1}}$$
(8-15)

が得られる。ここで $f_1$ は磁場が $H_1$ のときのfである。式(8-15)を式(8-13)に代入すると

$$\Delta U_{\text{mag}} = K_{\text{u}} \left( \frac{\cos 2\mathbf{f}_{1} \sin \mathbf{f}_{1}}{1 + \cos \mathbf{f}_{1}} + \cos^{2} \left(\mathbf{f}_{1} + \frac{\mathbf{p}}{4}\right) \right)$$
$$= K_{\text{u}} g(\mathbf{f}_{1})$$
(8-16)

となる。  $g = g(f_1)$ のプロットを Fig. 8-5 に示す。この図から f = 0 で最大値 0.5 をとるの で  $|\Delta U_{\text{mag}}|$ の最大値は  $|\Delta U_{\text{mag}}^{\text{m}}| = \frac{|K_u|}{2}$  となる。

磁場を [111]<sub>P</sub>方向に印加した場合は、磁場方向が3種類のバリアントに対して等価な 方向なので、

$$\Delta U_{\rm mag} = 0 \quad (H // [111]_{\rm P}) \tag{8-17}$$

となる。以上得られた 3 方向の磁場に対する  $\Delta U_{mag}$  をせん断応力に対応させ、磁気的せ



Fig. 8-5 The plot of  $g = g(f_1)$ .

ん断応力*t*<sub>mag</sub>を

$$\boldsymbol{t}_{\text{mag}} = \frac{\Delta U_{\text{mag}}}{s} \tag{8-18}$$

の関係式によって評価した。ここでsはシアー量である。したがって $t_{mag}$ の最大値 $t_{mag}^{m}$ は

$$\boldsymbol{t}_{\text{mag}}^{\text{m}} = \frac{\left|\Delta U_{\text{mag}}^{\text{m}}\right|}{s} = \begin{cases} \left|K_{\text{u}}\right|/s & (H //[001]_{\text{P}}) \\ \left|K_{\text{u}}\right|/2s & (H //[011]_{\text{P}}) \\ 0 & (H //[111]_{\text{P}}) \end{cases}$$
(8-19)

となる。 $|K_u|$ および s に第 7 章で求めた値を用いて $t_{mag}^m$ を求めた。その結果を Fig.8-6 に示す。この図から、 $t_{mag}^m$ は 80K から 200K において温度に対してほぼ一定であり、磁 場を $[001]_P$ 方向に印加した場合約 1.5MPa、 $[011]_P$ 方向に印加した場合約 0.7MPa、 $[111]_P$ 方向に印加した場合 0MPa となる。



Fig. 8-6 Temperature dependence of the maximum magnetic shear stress,  $t_{mag}$ , and the twinning shear stress,  $t_{req}$ .

Fig. 8-6 において、 $t_{mag}^{m}$ と第7章で求めた双晶界面を移動させるために必要なせん断応力 $t_{req}$ とを比較した。その結果、77Kから200Kの温度範囲において、磁場を[001]<sub>P</sub>方向に印加した場合 $t_{mag}^{m} > t_{req}$ 、[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合 $t_{mag}^{m} > t_{req}$ 、[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合 $t_{mag}^{m} < t_{req}$ 、[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合 $t_{mag}^{m} < t_{req}$ 、[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合、磁場によるパリアント再配列によって結晶磁気異方性エネルギーの最も低いパリアントの割合が100%に達することを意味しており、磁場誘起歪測定(Fig. 3-7、Fig. 4-5、Fig. 4-6)ならびに光学顕微鏡観察(Fig. 3-8、Fig. 4-8)の結果とよく一致する。同様のエネルギー関係が、Ni-Mn-Gaにおいても報告されている[9]。一方、磁場を[011]<sub>P</sub>方向に印加した場合は $t_{mag}^{m} < t_{req}$ であるために、再配列の進行が停止する場合があると考えられる。その結果、部分的に再配列が起こるが完全には進行しないことになる。また、磁場を[111]<sub>P</sub>方向に印加した場合は $t_{mag}^{m} < t_{req}$ であるのでパリアントの割合に変化が起こらない。これら[011]<sub>P</sub>方向ならびに[111]<sub>P</sub>方向の結果も、磁場誘起歪測定(Fig. 4-4、Fig. 4-6)ならびに光学顕微鏡観察(Fig. 4-9、Fig. 4-10)の結果とよく一致する。

同様に、多結晶の磁場下でのバリアント再配列をエネルギー論的観点から考察する。 多結晶に関しては、結晶粒によってシュミット因子が異なるため、せん断応力ではなく 一軸応力で考察することにする。磁場印加により発生する一軸応力を以下に示すように 求めた。*c*軸がそれぞれ*x*軸、*y*軸ならびに*z*軸を向いている3種類のバリアント  $V_x$ 、  $V_y$ ならびに  $V_z$ が存在し、磁場を[*hkl*]<sub>P</sub>方向(*h>k>l*)に印加したとすると、それぞれの バリアントの結晶磁気異方性エネルギー $U_x$ 、 $U_y$ および  $U_z$ は、

$$U_{x} = K_{u} \sin^{2} a$$

$$= \frac{k^{2} + l^{2}}{h^{2} + k^{2} + l^{2}} K_{u}$$

$$U_{y} = K_{u} \sin^{2} b$$

$$= \frac{l^{2} + h^{2}}{h^{2} + k^{2} + l^{2}} K_{u}$$

$$U_{z} = K_{u} \sin^{2} g$$
(8-20)
(8-20)
(8-20)
(8-20)
(8-20)

$$=\frac{h^2+k^2}{h^2+k^2+l^2}K_{\rm u}$$
(8-22)

と表せる。ここで*a、b*および*g*はそれぞれ  $V_x$ 、 $V_y$ および  $V_z$ の *c* 軸が磁場方向となす角度である。式(8-20) から(8-22)において  $K_u < 0$  かつ h > k > l であるので、 $U_z < U_y < U_x$ である。 したがって、結晶磁気異方性エネルギー差の最大値は

$$\left| \Delta U_{\text{mag}}^{\text{m}} \right| = \left| U_z - U_x \right|$$
$$= \frac{h^2 - l^2}{h^2 + k^2 + l^2} \left| K_u \right|$$
(8-23)

となる。したがって、磁場により発生する一軸応力の最大値 $s_{mag}^{m}$ はシュミット因子をSとすると

$$\begin{vmatrix} \mathbf{s}_{\text{mag}}^{\text{m}} \end{vmatrix} = \frac{\left| \mathbf{t}_{\text{mag}}^{\text{m}} \right|}{S} \\ = \frac{\left| \Delta U_{\text{mag}}^{\text{m}} \right|}{s \cdot S} \\ = \frac{h^2 - l^2}{h^2 + k^2 + l^2} \left| K_{\text{u}} \right| \cdot \frac{1}{s \cdot S}$$
(8-24)

Twinning plane and Shear direction	Schmid factor
$(011)_{P}[01\overline{1}]_{P}$	$\frac{k^2 - l^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$
$(01\overline{1})_{P}[011]_{P}$	$\frac{k^2 - l^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$
$(101)_{P}[10\overline{1}]_{P}$	$\frac{h^2 - l^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$
(101) <sub>P</sub> [101] <sub>P</sub>	$\frac{h^2 - l^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$
$(110)_{P}[1\overline{1}0]_{P}$	$\frac{h^2 - k^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$
$(1\overline{1}0)_{P}[110]_{P}$	$\frac{h^2 - k^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$

Table 8-3 Schmid factors of Fe-31.2at.%Pd under the tensile stress applied along [001]<sub>P</sub>.

となる。ここで S は Table 8-3 より

$$S = \frac{h^2 - l^2}{2(h^2 + k^2 + l^2)}$$
(8-25)

が最大であるので、(8-25)を(8-24)に代入して、

$$\left|\boldsymbol{s}_{\mathrm{mag}}^{\mathrm{m}}\right| = \frac{2|K_{\mathrm{u}}|}{s} \tag{8-26}$$

となる。すなわち、磁場により発生する一軸応力の最大値は結晶粒の方位に拘らず一定値となり、その値は、単結晶において磁場を $[001]_P$ 方向に印加した場合に得られるせん断応力の2倍となる。したがって77Kにおいて $s_{mag}^m = 3.0$  MPa となる。また多結晶においては、Fig. 7-14 より $s_{req}$ の最小値が約 13MPa であるので、 $s_{mag}^m < s_{req}$ が成り立つ。し

たがって、77K においては、多結晶において磁場下でバリアント再配列が起きない。こ れは磁場誘起歪測定の結果と一致している。



Fig. 8-7 The distribution of magnetic field generated by the magnet installed in MPMS (manufactured by Quantum Design), which is used in the present study.

以上の結果より、Fe-31.2at.%Pd において $t_{mag}^m > t_{req}$ の関係が満たされるときのみ、磁場によりバリアント再配列が起きるということを定量評価することができた。

Fe<sub>3</sub>Pt においては、第7章の結果より 4.2K において K<sub>u</sub>が 420kJ/m<sup>3</sup>であり、s が約 0.114

であるので、 $\boldsymbol{t}_{mag}^{m}$ は約 3.9MPa となる。 Fig. 6-15 に示すように $f_{c}$ は 100%に達しないの

は双晶界面を移動させるために必要なせん断応力 $t_{req}$ が再配列とともに増加し 3.9MPa を超えることを示唆している。この $t_{req}$ の増加の理由は現在のところ不明であるが、試 料内部に双晶界面の移動に伴う弾性的相互作用のためのせん断応力 $t_{int}$ が増加してくる ためであるかもしれない。 $t_{int}$ の存在が Fig. 5-5"C"、"D"に示される回復歪に関係してい るかもしれない。この情報を得るためには引張試験あるいは圧縮試験によってバリアン ト再配列を調べる必要がある。

本研究においては、磁場下でのバリアント再配列は、バリアント間の磁気的エネルギ ー差に起因する磁気的せん断応力が双晶界面に働くことにより起こると考えたが、磁場 勾配に起因する力により起きるという報告もある[10,11]。しかし、本研究において用い た超伝導量子干渉磁束計(SQUID: Quantum Design 社製 MPMS XL)に設置されている 磁石の磁場分布は Fig.8-7 のようになっており、試料位置(4cm から 8cm)では均一磁 場が得られている。磁場勾配は約 2000A/m<sup>2</sup> である。用いた試料の磁気モーメントが 10<sup>-5</sup>Wb·m 程度であるので、発生する力は約 0.02N となる。試料の断面積は約 10mm<sup>2</sup>で あるので、発生する応力は約 2kPa となる。したがって磁場勾配により発生する応力は 非常に小さく、本研究において磁場勾配によるバリアント再配列は起こっていないこと がわかる。

### 8.3. 結論

Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の単結晶ならびに多結晶の磁場下でのバリアント再配列を エネルギー論的観点から考察した。

その結果、Fe-31.2at.%Pd に関しては以下のことがわかった。

- (1)  $K_u$ および s から双晶界面に働く最大磁気的せん断応力を求めた結果、80K から 200K において [001]<sub>P</sub> 方向の磁場下では  $t_{mag}^m \approx 1.5$ MPa、 [011]<sub>P</sub> 方向の磁場下では  $t_{mag}^m \approx 0.7$ MPa ならびに[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では $t_{mag}^m = 0$ MPa である。
- (2) 80K から 200K において[001]<sub>P</sub>方向の磁場下では $t_{mag}^{m} > t_{req}$ であり完全なバリアント 再配列が起き、[011]<sub>P</sub>方向の磁場下では $t_{mag}^{m} \approx t_{req}$ であり部分的なバリアント再配列 が起き、[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では $t_{mag}^{m} < t_{req}$ でありバリアント再配列が起きないこと になる。この結果は磁場誘起歪測定ならびに光学顕微鏡観察の結果と一致する。
- (3) 多結晶においては、いずれの結晶粒においても最大磁気的一軸応力 $s_{mag}^{m}$ は等しい大きさであり、その値は  $2|K_u|/s$  である。77K においてこの値は約 3.0MPa となる。
- (4) 多結晶においては、 $s_{mag}^{m} < s_{req}$ であり磁場下でのバリアント再配列は起こらないことになる。この結果は磁場誘起歪測定の結果と一致する。

また、Fe<sub>3</sub>Pt に関しては以下のことがわかった。

- (1) シアー量 sは 4.2K で 0.114 であるので、 $K_u$ および s から双晶界面に働く最大磁気的 せん断応力を求めた結果、 $[001]_P$ 方向の磁場下では $t_{mag}^m \approx 3.9$ MPa である。
- (2)  $[001]_P$  方向の磁場下で完全なバリアント再配列が起こらないのは、双晶界面の移動 に伴う弾性的相互作用のためのせん断応力 $t_{int}$ が増加し、 $t_{req}$ が $t_{mag}^m$ より大きくなる ためであると推論される。

また、本研究においては磁場勾配により発生する応力は小さくバリアント再配列を起 こすには不十分であることがわかった。

## 参考文献

- K. Ullakko, J. K. Huang, V. V. Kokorin and R. C. O'Handley, Scr. Mater., 36 (1997) 1133-1138.
- [2] K. Ullakko, P. G. Yakovenko and V. G. Gavriljuk: Proc. SPIE Smart Structures and Materials 1996 San Diego, 2715 (1996) 42-50.
- [3] K. Ullakko: J. Mater. Eng. Performance, 5(3) (1996) 405-409.
- [4] P. Müllner and K. Ullakko: Phys. Stat. Sol. B, 208 (1998) R1-R2.
- [5] P. J. Ferreira and J. B. Vander Sande: Scr. Mater., 41 (1999) 117-123.
- [6] P. Müllner, V. A. Chetnenko, M. Wollgarten and G. Kostorz: J. Appl. Phys., 92 (2002) 6708-6713.
- [7] P. Müllner, V. A. Chetnenko, and G. Kostorz: J. Magn. Magn. Mater, 267 (2003) 325-334.
- [8] P. Müllner, V. A. Chetnenko, and G. Kostorz: J. Appl. Phys., 95 (2004) 1531-1536.
- [9] O. Heczko, L. Straka: J. Appl. Phys., 94 (2003) 7139-7143.
- [10] A. Steuwer, T. Mori, H. Kato and T. Wada: J. Appl. Phys., 94 (2003) 2761-2763.
- [11] Y. Liang, H. Kato, M. Taya and T. Mori: Scr. Mater., 45 (2001) 569-574.

## 第9章 総括

本研究において、鉄基強磁性形状記憶合金である Fe-31.2at.%Pd 不規則合金および Fe<sub>3</sub>Pt 規則合金のバリアント再配列に及ぼす磁場効果およびそれに伴う巨大磁場誘起歪 について詳細に調査した。以下にその研究成果について総括する。

第1章では、本研究の背景を述べた後、Fe-Pd 不規則合金ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 規則合金が 巨大磁場誘起歪を示す合金である可能性を示し、これら強磁性形状記憶合金のバリアン ト再配列に及ぼす磁場効果に関する研究の目的と意義を述べた。

第2章では、本研究で用いた Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態挙動、 ならびに両単結晶の母相の磁歪について調査し、次の結果を得た。

- (i) Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt のマルテンサイト変態温度 T<sub>M</sub> はそれぞれ 230K および 85K である。
- (ii) Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt は冷却過程において T<sub>M</sub>で母相の立方晶 (f.c.c.)から正方 晶(通称 f.c.t.)へ変態する。変態は弱い一次的であり、軸比 c/a は温度の低下とと もに徐々に減少し、Fe-31.2at.%Pd は 77K では 0.940、Fe<sub>3</sub>Pt は 14K で 0.945 となる。
- (iii) Fe-31.2at.% Pd の変態潜熱は約15J/mol であり、変態に伴うエントロピー変化は約0.07 J/mol·K である。
- (iv) Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の  $T_{\rm M}$ 前後における母相とマルテンサイト相の自発磁化の 差は非常に小さく、ともに 0.003 $m_{\rm h}$ /atom 以下である。
- (v) Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の磁場下での変態点の移動を求めるとそれぞれ
   0.3K/(MA/m)および 0.1K/(MA/m)となる。
- (vi) Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt の母相の線磁歪は、ともに約 10<sup>-4</sup> 程度の極めて大きな値を取る。その値は計算により求めた値よりも 10 倍程度異なっている。これは、母相における物理定数(弾性定数、双極子 双極子相互作用係数)の異常、あるいはツイード組織の正方歪の磁場による配向によることを示唆した。

第3章では、Fe-31.2at.%Pd 合金単結晶のマルテンサイト状態における磁場誘起歪を 調べた。すなわち、77K で[001]<sub>P</sub>方向(P は母相を示す)に磁場を印加すると、バリア ント再配列に伴う巨大磁場誘起歪(数%の伸び)が発現し、磁場を除去しても歪はほと んど回復しないことを明らかにした。また、再配列後の状態において、[001]<sub>P</sub>方向の磁 場印加に対して結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントの割合が100%である ことを示した。このバリアント再配列挙動を磁場下での光学顕微鏡観察ならびに磁化測 定で確認した。一方、同じ合金の多結晶においては磁場下でバリアント再配列はほとん ど起きないことがわかった。

第4章では、Fe-31.2at.%Pd単結晶を用いてバリアント再配列に及ぼす磁場印加方向

([001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub> ならびに[111]<sub>P</sub>)ならびに温度の影響を調べた。その結果、磁場下で のバリアント再配列には明確な方位依存性が存在することがわかった。すなわち、80K から 210K の温度範囲において、[001]<sub>P</sub>方向ならびに[011]<sub>P</sub>方向の磁場下ではバリアント 再配列が起こり、[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では起こらない。また、再配列後の状態において (*H*=3.2MA/m)、[001]<sub>P</sub>方向の場合には、その方向に対する結晶磁気異方性エネルギー が最も低いバリアントの割合が温度に拘らず 100%であるが、[011]<sub>P</sub>方向の場合には、 その割合は最大でも 80%程度である。

第5章では、規則度約0.8を有するFe<sub>3</sub>Pt単結晶ならびに方位配向した多結晶を用い て、マルテンサイト状態における磁場誘起歪測定ならびに磁化測定を行った。その結果、 単結晶において4.2Kで[001]<sub>P</sub>方向に磁場を印加するとバリアント再配列に伴う巨大磁 場誘起歪(数%の縮み)が発現した。特徴的なこととして、Fe-31.2at.%Pdの場合とは 異なり、磁場の除去に伴い誘起した歪のうち約0.6%の歪が回復することを見出した。 この歪はその後の磁場印加ならびに除去に伴い繰り返し見られ、磁場中X線回折法に よりその原因がバリアント再配列によることを確認した。また、再配列後の状態におい て、[001]<sub>P</sub>方向の磁場印加に対して結晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントの 割合が約70%であることがわかった。同じ合金の多結晶においては磁場下でバリアント 再配列はほとんど起きないことを示した。

第6章では、規則度約0.8を有するFe<sub>3</sub>Pt単結晶を用いてバリアント再配列に及ぼす 磁場印加方向([001]<sub>P</sub>、[011]<sub>P</sub>ならびに[111]<sub>P</sub>)ならびに温度の影響を調べた。その結 果、磁場下でのバリアント再配列には明確な方位依存性があることがわかった。すなわ ち、4.2Kから77Kの温度範囲において、[001]<sub>P</sub>方向ならびに[011]<sub>P</sub>方向の磁場下ではバ リアント再配列が起こり、[111]<sub>P</sub>方向の磁場下では起こらない。また、再配列後の状態 において(*H*=3.2MA/m)[001]<sub>P</sub>ならびに[011]<sub>P</sub>両方向の場合とも、その方向に対する結 晶磁気異方性エネルギーが最も低いバリアントの割合は温度依存し、最大で70%程度で ある。また磁場を除去した際の回復歪も温度依存し、[001]<sub>P</sub>方向の場合には20Kで最大 値を取り、[011]<sub>P</sub>方向の場合には50Kで最大値を取る。

第7章では、Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶を用いて、圧縮応力下で磁化測定を 行い、容易軸方向ならびに困難軸方向の磁化曲線を得た。その結果、Fe-31.2at.%Pd の 容易軸は a 軸、Fe<sub>3</sub>Pt の容易軸は c 軸であることを確認した。Fe-31.2at.%Pd の結晶磁気 異方性定数 $|K_u|$ は温度の低下とともに増加し、200K で 43kJ/m<sup>3</sup>、4.2K で 200kJ/m<sup>3</sup>となる。 Fe<sub>3</sub>Pt の  $K_u$ は 4.2K で 420kJ/m<sup>3</sup> であることがわかった。また Fe-31.2at.%Pd 単結晶ならび に多結晶の応力 歪曲線を測定した結果、双晶界面を移動させるために必要なせん断応 力が温度の低下とともに増加し、200K において約 0.6MPa、80K において約 0.9MPa で あることがわかった。

第8章では、第3章から第7章で得られた Fe-31.2at.%Pd および Fe<sub>3</sub>Pt 単結晶ならびに それらの合金多結晶の磁場誘起歪測定の結果を考察して、マルテンサイト相における磁 場下でのバリアント再配列を統一的に説明する機構を構築し、その妥当性を定量的に評 価した。すなわち、磁場下でバリアント再配列が起こることを考慮すると、磁場印加に より双晶界面上にせん断応力が生じると考えられる。この磁気的せん断応力を $t_{mag}$ とし、 バリアント再配列に必要なせん断応力を $t_{req}$ とすると、完全なバリアント再配列(再配 列後の状態が、印加磁場に対して結晶磁気異方性エネルギーの最も低いバリアントのみ から構成されること)が起きるとき $t_{mag} > t_{req}$ 、部分的なバリアント再配列が起きると き $t_{mag} \approx t_{req}$ 、バリアント再配列が起こらないとき $t_{mag} < t_{req}$ であることがエネルギー論 的機構から推論され、この妥当性をすべての磁場印加方向ならびに温度において定量的 に確認した。

以上より、本研究において鉄基強磁性形状記憶合金である Fe-31.2at.%Pd ならびに Fe<sub>3</sub>Pt の巨大磁場誘起歪を詳細に調べ、マルテンサイト相における磁場下でのバリアン ト再配列を統一的に説明する機構を構築し、その妥当性を定量的に評価することができ た。

# 本研究に関する研究発表

#### 投稿論文

(1) Tomoyuki Kakeshita, Takashi Fukuda, <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Tetsuya Takeuchi, Koichi Kindo, Syouichi Endo and Kohji Kishio: Martensitic Transformation in Shape Memory Alloys under Magnetic Field and Hydrostatic Pressure, *Materials Transactions*, **43** [5] (2002), 887-892.

(2) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi and Kohji Kishio: Magnetic field-induced strain in iron-based ferromagnetic shape memory alloys, *Journal of Applied Physics*, **93** [10] (2003), 8647-8649.

(3) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi and Kohji Kishio: Crystallographic Orientation Dependence of Magnetic Field-Induced Strain in an Fe-31.2at.%Pd Alloy, *Transactions of the Materials Research Society of Japan*, **28** [2] (2003), 247-248.

(4) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi and Kohji Kishio: Influence of Magnetic Field Direction on Rearrangement of Martensite Variants in an Fe-Pd Alloy, *Materials Transactions*, **44** [**12**] (2003), 2495-2498.

(5) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi and Kohji Kishio: Giant magnetic field-induced strain due to rearrangement of variants in an ordered Fe<sub>3</sub>Pt, *Science and Technology of Advanced Materials*, **5** [1-2] (2004) 35-40.

(6) Takashi Fukuda, <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi, and Kohji Kishio: Rearrangement of Martensite Variants in Iron-Based Ferromagnetic Shape Memory Alloys under Magnetic Field, *Materials Transactions*, **45** [2] (2004), 188-192.

(7) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Keiichi Yoshinaka, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, and Kohji Kishio: Rearrangement of Martensite Variants of Fe-31.2at.%Pd under Magnetic Field, *Transactions of the Materials Research Society of Japan*, **29**[7] (2004) 3057-3058.

(8) Takashi Fukuda, <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Tetsuya Inoue, Tomoyuki Kakeshita and Kohji Kishio: Influence of Magnetic Field Direction on Recoverable Strain Due to Rearrangement of Variants in Fe<sub>3</sub>Pt, *Transactions of the Materials Research Society of Japan*, **29**[7] (2004) 3059-3060. (9) Takashi Fukuda, <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Tomoyuki Terai, Tomoyuki Kakeshita and Kohji Kishio: Magnetization Process Associated with Rearrangement of Martensite Variants in Iron-Based Ferromagnetic Shape Memory Alloys, *Materials Research Society Symposium Proceedings*, Materials and Devices for Smart Systems, **785** (2004), 421-426.

(10) Tomoyuki Kakeshita, Takashi Fukuda and <u>Tatsuaki Sakamoto</u>: Magnetic Field-Induced Strain of Martensite and Parent Phases in a Ferromagnetic Shape Memory Iron-Palladium Alloy, *Materials Science Forum*, **475-479** (2005) 1999-2004.

(11) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita and Kohji Kishio: Rearrangement of Martensite Variants under Magnetic Field Applied along [001], [011] and [111] directions in Fe-31.2mol%Pd, *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, in press.

### 学会発表(国際会議)

(1) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita, Tetsuya Takeuchi and Kohji Kishio
 "Magnetic field-induced strain in iron-based ferromagnetic shape memory alloys"
 47th annual conference on magnetism & magnetic materials
 Tampa, Florida, November, 2002 (審查有)

(2) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Keiichi Yoshinaka, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita and Kohji Kishio
"Rearrangement of Martensite Variants of Fe-31.2at.%Pd under Magnetic Field"
The 8th IUMRS International Conference on Advanced Materials
Yokohama, Japan, October, 2003

(3) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita and Kohji Kishio
"Influences of Magnetic Field and External Stress on Rearrangement of Martensite Variants in Fe-Pd"
21<sup>st</sup> Century COE Program "International COE of Flow Dynamics" International Symposium (1st INABIO)
The First International Symposium on Intelligent Artifacts and Bio-systems
Institute of Fluid Science, Tohoku University, Sendai, Japan, February, 2004 ポスター

(4) <u>Tatsuaki Sakamoto</u>, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita
 "Magnetostriction of Fe-Pd and Fe<sub>3</sub>Pt with Tweed Structure"
 XIII International materials research congress
 Cancun, Mexico, August, 2004

(5) Tatsuaki Sakamoto, Takashi Fukuda, Tomoyuki Kakeshita

"Influence of Magnetic Field Direction and Temperature on Rearrangement of Martensite Variants in Fe-31.2at.%Pd"

International Symposium on Advanced Structural and Functional Materials Design Osaka, Japan, November, 2004 ポスター

#### 学会発表(国内会議)

 (1) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 鈴江文平(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 竹内 御也(阪大低温セ) 岸尾光二(東大工)

「磁場による Fe-Pd 合金単結晶のマルテンサイトバリアント変換に及ぼす方位依存性」 日本金属学会秋季大会(第131回)大阪大学 2002 年11月

(2) 村上恭和(東北大多元研)進藤大輔(東北大多元研)<u>阪本辰顕</u>(阪大院)福田隆(阪 大工)掛下知行(阪大工)

「電子線ホログラフィーとローレンツ顕微鏡法による FePd 合金の磁区構造評価」 日本金属学会秋季大会(第131回)大阪大学 2002 年11月

(3) 井上哲也(阪大院) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 岸尾 光二(東大工)

「強磁性形状記憶 Fe<sub>3</sub>Pt における磁場誘起歪の結晶方位依存性」 日本金属学会春季大会(第132回)千葉大学 2003 年 3 月

(4) 葭中圭一(阪大院) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 岸尾 光二(東大工)

「 強磁性形状記憶 Fe-Pd 合金における f.c.t.マルテンサイト相の応力 - 歪曲線」 日本金属学会春季大会(第132回)千葉大学 2003 年 3 月

(5) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 竹内徹也(阪大低温セ) 岸尾光二(東大工)

「Fe-31.2Pd 合金における磁場誘起歪の結晶方位依存性」

日本 MRS 学術シンポジウム (第14回)東京工業大学 2002 年12月

(6) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 岸尾光二(東大工)
 「強磁性形状記憶 Fe-31.2Pd 合金単結晶の磁場・応力下でのバリアント再配列」
 日本金属学会秋季大会(第133回)北海道大学 2003 年 10 月

(7) 阪本辰顕(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工)

「 強磁性形状記憶 Fe-31.2Pd 合金単結晶の磁場ならびに応力下でのマルテンサイトバリアン ト再配列」

日本鉄鋼協会・日本金属学会 関西支部 材料物性工学談話会 2003 年度第1回研究会 京都大学 2003 年 11 月 **ポスター** 

- (8) <u>阪本辰顕</u>(阪大院)福田隆(阪大工)掛下知行(阪大工)岸尾光二(東大工)
   「強磁性形状記憶 Fe-Pd 合金のツイード組織領域における磁歪」
   日本金属学会春季大会(第134回)東京工業大学2004年3月
- (9) <u>阪本辰顕</u>(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工) 竹内徹也(阪大低温セ)
   「鉄基強磁性形状記憶合金における結晶学的ドメインの磁場制御」
- 第3回強磁場研究会"強磁場科学のフロンティア"物質材料研究機構 2004年6月
- (10) <u>阪本辰顕</u>(阪大院)

「鉄基強磁性形状記憶合金の磁場誘起巨大歪」

日本鉄鋼協会・日本金属学会 中国四国支部 第8回若手フォーラム [微細組織・微細構造の創製および制御] 愛媛大学 2004 年6月

(11) 阪本辰顕(阪大院) 福田隆(阪大工) 掛下知行(阪大工)

「 強磁性形状記憶 Fe-31.2at.%Pd 合金の応力 - 歪曲線ならびに磁化曲線の温度依存性」 日本金属学会秋季大会(第135回)秋田大学 2004 年 9 月

(12) T. Fukuda, T. Sakamoto and T. Kakeshita

"Magnetocrystalline Anisotropy Constant and Twinning Stress in an Fe-31.2Pd alloy Exhibiting a Giant Magnetic Field-Induced Strain"

新磁気科学研究会第8回シンポジウム 横浜国立大学 2004年12月

# 謝辞

本研究の遂行と本論文の作成にあたり、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました大阪 大学大学院工学研究科マテリアル科学専攻掛下知行教授に心より感謝の意を表します。

また、本論文の作成にあたり、ご多忙中にもかかわらず有益な御教示と懇篤な御校閲 を賜りました大学大学院工学研究科マテリアル科学専攻山本雅彦教授、大阪大学産業 科学研究所弘津禎彦教授に深く感謝し厚く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、大学大学院工学研究科マテリアル科学専攻 福田隆講師 には終始熱心な御指導ならびに御助言を賜り、厚く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり、多大な御協力ならびに有益なご助言を賜りました大阪大 学大学院工学研究科マテリアル科学専攻 寺井智之助手に深く感謝致します。

本研究における三端子容量法による歪測定ならびに磁場中光学顕微鏡観察には大阪 大学低温センター 竹内徹也助手に多大な御協力を賜りました。ここに厚く御礼申し上 げます。また磁場中 X 線回折実験において快く御協力頂きました慶応義塾大学理工学 部物理学科 田島圭介教授に深く感謝致します。

本研究を遂行するにあたり、多くご援助頂いた大阪大学大学院工学研究科マテリアル 科学専攻掛下研究室の皆様に深く感謝致します。また大阪大学博士前期課程の2年間 において、丁寧な御指導ならびに御助言を賜った大阪大学産業科学研究所石丸学助教 授、大久保忠勝助手(現物質材料研究機構) 佐藤和久助手、大阪大学産業科学研究所 電子顕微鏡室花田剛助手(現カールツァイス(株)) 石橋武技官、弘津研究室の皆様 に深く感謝致します。