

高密度磁気記録用再生ヘッドにおける  
固定層の磁化挙動に関する研究

平成18年度

西岡浩一

# 目 次

第1章 序 論	4
1.1 背景	5
1.2 磁気ディスク装置の概要	7
1.3 記録再生複合型磁気ヘッド	7
1.4 再生原理	8
1.5 センサ膜の層構造及び磁化構造	9
1.6 センサ膜の受ける負荷と温度特性	12
1.7 反強磁性体と強磁性体の交換結合	13
1.8 本研究の目的	18
参考文献	21
第2章 強磁性膜と反強磁性膜の交換結合モデル	40
2.1 はじめに	41
2.2 強磁性単結晶粒と反強磁性単結晶粒のモデル	41
2.3 強磁性単結晶粒と反強磁性多結晶粒のモデル	46
2.4 まとめ	51
参考文献	53
第3章 Co / CrMnPt 交換結合膜の研究	64
3.1 はじめに	65
3.2 実験方法	65
3.3 局所ブロッキング温度	66
3.4 結晶形態の評価	67
3.5 交換結合の温度特性	69
3.6 実験結果と計算結果	69
3.7 まとめ	71
参考文献	73

第4章	磁界及び熱負荷における交換結合の研究	88
4.1	はじめに	89
4.2	実験方法	89
4.3	解析方法	90
4.4	実験結果	92
4.5	逆磁界中保持の保持時間依存性の解析	93
4.6	まとめ	97
	参考文献	98
第5章	各種パラメータの役割と固定層の強化	113
5.1	はじめに	114
5.2	強磁界トランスファー曲線の評価方法	114
5.3	固定層磁化を決定するパラメータとエネルギー	114
5.4	強磁界トランスファー曲線の分類と出現条件	116
5.5	検討結果	120
5.6	まとめ	125
	参考文献	128
第6章	結論	151
	謝辞	156
	本研究に関する論文, 発表	159

# 第1章 序 論

# 第1章 序 論

本論文は、磁気ディスク装置のキーデバイスである磁気再生ヘッドのセンサー膜に用いられる反強磁性膜と交換結合した固定強磁性膜（固定層）に関して、磁気交換結合の温度特性のモデルを検討し、さらに各物理パラメータと磁化過程の関係を検討し、強固な固定強磁性膜を実現した結果をまとめたものである。

本章では、研究の背景と課題、および研究の目的について述べる。まず、磁気ディスク装置に用いられる磁気再生ヘッドの固定強磁性膜に求められる技術課題を明らかにする。そして、従来報告されている反強磁性膜と強磁性膜の交換結合の研究を示しながら、本論文の目的を明確化する。

## 1. 1 背 景

近年、情報化技術進展のスピードにはますます拍車がかかってきており、文字情報だけでなく、音声、画像情報がネットワークを通じて取り扱われるようになり、その量はインターネットや携帯端末の普及とともに爆発的に増加している。このような状況を支えているのが、ネットワークによる通信技術、多量の情報を高速処理するコンピューターの高性能化技術と、情報を記録し必要に応じてこれを取り出す情報記録技術の進展である。

情報記憶装置に要求される性能は、高速アクセス、大記録容量、小型、低価格、高信頼性、不揮発性、書き換え可能、等である。図 1-1 に、各種記憶装置の記録容量とアクセス時間とを示す。半導体記憶装置は、高速であるが記録容量が比較的小さいため、演算装置に近いキャッシュメモリーや主記憶装置として用いられる。これに対して大量の情報を取り扱うテラバイト（ $10^{12}$  Byte）クラスの大記録容量が必要な分野では、光ディスクや磁気テープなどの、アクセス時間を多少犠牲にした装置を用いることが多い。

それらの中間に位置するハードディスクを用いた磁気ディスク装置（ハードディスク装置）は、半導体記憶装置に比べて記録容量が1桁以上大きくて、かつビットコストが安く、さらに比較的アクセスが高速であることから、今日ではコンピューターの外部記憶装置の主流となっている。特に最近のダウンサイ

ジングによる部品点数の削減や競争の激化による低価格化によって、ハードディスク装置のコストパフォーマンスは大変高くなっている。その結果、ハードディスク装置はほぼ全てのPCに普及し、現在もPCの増加とともに出荷台数を着実に伸ばしている。図1-2にはハードディスク装置の市場予測を示す。ハードディスク装置は、これまでのようなコンピューターの外部記憶装置という役割だけに留まらず、ビデオレコーダー、オーディオ、カーナビゲーションに搭載され始めており、ビデオカメラや最近爆発的に普及してきた携帯端末への搭載の動きが活発化しており、情報家電向けの用途には急速な拡大が見込まれる。このような状況を背景にして、ハードディスク装置に対する小型化と大容量化の要求は、近年ますます高いものとなってきている。

磁気ディスク装置の小型大容量化を実現するには、磁気ディスク上に記録できる単位面積あたりの情報量、すなわち面記録密度を高める必要がある。図1-3に、近年の磁気ディスク装置の面記録密度の推移を示す。1993年頃までは、主に記録再生兼用の誘導型薄膜磁気ヘッド[1],[2]と低ノイズスパッタディスクの採用や改良により、1.3倍/年という面記録密度の増加が実現されてきた。それ以降は、高感度な磁気抵抗効果(MR: magnetoresistive)再生ヘッド[3]を持つ記録再生複合ヘッド[4]と、PRML(partial response maximum likelihood) [5]に代表される高度信号処理技術などの適用で、面記録密度の増加は1.6倍/年と急増した。1998年には、更に高感度な巨大磁気抵抗効果(GMR: giant magnetoresistive)再生ヘッド[6]が採用された。また低ノイズディスク、信号処理技術の更なる発展や、ヘッドロード/アンロード機構[7]の採用によって加速された低浮上技術などにより、2002年までは面記録密度の増加は2倍/年であった。2002年以降は、面記録密度の増加は1.2倍/年と増加の割合は小さくなっているが、面記録密度の上昇の傾向は依然として継続している。2002年以降の面記録密度の増加の割合が小さくなったのは、GMRに代表される著しい技術革新の効果が終息したために、記録密度の踊り場にあるためと考えられる。今後さらに、記録密度向上の牽引役となる技術は、トンネル磁気抵抗効果(TMR)技術[8]と垂直磁気記録技術[9]である。これらの技術により記録密度の上昇は加速化すると考えられる。

本研究の対象である磁気ヘッドセンサ膜は、以上のような磁気ディスク装置

の高記録密度化を実現してきた磁気再生ヘッドのキーテクノロジーとして、大変重要な役割を果たしている。

## 1. 2 磁気ディスク装置の概要

磁気ディスク装置の構成例を図 1-4 に示す。本装置は、ディスク回転軸に取り付けられた複数枚の磁気ディスクと、これらを高速回転させるモーターを持っている。磁気ディスクの両面には永久磁石膜が形成されており、情報の記録面となっている。本装置はまた、磁気ディスクの外側にヘッドの位置決め用回転軸とこれを駆動するボイスコイルモーターからなる、位置決め機構を持っている。位置決め用回転軸には複数個のアクセスアームが取り付けられており、各アクセスアームの先端には記録再生を行なう磁気ヘッドが取り付けられている。各ヘッドは、ディスクが高速で回転するときに生じる浮力と、アクセスアームの一部を構成するばねの押し付け力とのバランスによって、ディスク表面から百数十オングストロームの距離に保持される。

情報の記録は、入力された信号に基づいて形成された記録電流パターンを、記録ヘッドに通電し、先端から漏洩する記録磁界として記録媒体に印加することにより行なわれる。情報の再生は、再生ヘッドの出力信号を検知することで行なわれる。

ディスク上に高い密度で情報を記録し、それを誤りなく再生するには、信号を細かく書き分ける、すなわち高分解能に記録することのできる記録ヘッドと、微小な領域に書かれた情報から高い強度の信号を得る、すなわち高感度な再生ヘッドが不可欠である。そこで次に、記録再生複合型磁気ヘッドの構造、磁気記録原理、再生の原理、及びセンサ膜の内部構造を示し、要求課題を明らかにする。

## 1. 3 記録再生複合型磁気ヘッド

図 1-5 には記録再生複合型磁気ヘッドの斜視断面図を示す。磁気ヘッドは再生ヘッドと記録ヘッドが積層される構造からなる。再生ヘッドは、下部磁気シールドと上部磁気シールドとこれらに挟まれた再生素子から構成される。再生素子は媒体対抗面に露出したセンサ膜とその両脇に存在する一対の永久磁石膜

と一対の電極膜から構成される。センサ膜は、加わる磁界に応じて抵抗を変化させる。電極に電流を通しセンサ膜の抵抗の変化を検出する。

再生ヘッドの上には記録ヘッドが形成される。記録ヘッドは下部コアと上部コアで磁気回路を構成する。下部コアと上部コアは、後端部で接触しており（接触部は図示していない）、先端の媒体対抗面ではトラック幅に絞り込まれ磁気ギャップを形成する。コイルを上部コアと下部コアで形成する磁気回路に鎖交するように形成している。

図 1-6 に記録過程の概念図を示す。磁気ヘッドは磁気記録媒体上を百数十オングストロームの間隔で浮上している。コイルに記録電流を通電することによって生じる磁束が、コイルと鎖交する上部コアと下部コアで形成する磁気回路を周回する。このとき先端の磁気ギャップでは漏洩磁界が生じる。磁気ギャップでは上部磁気コアがトラック寸法に絞られているので漏洩磁界は大きなものとなる。この磁界によって磁気記録媒体に書き込みを行なう。

#### 1. 4 再生原理

図 1-7 には再生過程の原理を示す。2つの磁気シールドに挟まれたセンサ膜が記録媒体上を百数十オングストロームの間隔で通過する。センサ膜直下の磁気ディスクの磁化遷移からセンサ膜に磁束が注入される。磁束の向きに応じてセンサ膜の抵抗が増加、または減少する。センサ膜には電極（図示していない）から一定電流を流しているため、電圧の増加または減少が観測される。このようにして媒体に記録された情報を再生する。センサ膜を挟むように配置された磁気シールドの役割は、隣接する磁化遷移からの磁束を吸収し、センサ膜に入り込むのを防ぐことである。これによって、センサ直下の磁化遷移だけを正確に再生する役割を果たしている。

図 1-8 には磁気シールドに挟まれた再生素子を詳細に示す。センサ膜の両脇にセンサ膜と電氣的に接触して、下地膜/永久磁石膜/電極膜が形成される。下地膜は、その上に形成される永久磁石膜の面配向を制御し、高い保磁力を実現する。永久磁石膜はセンサ膜に静磁界をトラック幅方向に印加する。これによりセンサ膜の自由層を単磁区化させ、再生時の磁化過程でセンサ膜にバルクハウゼンノイズが生じることを抑止する。永久磁石膜上には電極膜が形成される。セン



サの抵抗を検知するために、電極膜はセンサ膜に電流を通じる働きがある。

### 1. 5 センサ膜の層構造及び磁化構造

センサ膜の内部の構造を図 1-9 に示す。反強磁性膜 AFM 上に強磁性膜 AP1 (Antiferromagnetically coupled Pinned layer 1)、AP1 上に反強磁性結合膜 AFC、AFC 上に強磁性膜(ピン止め固定層)AP2 (Antiferromagnetically coupled Pinned layer 2) が形成される。さらに、AP2 上にスペーサ、スペーサ上には強磁性膜 (自由層) Free が順次積層されている。Free 上には保護層 Cap が形成されている。これらのうち磁性材料は、AFM, AP1, AP2 及び Free であり、これらの磁化方向を図中に矢印等で示した。Free の磁化が AP2 の磁化に対して平行のときセンサの抵抗は最低となり、Free の磁化が AP2 の磁化に対して反平行のときセンサの抵抗は最大となる。磁気ディスク媒体信号磁界により Free の磁化方向は変化するために、これに応じてセンサの抵抗変化が生じる。

図 1-10 にはセンサの抵抗変化の原理を示す。+Y 方向のスピンの磁気モーメントを有する電子を+スピン電子とよび、-Y 方向のスピンの磁気モーメントを有する電子を-スピン電子とよぶとする。1) Free と AP2 の磁化が平行のとき、+スピン電子ではスピンに起因する電子散乱頻度が小さくなり、-スピン電子ではスピンに起因する電子散乱頻度は大きくなる。したがって+スピンの平均自由行程は長く、-スピンの平均自由行程は短くなる。このため、+スピン電子が電気伝導に主として寄与することになり、抵抗は低い状態となる。一方、2) Free と AP2 の磁化が反平行のとき、+スピン電子及び-スピン電子のスピンの起因する電子散乱頻度はともに大きくなる。したがって、+スピン電子と-スピン電子ともに平均自由行程が短くなるために、抵抗は高い状態になる。

図 1-9 において、AFM 内部では、原子の周期で磁気モーメントが互いに反平行を向いているので、AFM は自発磁化を持たない。また外部磁界に対して直接相互作用しない。AFM には隣接する AP1 を交換結合力により安定に固定することが求められる。したがって、AFM の磁気構造は、AP1 が磁化反転しても、変化しないことが望ましい。したがって、AFM を構成する各結晶は大きな結晶磁気異方性を有し磁気構造を容易に変化させないことが望ましい。結晶磁気異方性エネルギー一定数を  $E_k(\text{AFM})$  と表わす。AFM は多結晶でその結晶方位はランダ

ムである。

AFMとAP1の界面には交換相互作用が働き、磁氣的に結合している。AP1からみると、AFMから大きな一方向のバイアス磁界をMRハイト方向（Y方向）に受ける。AFMとAP1の交換結合エネルギー一定数を $E_0$ で表す。

AP1は強磁性であり、その磁気モーメントを $M(\text{AP1})$ で表す。また、図1-8に示したようにGMRセンサ膜にはトラック幅方向に圧縮応力が働くために、磁気弾性効果による応力誘起の一軸磁気異方性が生じる。通常AP1の磁歪定数は正に制御されているため、一軸磁気異方性の容易軸の向きは図1-11に示すようにMRハイト方向（Y方向）である。一軸磁気異方性エネルギー一定数を $E_k(\text{AP1})$ とする。

AP1上には反強磁性結合膜AFCが積層され、AFC上には強磁性膜AP2が積層される。AFCには、RKKY相互作用によりAP1とAP2の磁気モーメントを反平行に結合させる働きがある。AP1とAP2の交換結合エネルギー一定数を $E_1$ で表す。

AP2はAP1同様に強磁性であり、その磁気モーメントを $M(\text{AP2})$ で表す。また、AP1と同様に磁気弾性効果による応力誘起一軸磁気異方性が、図1-11に示すように、MRハイト方向（Y方向）に生じる。一軸磁気異方性エネルギー一定数を $E_k(\text{AP2})$ とする（図1-9）。

AP2に接して導電性のスペーサ膜が積層され、スペーサ膜上にFree層が積層されている。AP2とFree層との間には弱い層間結合が存在する。そのエネルギー一定数を $E_{\text{int}}$ と表す。

Free層は強磁性層であり、その磁気モーメントを $M(\text{Free})$ で表す。通常、Free層の磁歪定数は負に制御されており、トラック方向（X方向）に一軸磁気異方性が誘起される。さらに、隣接する永久磁石からの磁界がトラック方向（X方向）に印加される。Freeの磁化容易軸方向をトラック幅方向（X方向）にするのは、Y方向の信号磁界に応答してFreeの磁化が変化する際に、バルクハウゼンノイズとよばれる磁壁移動に起因する急激な出力変化を抑止するためである。永久磁石からの磁界は一方向性であるが、MRハイト方向の磁化過程には、近似的に一方向性も一軸性も同じに見ることができる。Freeのトラック方向の一軸磁気異方性エネルギー一定数を $E_k(\text{Free})$ で表す（図1-9および図1-11）。

Free の磁気モーメントの向きは媒体からの信号磁界によって変化する。一方、AP2 の磁気モーメントは強く固定されているので媒体信号磁界に影響されない。したがって、媒体信号磁界は AP2 と Free の磁気モーメントの相対角度を変化させる。これによって伝導電子の散乱状態が変化するために、センサの抵抗に変化が現れる。

図 1-11 には各異方性の磁化容易軸方位をまとめて示す。以上の説明から分かるように固定層の磁気的な挙動を決定するパラメータは、AFM と AP1 の交換結合エネルギー定数  $E_0$ 、AP1 と AP2 を反平行結合させるエネルギー定数  $E_1$ 、AP1 の磁気モーメント  $M(\text{AP1})$ 、AP2 の磁気モーメント  $M(\text{AP2})$ 、AFM の結晶磁気異方性定数  $E_k(\text{AFM})$ 、AP1 の一軸異方性定数  $E_k(\text{AP1})$ 、AP2 の一軸異方性定数  $E_k(\text{AP2})$  である。

図 1-12 にはヘッドの MR ハイト (Y) 方向に強磁界を印加して素子の抵抗出力変化を測定した曲線 (強磁界トランスファー曲線とよぶ) の理想的な場合を示す。最大磁界は 15 kOe である。各ポイントでの AP1, AP2 および Free の磁気モーメントの方向を図中に示している。

磁界+15kOe では AP1, AP2, Free とともに磁化は飽和して+Y方向に平行である (状態 A)。状態 A では、Free と AP2 は平行であるので抵抗は最小である。磁界を小さくしていくと、AP1 と AP2 間には強い反平行結合が存在するために AP1 と AP2 の磁化は平行から反平行へと変化する。AP1 は AFM によって+Y方向に交換結合しているため、AP2 の磁化が -Y 方向に向く状態となる (状態 C)。状態 C では Free と AP2 の磁化は反平行となるために、抵抗は最大となる。状態 A から状態 C へ変化の途中の過程を状態 B で表す。AP1 と AP2 の反平行結合の飽和磁界が 14kOe であるため、AP2 磁化は、磁界+14 kOe から磁界ゼロの範囲で、+Y から-Y 方向へゆっくりと変化する。

磁界が正からゼロを横切って負になる過程で Free の磁化が+Y から -Y 方向に変化する (状態 C から状態 D への変化)。状態 D では Free と AP2 の磁化は平行となるために、抵抗は最小となる。Free の異方性磁界は 10~20 Oe と小さいために、この Free の磁化反転は磁界ゼロ近傍で急峻におこる。

磁界を -Y 方向に大きくしていくと、AP1 の磁化が+Y 方向から -Y 方向へと変化する。AP1 は AFM から+Y 方向に交換結合磁界をうけ、また AP2 の磁化

方位と反対方向に結合磁界をうけている。後者の結合の飽和磁界が 14kOe と大きく、かつ前者の結合磁界 (1kOe) が+Y 方向に働くために、AP1 の磁化反転は-7~-12kOe の磁界の絶対値の大きいところで生じる (状態 E)。この過程で AP2 の磁化も-Y 方向から若干変移するために、状態 E のところで抵抗に小さなピークが生じる。

磁界が-15kOe と絶対値が大きくなると AP1、AP2 および Free の磁化はともに-Y 方向となるので抵抗は最小となる。

磁界を -15kOe から+15kOe へと変化する過程の詳細は省略するが、上述の磁界を+15kOe から -15kOe へと変化する過程の反対にたどる現象が起こる。

図 1-13 には、記録密度 100Gb/in<sup>2</sup>(170Mb/mm<sup>2</sup>)級の試作ヘッドの強磁界トランスファー曲線のいくつかの例を示す。AFMには反強磁性材料PtMn合金を用いている。図中の (3) (4) (6)の曲線の形は図 1-12 に示した理想的な曲線の形とは大きく異なる形をしている。特に正負の磁界の絶対値が大きい領域での挙動が図 1-12 と異なっていることから、固定層が異常な挙動をしていると考えられる。

このようなトランスファー曲線の形を決定づけるのは、図 1-9 に述べた各種のパラメータである。本研究のひとつの目的は、これらのパラメータがどのような役割を果たすかを見だし、強固な固定層を実現することである。

## 1. 6 センサ膜の受ける負荷と温度特性

図 1-14 には、製造工程およびHDD内部の実使用時に、センサ膜が受ける可能性のある負荷を示している。まず、センサ膜の作製工程においてはシート状膜がイオンミリングによって微小形状にパターンニングされる。その際にイオン衝撃を受ける。その後、形成される記録ヘッドのウエハプロセスには、高温でフォトレジストをベークするプロセスがある。この際にセンサ膜は約 250°Cの高温にさらされる。その後、ウエハはバーとよばれる小単位のブロックに切断され、媒体対抗面から、機械研磨される。この際、機械的な衝撃を受ける。また、HDDに搭載された後も、媒体との接触やヘッドの緊急退避動作が行われることによって、機械的衝撃が加わる。また、これらのプロセス中には静電氣的な衝撃が加わることもある。さらに、媒体からの磁界も加わる。これらの様々な

プロセス中の負荷に十分に耐えられるセンサ膜を実現する必要がある。

とりわけ、熱的な負荷はセンサ膜の AFM と AP1 の結合に対して大きな損傷を与える可能性が高い。たとえば、Free の一軸磁気異方性をトラック方向に設定するために 250°C でトラック方向 (図 1-8 の X 方向) に磁界を加える。この際に AFM と AP1 の結合磁界が消失しているとトレーニング効果により AFM と AP1 の交換結合の方位が MR ハイト方向 (Y 方向) から大きく傾くことがある。250°C という高い温度は、反強磁性体と強磁性体の結合磁界が消失する温度に近い場合があるから、反強磁性膜 (AFM) に求められるのは、ウエハの高温ベークで強磁性膜 (AP1) との交換結合が乱されないことである。したがって、交換結合の温度特性が非常に重要である。

また、ドライブの内部では最高では 70°C 程度の環境に長時間さらされる。したがって、交換結合の時効のメカニズムの解明と信頼性の確保が重要な課題である。

本研究のもうひとつの目的は、センサ膜に用いる反強磁性膜と強磁性膜の交換結合の温度特性がどのようなメカニズムに支配されるかを明らかにすることである。さらに、その時間変化のメカニズムを明らかにし、長時間の使用に耐える信頼性を得る方法を提示することである。以下、反強磁性体と強磁性体の交換結合の従来報告されている研究に基づいて説明する。

## 1. 7. 反強磁性体と強磁性体の交換結合

前節で、反強磁性と強磁性膜の交換結合の温度特性が実際の素子を作成する上で重要であり、時間変化が信頼性上重要であることを述べた。したがって温度特性を決定するメカニズムが重要である。本節では、反強磁性体と強磁性体の交換結合について、従来報告されているものをレビューし、本研究の課題を明らかにする。

### 1) 交換結合現象の発見と強固な磁気異方性をもつ反強磁性体モデル

強磁性体と反強磁性体の交換結合現象の発見は 1956 年に、Meiklejohn と Bean によって、表面酸化したコバルト粒子(100–1000 Å)のヒステリシス曲線の磁界シフトとして初めて観測された[10、11]。すなわち、表面酸化したコバル

ト粒子を 10 kOe の磁界中で 77 K まで冷却したヒステリシス曲線は、原点から負磁界側にシフトしている。彼らは、このコバルト粒子のヒステリシス曲線のシフトは、反強磁性である酸化コバルトとコバルトとの交換結合によって誘起される一方向性の磁気異方性によって誘起されると説明した。

彼らのモデルを図 1-15 に示す。反強磁性体は外部磁界と直接的に相互作用しないので、その内部の磁気構造は、磁界を印加しても変化しないと考えた。図には左方向に磁界を印加したときの、各層の磁気モーメントを表している。反強磁性体の磁気モーメントは磁界に対して反応しないが、強磁性体の磁気モーメントのみが一斉回転により傾いている。反強磁性体の磁気構造が変化しないために、反強磁性体から強磁性体に常に一定の交換結合磁界  $H_p$  が加わると考えた。その結果、図の M-H 曲線は模式図のように、ヒステリシス曲線に  $H_p$  のシフトを生じる。

彼らはヒステリシス曲線のシフト量の温度変化を観測した。シフト量は温度とともに単調に減少しているが、温度変化のし方は上に凸形になる。300K でシフトは消失しており、この温度は酸化コバルトのネール温度と一致している。したがって、ヒステリシス曲線のシフトは酸化コバルトの反強磁性との交換結合に起因しており、酸化コバルトの反強磁性の消失とともにシフトも消失する。以後、ヒステリシス曲線のシフト量を結合磁界とよび  $H_p$  で表すこととする。

Meiklejohn と Bean のモデルは、結果として、反強磁性体内部の磁気異方性は非常に強固で強磁性体の磁化が変化しても、反強磁性体の副格子磁化が反転することはないと考えている。反強磁性体の副格子磁化の大きさのみが温度変化することのみを考慮している。したがって、結合磁界が消失する温度は、必ずネール温度になる。しかし、ネール温度近傍でも反強磁性の副格子磁化が反転を示さないことに疑問が残る。なぜなら、ネール温度近傍では、反強磁性体の磁気異方性の大きさも低下するはずであり、強磁性体が磁化反転すると、交換結合によって反強磁性体の副格子磁化も磁化反転をする可能性があるからである。

このモデルに立脚すると、強磁性体と反強磁性体の  $H_p$  は界面の両サイドの磁気モーメント  $\langle M_F \rangle$ 、 $\langle M_{AF} \rangle$  と界面の交換結合定数  $J_i$  に比例する。

$$H_p \propto J_i \langle M_F \rangle \langle M_{AF} \rangle \quad (1.1)$$

1980年代は、磁気ヘッドへの応用の目的からIBMのグループによってパーマロイとFeMnの積層膜の交換結合の研究が盛んに行なわれた[12, 13, 14]。

C. Tsangらはパーマロイ上にFeMnを形成した交換結合膜の結合磁界の温度依存性を測定し、結合磁界 $H_p$ は温度とともに直線的に減少し、150°C付近で消失することを観測した。一方、Cu下地上にFeMn/パーマロイを積層した交換結合膜では、結合磁界の温度変化は上に凸で、よりブリュアン関数的になっていることも観測した。以下、これらの温度特性の違いについての彼らの考察を紹介する。

(1.1)式の表現から結合磁界の温度変化は $M_F(T)$ と $M_{AF}(T)$ によって決定される。

C. Tsangらは、パーマロイとFeMnの積層系では強磁性体のキュリー点は600°Cであり反強磁性体FeMnのネール温度は220°Cと低いために、結合磁界の温度変化は主としてFeMnの副格子の磁気モーメント $M_{AF}(T)$ によって支配されると考え、 $H_p$ をつぎのように表した。

$$H_p \propto J_1 \langle M_{AF} \rangle \quad (1.2)$$

FeMnの副格子磁気モーメントの温度変化は遠藤らによって求められており[15]、それによると $M_{AF}(T)$ は顕著にブリュアン関数的である。即ち、低温度側でゆっくりと変化し、ネール温度付近で急激な変化を示す。したがって、結合磁界 $H_p$ の温度変化もブリュアン関数的になるはずである。Cu/FeMn/パーマロイ系では、ブリュアン関数に近い変化を示す。しかし、パーマロイ上にFeMnを積層した系では直線的な温度変化となり、この理論では説明できない。

このような直線的な温度変化を説明するために、C. Tsangらはネール温度が分布する可能性があることを指摘した。界面においてNiがFeMn側に拡散すると、よりネール温度の低いNiFeMn反強磁性体が形成される。Niの拡散量はFeMnの内部で一様でないので、反強磁性膜のネール温度はブロードな分布を持つようになる。それぞれのネール温度を有する反強磁性体の結合磁界の温度変化はブリュアン関数的な振る舞いをするが、ネール温度が異なる反強磁性体が交換結合に寄与する結果、結合磁界は直線的な温度変化を示す。また、NiFe上にFeMnを積層した場合より、Cu上にFeMnを形成した上にパーマロイを積層した系のほうがブリュアン関数的な温度変化を示す理由は、下地膜が厚いと、結晶粒径が大きく欠陥が少ないために、FeMnへのNiの拡散量が少なり、

その結果反強磁性膜のネール温度の分布幅が狭くなるからである。

また、Tsangらは結合磁界の大きさの妥当性の議論を行なっている。FeMn/NiFe系で得られる結合磁界は 400 Å のパーマロイで 50 Oe である。したがって界面の結合エネルギー  $E_u$  は

$$\begin{aligned} E_u &= 400 \times 10^{-8} \text{ (cm)} \times 1 \text{ (cm}^2\text{)} \times 780 \text{ (emu/cm}^3\text{)} \times 50 \text{ (Oe)} \\ &\doteq 0.16 \text{ erg/cm}^2 \end{aligned}$$

となる。大まかに単位面積 ( $\text{cm}^2$ ) あたり  $2 \times 10^{15}$  個の原子が存在するので、界面での原子対間の交換結合エネルギーを次のように見積もっている。

$$\begin{aligned} \varepsilon_U &= 0.16 \text{ (erg/cm}^2\text{)} \div 2 \times 10^{15} \text{ (cm}^{-2}\text{)} \\ &\doteq 10^{-16} \text{ erg} \end{aligned}$$

この  $\varepsilon_U$  の値を強磁性体パーマロイの内部の交換結合エネルギー  $5 \times 10^{-14}$  erg [16] と比較すると、少なくとも  $10^{-2}$  のオーダー小さいことになる。

このように反強磁性体と強磁性体の結合エネルギーが強磁性体内部の結合エネルギーより 2 桁ほど小さい理由について、1987 年に Mauri らは 2 つの可能性を提唱した [17]。その 2 つの可能性を図 1-16 と図 1-17 に示す。十分に厚い反強磁性体に、膜厚  $t$  の強磁性膜が隣接しており、反強磁性体と強磁性膜の界面の原子間距離を  $\xi$  とする。図の反強磁性体内部のスピンは界面を含む副格子のスピンのみを表している。

1 つの可能性は図 1-16 に示すように、従来の Meiklejohn らのモデルと同じである。反強磁性体内部及び強磁性体のスピン間の交換結合定数は非常に大きい、強磁性体と反強磁性体の界面交換結合定数はこれらに比べて小さい場合である。反強磁性体は磁気異方性も強固であることから、内部の磁気構造は非常に強固であり、副格子スピンは界面近傍、内部ともに Z 方向に平行であり変化しない。強磁性膜内部のスピンは互いに平行であり変化は一斉磁化回転をする。したがって、界面にのみスピンのねじれが生じる。

もうひとつの可能性は図 1.17 に示すように、強磁性体と反強磁性体の界面の交換定数が反強磁性体内部の交換定数よりも大きい場合である。この場合、強磁性体と反強磁性体界面のスピンのねじれは小さく、反強磁性体内部に磁壁が生じる。この場合、 $H_p$  は次の式で与えられる [17]。

$$H_p = -2 (A_{AF} K_{AF})^{0.5} / (M_F t) \quad (1.3)$$



ここで、 $A_{AF}$ は反強磁性体内部の交換定数、 $K_{AF}$ は反強磁性体の異方性定数、 $M_F$ は強磁性体の磁化、 $t$ は強磁性体の膜厚である。彼らは、独自の手法により反強磁性体の異方性定数を  $K \doteq 1.3 \times 10^5 \text{ erg/cm}^2$  と見積もっており [19],  $A_{AF} = 3 \times 10^7 \text{ erg/cm}$  及びパーマロイの  $M_s$  を  $780 \text{ emu/cm}^3$  とすると、例えば、 $400 \text{ \AA}$  のパーマロイ膜での  $H_p$  は、 $126 \text{ Oe}$  と見積もることが出来る。実験で得られている  $H_p$  は  $50 \text{ Oe}$  であるので、見積り値は実測の 2.5 倍と大きい値となる。しかし、彼らは反強磁性内部に磁壁を導入することにより、実測値と理論値の差は小さくなっていると指摘している。

Mauri が提唱したような磁壁が反強磁性体の内部に侵入する場合、反強磁性体内部の副格子磁化が変化するので、反強磁性体の磁気状態が変化することを取り込んだ取り扱いが必要になる。次に反強磁性体の磁化反転を考慮した交換結合モデルについて次に述べる。

## 2) 熱揺らぎのモデル

1960 年代には、パーマロイ薄膜の磁性研究がさかんに行なわれた。そのなかで、 $800 \text{ \AA}$  程度のパーマロイ薄膜のヒステリシス曲線が低温で異常な磁性を示すことが発見され、その起源がパーマロイ表面の反強磁性酸化物とパーマロイの交換結合にあることが Hagedorn によって示された [20]。彼らは  $800 \text{ \AA}$  のパーマロイ膜を  $120^\circ\text{C}$ , 7 時間酸素雰囲気中で暴露した後に、ヒステリシス曲線を  $4.2 \text{ K}$  から  $300 \text{ K}$  まで測定し、シフト量  $H_p$  と保磁力  $H_c$  の温度変化を測定した。シフト量  $H_p$  は  $4.2 \text{ K}$  の  $9 \text{ Oe}$  から直線的に減少して  $35 \text{ K}$  でゼロになる。一方、保磁力は温度とともに増加し  $30 \text{ K}$  付近で最大値 ( $4.5 \text{ Oe}$ ) をとった後減少する。ヒステリシス曲線がシフトする現象は、ニッケル薄膜やコバルト薄膜においても Schlenker によって見出されている [21]。これらの系では、ヒステリシス曲線がシフトする現象とともに保磁力にも変化が観測されているが、Meiklejohn と Bean のモデルでは保磁力は変化しない。

1971 年に、Fulcommer と Charap は、表面酸化したパーマロイ薄膜の結合磁界と保磁力の温度依存性と測定周波数依存性について研究した。その結果、反強磁性体の磁気余効 (Magnetic aftereffect) を考慮することによって現象がよく説明できることを示した [22, 23, 24]。  $2000 \text{ \AA}$  のパーマロイ薄膜を  $250^\circ\text{C}$  で 6 時

間酸素雰囲気中で保持した後、 $\text{SiO}_2$ で表面を保護し、パーマロイが十分飽和する磁界中で5Kまで冷却した試料について、結合磁界と保磁力の温度変化を異なる磁界周波数で測定した。結合磁界は温度とともに低下し、35K付近で消失する。保磁力も35K付近でピークを示す。また、結合磁界の磁界周波数依存性が認められ、周波数が高いほど結合磁界は増大し保磁力は減少し、保磁力のピークがはっきりしてくることが見出された。彼らは、結合磁界と保磁力が観測時間によって変化するこの現象を、反強磁性体界面の磁化の再配列に起因すると考えた。粒径が80Å以下の酸化物NiO粒子は本質的に磁氣的熱揺らぎを示すことが既に報告されており[25]、彼らはパーマロイ表面の酸化物も同様に熱揺らぎを示すと考え、ブロッキング温度 $T_b$ という概念を導入した。すなわち、熱緩和時間 $\tau = \nu_0^{-1} \exp(K_{AF} V_{AF}/kT)$ が観測時間と等しくなる温度がブロッキング温度 $T_b$ であり、ブロッキング温度 $T_b$ 以下では熱揺らぎによる反強磁性体の副格子磁化の変化が消失する。ここで、 $K_{AF}$ は反強磁性体の磁気異方性定数であり、 $V_{AF}$ は反強磁性粒子の体積である。このような粒子の熱平衡はWest[26]によって、また、熱揺らぎはBrown[27]とAharoni[28]によって取り扱われている。

以上のように、交換結合の温度変化を説明するモデルには2つある。ひとつは、反強磁性の磁気構造変化にその磁気モーメントの大きさの変化のみを考慮し、磁化反転を考慮しないモデルである。もうひとつは、反強磁性体に一斉磁化反転を考慮した熱揺らぎのモデルである。

本研究のひとつの目的は、磁気再生ヘッドで用いる反強磁性膜と強磁性膜の交換結合の温度変化及び時間変化のメカニズムを明らかにすることである。反強磁性体の副格子の磁化過程が一斉回転によるものか、非一斉回転によるものかを含めて明らかにすることである。さらに、交換結合の長時間変化を見積もり、長期の劣化を改善する方法を提示することである。

## 1.8 本研究の目的

これまで述べてきた、再生ヘッドの交換結合を利用した固定層に対する技術的課題をまとめると、以下のようになる。

- (1) 再生ヘッドの固定層に利用する交換結合の温度特性およびその時間変化

のメカニズムを明らかにし、長時間の使用に耐える信頼性を得る方法を提示することである。

- (2) ヘッド作成プロセス及び実使用状況下におけるさまざまな負荷に対して十分に耐えるために、固定層を特徴づける各種パラメータをどのような関係にすることが必要かを見いだし、強固な固定層を実現し、 $170\text{Mbit}/\text{mm}^2(100\text{Gb}/\text{in}^2)$ 級の磁気ヘッドを実現することである。さらに今後の高密度化のための指針を得ることである。

今後の高密度化の進展に伴い、センサ膜は一層微細化が進むことから、単位体積あたりの負荷（衝撃）のエネルギーは増大するので、強固な固定層を実現すること、及びその指針を得ることは非常に重要である。現在用いられているGMRヘッドに限らず、TMRヘッド、さらに将来のCPP-GMRヘッドにおいても交換結合を用いた固定層を用いる限りにおいて、この課題は重要である。

この課題は、磁気ディスクの範囲を超えて、同様に交換結合による固定層を有する磁気メモリーであるMRAMにおいても重要である。

本論文は、これらの課題についての検討結果をまとめ、強固な固定層を実現し、さらなる高密度化のための指針を明らかにしたものである。

第1章では、磁気記録装置、記録再生ヘッド、及びセンサ膜の構造の概要、反強磁性体と強磁性体の交換結合に関する従来の研究経過を示し、これをもとに本研究の課題と目的とを述べる。

第2章では、強磁性粒及び反強磁性粒の磁化過程に一斉回転を仮定し反強磁性体の副格子磁化の熱揺らぎを取り入れる Fulcomer らのモデルに、反強磁性結晶粒径に実測の粒径分布をとり入れるモデルを提案する。

第3章では、実用材料のひとつとして Co/CrMnPt 系の交換結合の温度特性を検討する。局所ブロッキング温度を定義し、局所ブロッキング温度の分布、局所ブロッキング温度の分布と反強磁性膜厚について説明し、交換結合の温度特性のメカニズムを明らかにする。

第4章では、Co/CrMnPt 系において、外部磁界および熱的な負荷下での交換結合の時間変化を検討し、反強磁性粒の磁化反転の活性化エネルギー分布を算

出する。活性化エネルギー分布の温度変化から、反強磁性粒の磁化過程について考察する。さらに、結合磁界の長期的な変化を見積もり、信頼性改善のための提案を行なう。

第5章では、センサの微細化に伴って、固定層を強化する手法を、ヘッドの強磁界トランスファー曲線を評価手法として検討し、固定層を特徴づける各種パラメータをどのような関係にすることが必要かを議論する。これは、強固な固定層を  $170\text{Mbit/mm}^2(100\text{Gb/in}^2)$  級で実現し、今後の高密度化のための指針を得るために重要である。

第6章では、本研究で得られた結論をまとめる。

参考文献

- [1] D. P. Gregg, *U.S. Patent*, No. 3344237 (1967)
- [2] J. P. Lazari and I. Melnik, *IEEE Trans. Magn.*, 7, 146 (1971)
- [3] R. Hunt, *IEEE Trans. Magn.*, 7, 150 (1971)
- [4] C. Tsang, M. Chen, T. Yogi, and K. Ju, *IEEE Trans. Magn.*, 26, 1689 (1990)
- [5] H. Kobayashi and D. T. Tsang, *IBM J. Res. Develop.*, 14, 368 (1970)
- [6] C. Tsang, R. E. Fontana, T. Lin, D. E. Heim, V. S. Speriosu, B. A. Gurney, and M. L. William, *IEEE Trans. Magn.*, 30, 3801 (1994)
- [7] T. R. Albrecht and F. Sai, *IEEE Trans. Magn.*, 35, 857 (1999)
- [8] S. Iwasaki and K. Takemura, *IEEE Trans. Magn.*, 11, 1173 (1975)
- [9] K. Ishihara, M. Nakada, E. Fukami, K. Nagahara, H. Honjo, K. Ohashi, *IEEE Transactions on Magnetism*, 37, 1687 (2001)
- [10] W. H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.*, 102, 5, 1413 (1956)
- [11] W. H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.*, 105, 3, 904 (1957)
- [12] R. Hempstead et al., *IEEE Trans. on Mag.*, 14, No.5, 521(1978)
- [13] C. Tsang, N. Heiman, and Kenneth Lee, *J. Appl. Phys.*, 52(3), 2471(1981)
- [14] C. Tsang and Kenneth Lee, *J. Appl. Phys.*, 53, 2605 (1982)
- [15] Y. Endoh *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan*, 30, 1614 (1971)
- [16] A. Men'shikov *et al.*, *Sov. Phys.*, JETP, 44, 341 (1976)
- [17] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.*, 62, 3047 (1987)
- [18] H. Zijlstra, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-15, 1246 (1979)
- [19] D. Mauri, E. Kay, D. Scholl, and K. Howard, *J. Appl. Phys.*, 62 (7), 2929 (1987)
- [20] F. B. Hagedorn, *J. Appl. Phys.*, 38, 3641 (1967)
- [21] C. Sclenker, *Phys. Status Solidi.*, 28, 507 (1968)
- [22] S. H. Charap and E. Fulcomer, *J. Appl. Phys.*, 42, 1426 (1971)

- [23] E. Fulcomer and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.*, 43, 4184(1972)
- [24] E. Fulcomer and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.*, 43, 4190(1972)
- [25] J. Cohen, K. M. Creer, R. Pauthenet and K. Srivastava, *J. Phys. Soc. Japan*, 17, Supp. B-I, 685 (1962)
- [26] F. G. West, *J. Appl. Phys.*, 32, 249S (1961)
- [27] W. F. Brown Jr., *Phys. Rev.*, 130, 1677 (1963)
- [28] A. Aharoni, *Phys. Rev.*, 177, 793 (1969)
- [29] *International Disk Forum* , June 8-9, 109 (2006)

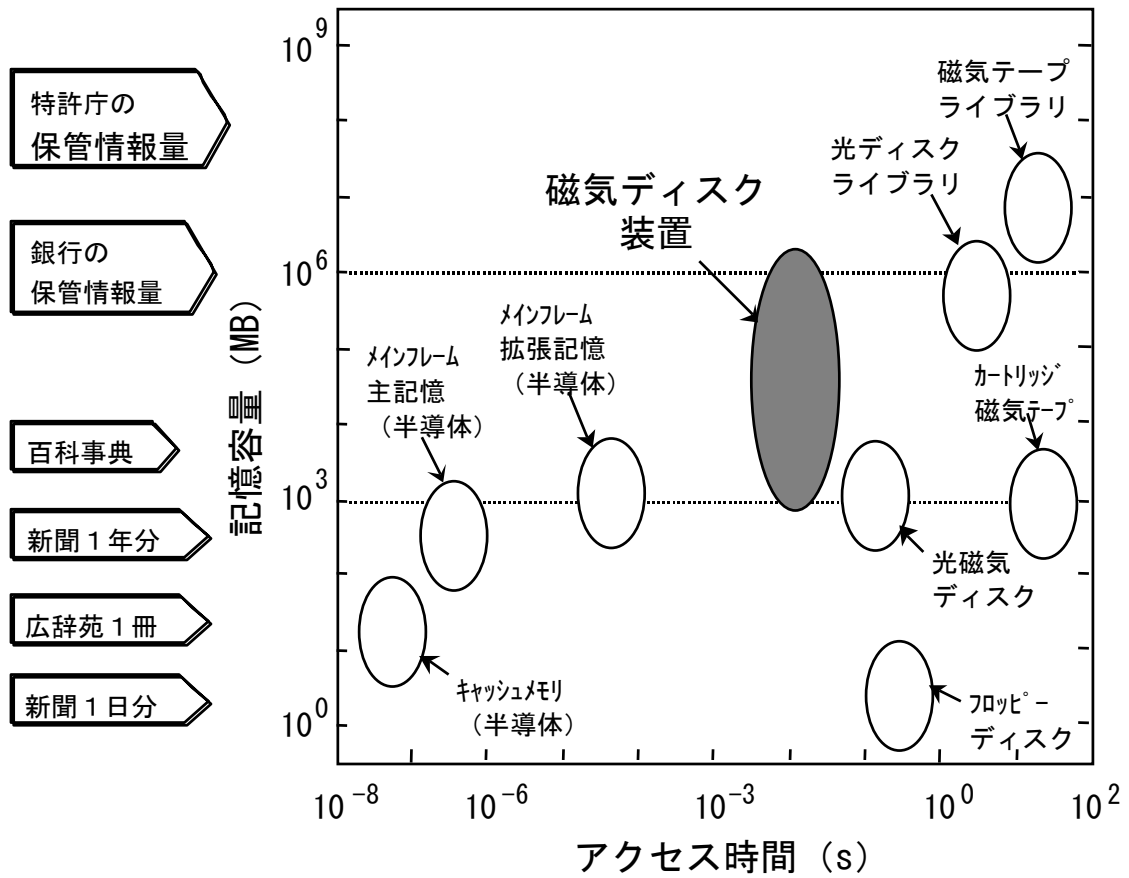


図1-1 各種記憶装置の記憶容量とアクセス時間

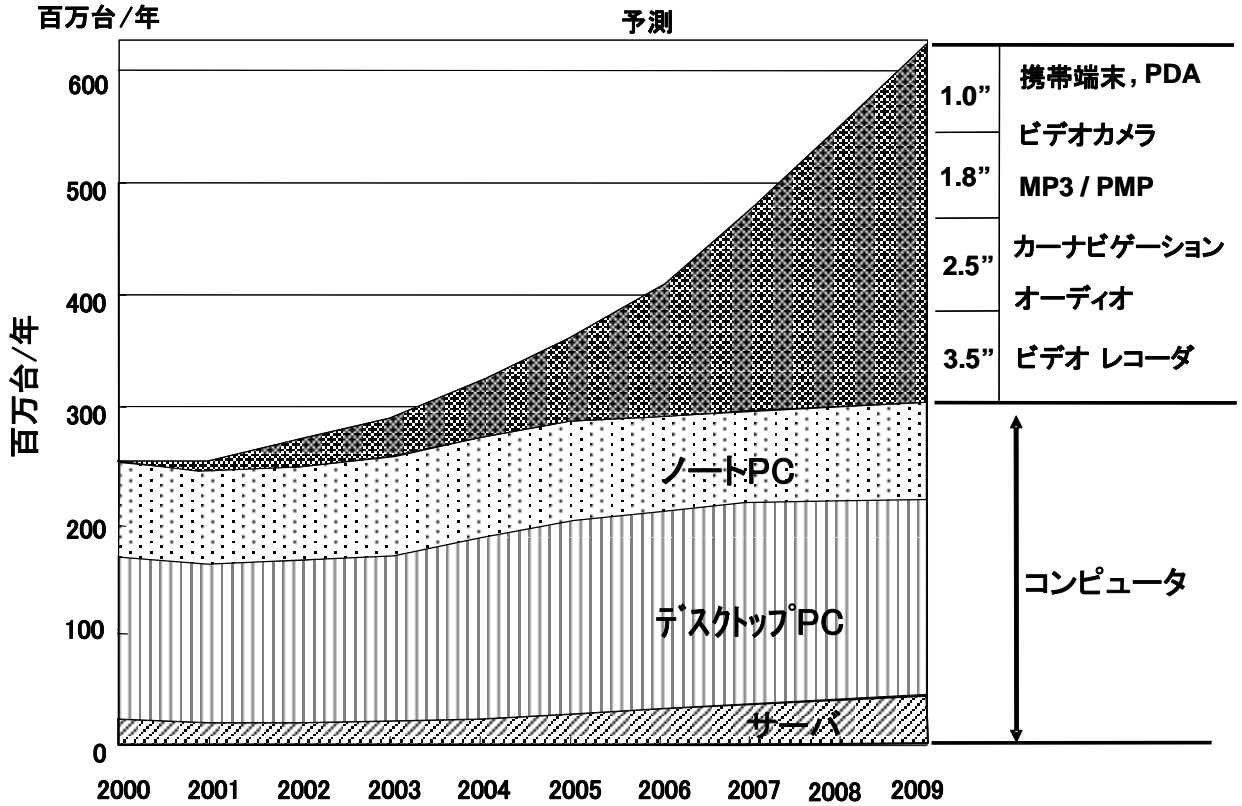


図1-2 ハードディスク装置の市場予測 [29]



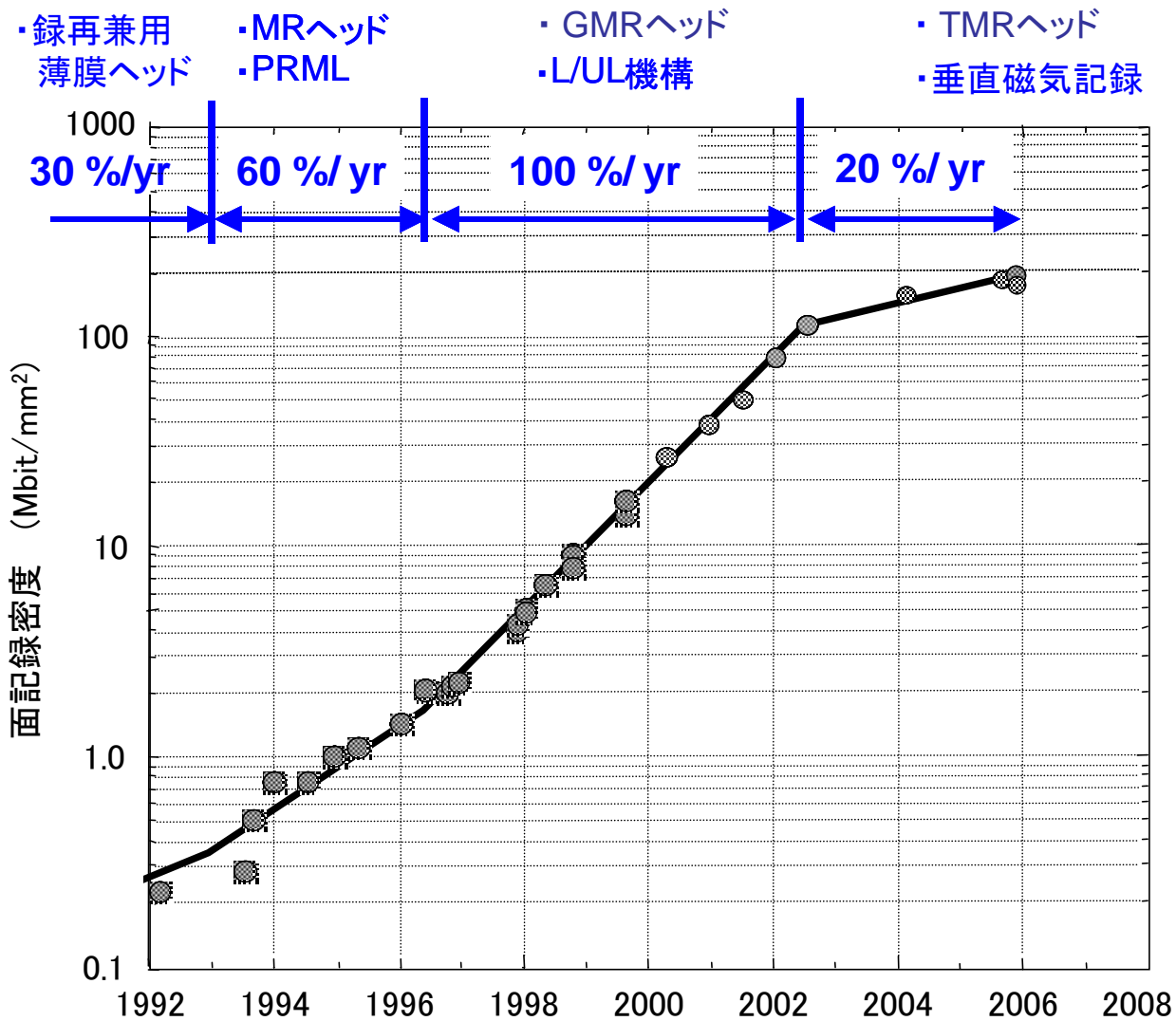


図1-3 磁気ディスク装置の面記録密度の推移

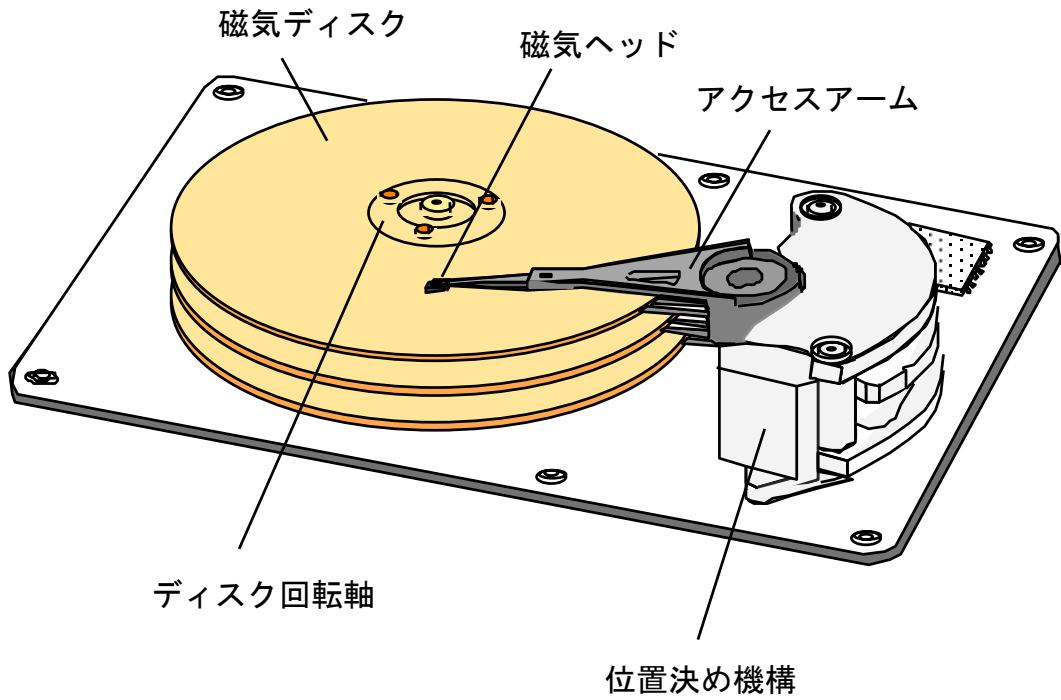


図1-4 磁気ディスク装置の概略構成

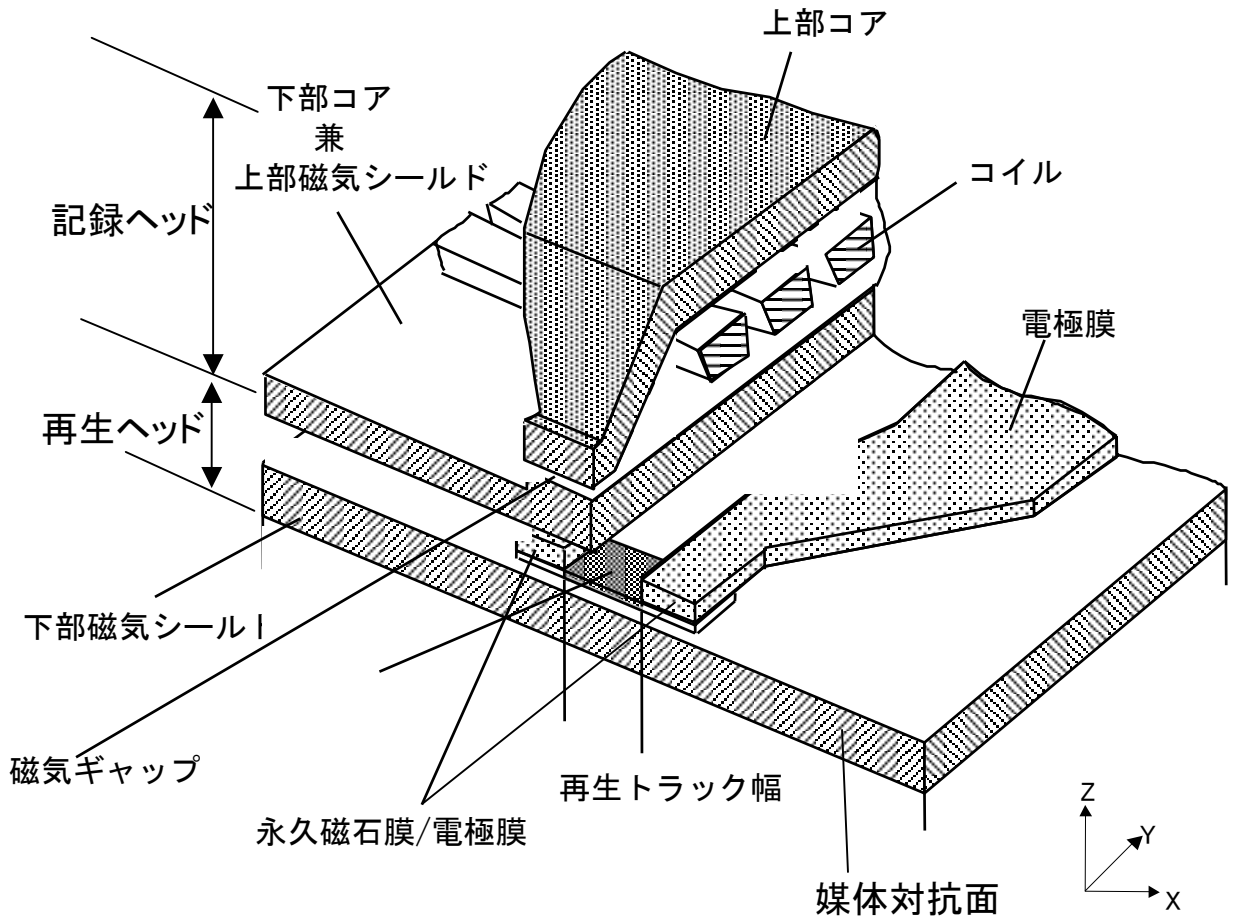


図1-5 記録再生複合型磁気ヘッドの斜視断面図

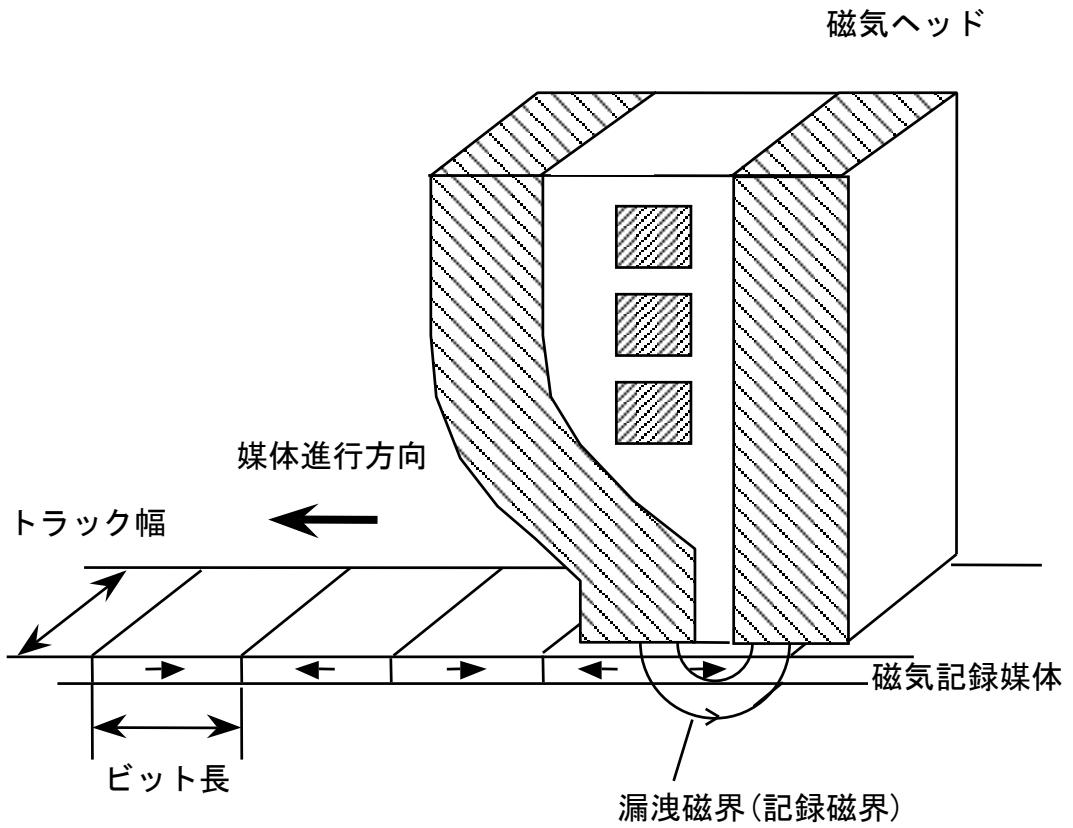


図1-6 記録ヘッドと磁気ディスクとの関係  
(記録動作概念図)

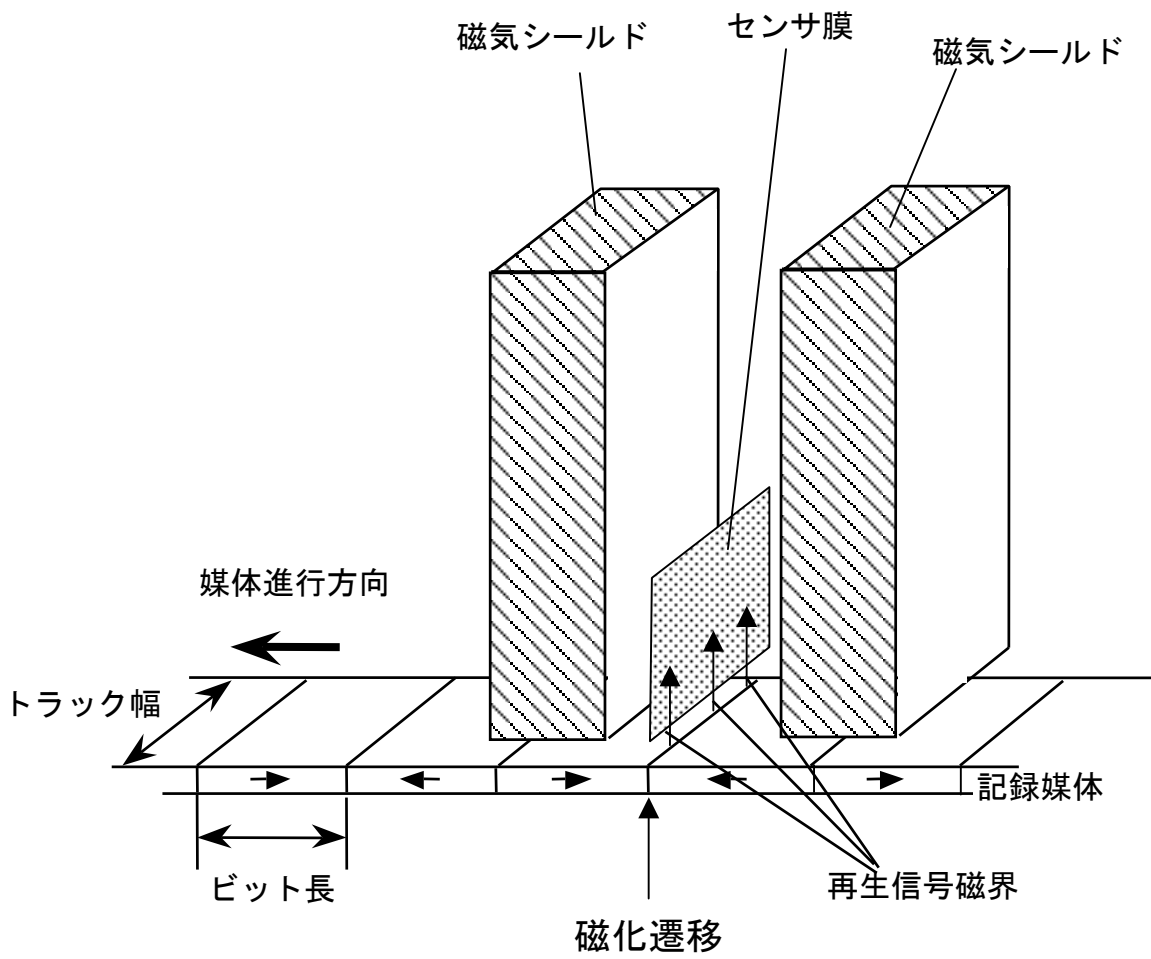


図1-7 再生ヘッドと磁気ディスクとの関係  
(再生動作概念図)

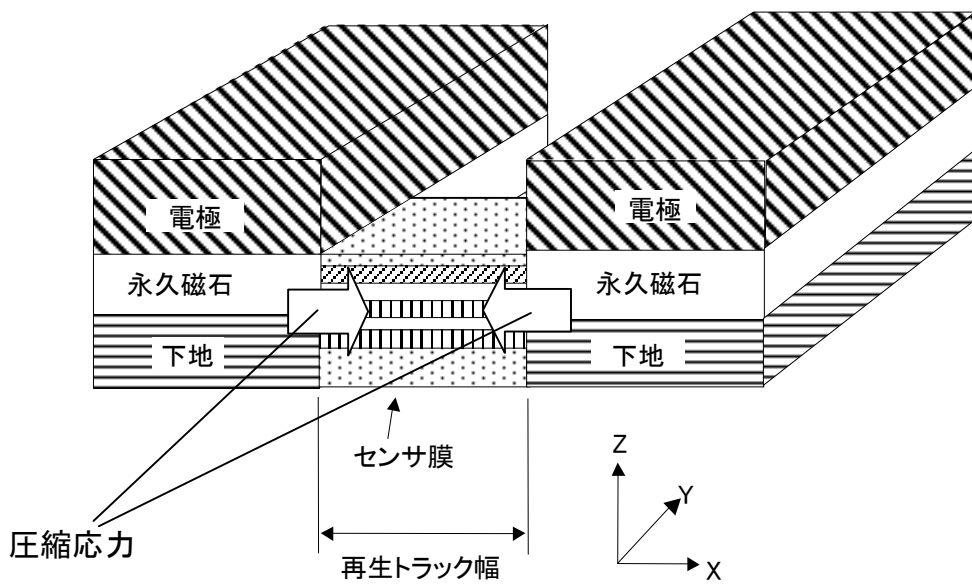


図1-8 再生素子の斜視図

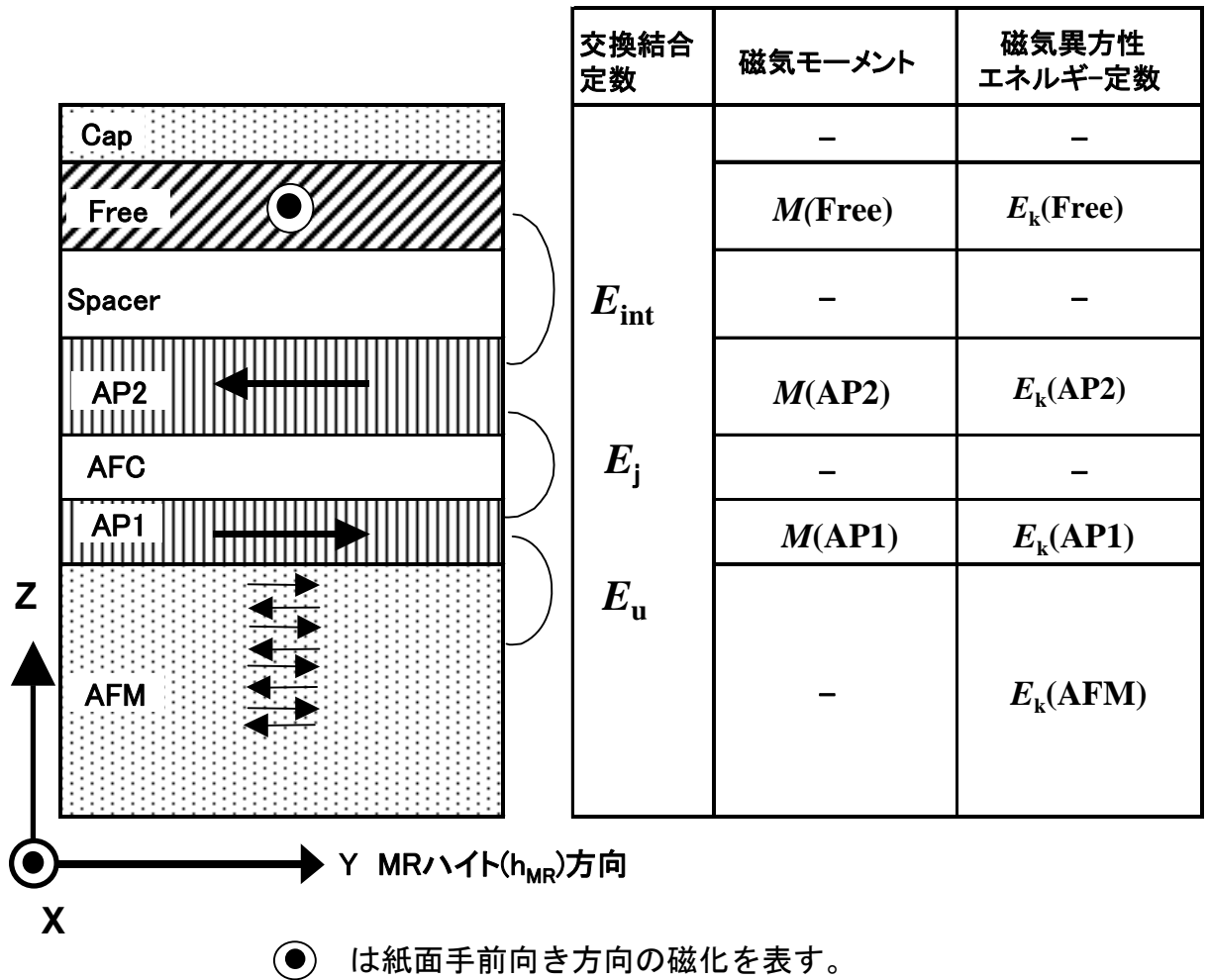
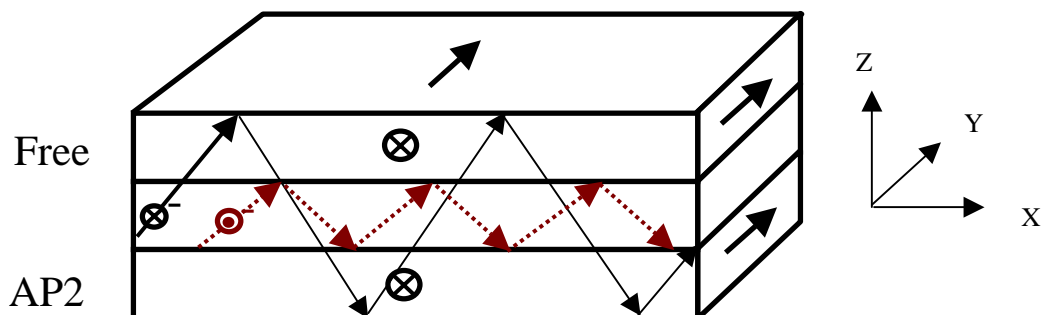
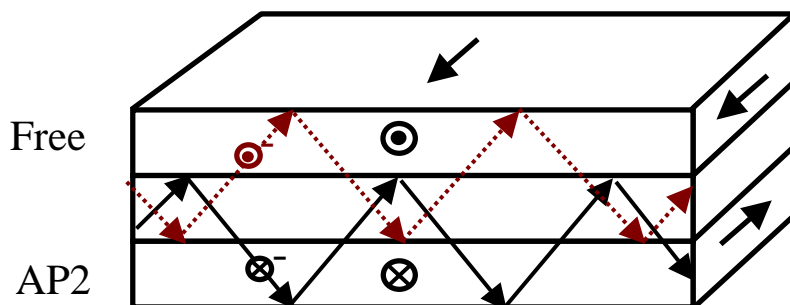


図1-9 センサ構成とセンサを特徴づけるパラメータ

1) FreeとAP2の磁化が平行の場合の電子散乱



2) FreeとAP2の磁化が反平行の場合の電子散乱



3) 平均自由行程とセンサの抵抗

Free & AP2 モーメント	平均自由行程		主な伝導電 子スピン	抵抗
	$\lambda(+\text{Spin})$	$\lambda(-\text{Spin})$		
平行	長い	短い	+	低
反平行	短い	短い	+ / -	高

⊗ は+Y方向の磁気モーメントを有する電子を表す。

⊙ は-Y方向の磁気モーメントを有する電子を表す。

図1-10 センサ膜の抵抗変化の原理



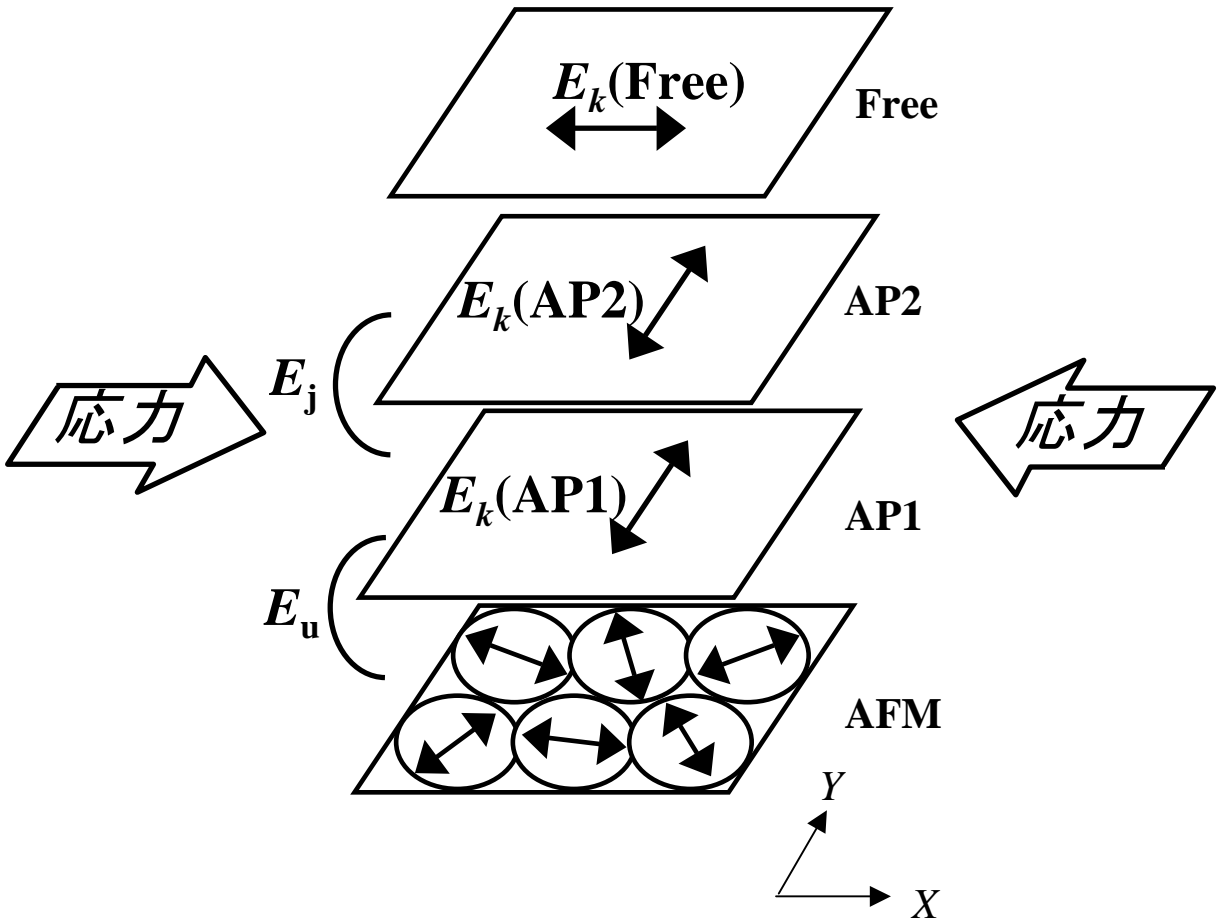


図1-11 各層の磁気異方性容易軸方位

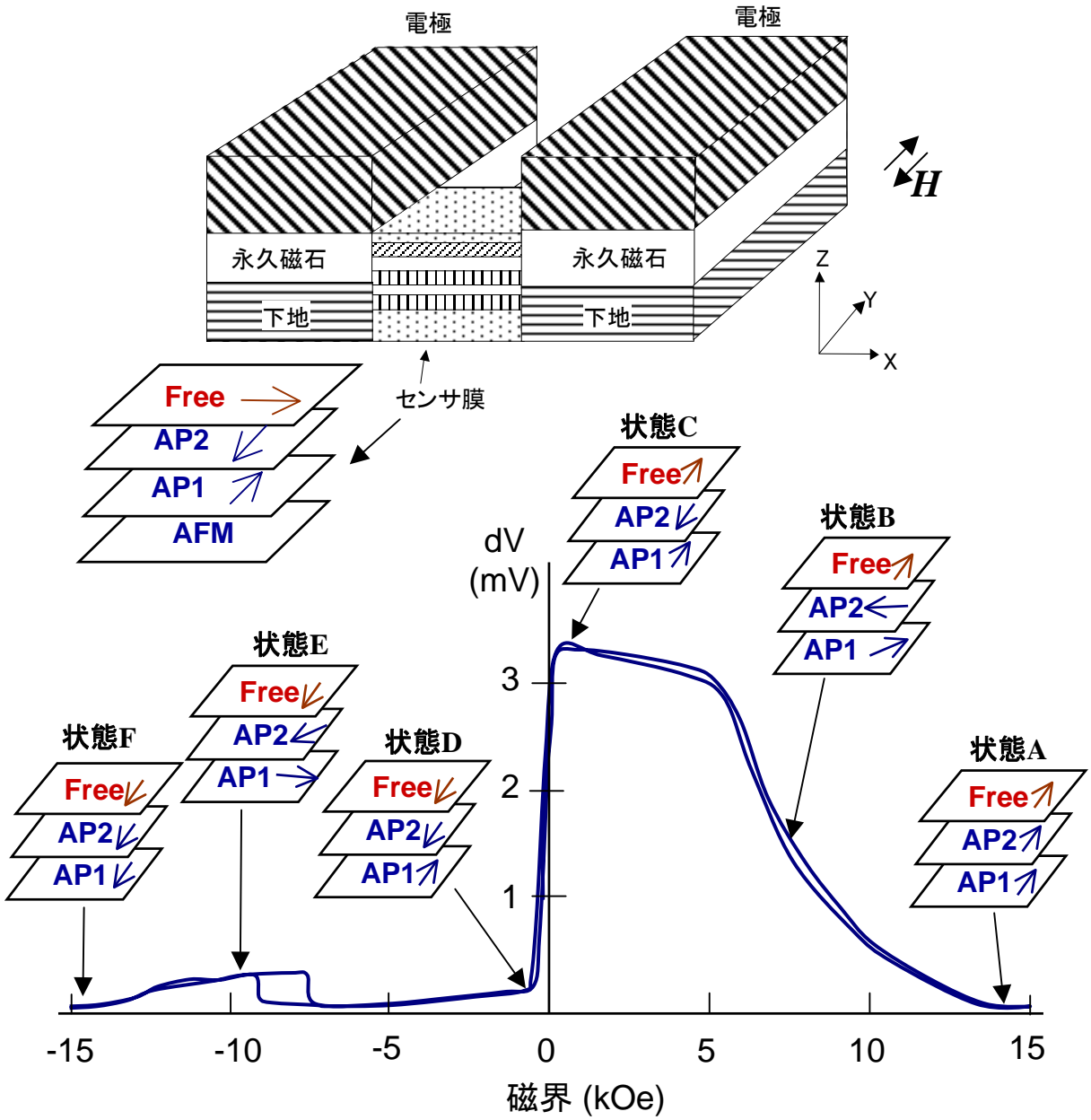


図1-12 強磁界トランスファークラウド曲線(理想的な磁化過程の場合)

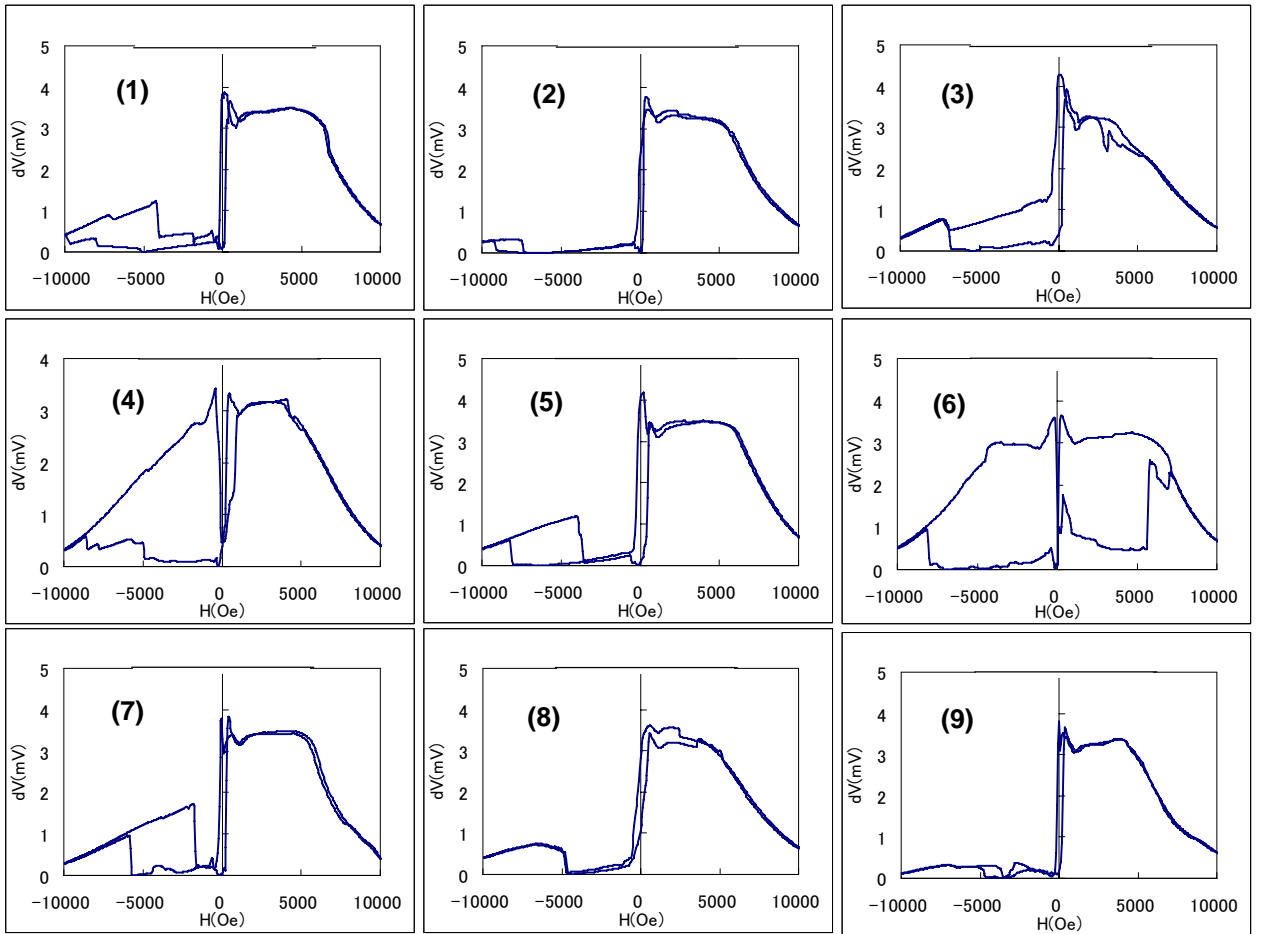
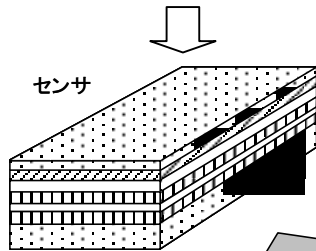


図1-13 強磁界トランスファー曲線のいくつかの例

(1) 成膜時

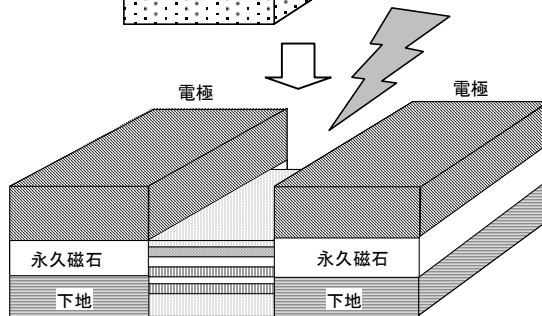


(2) パターニング



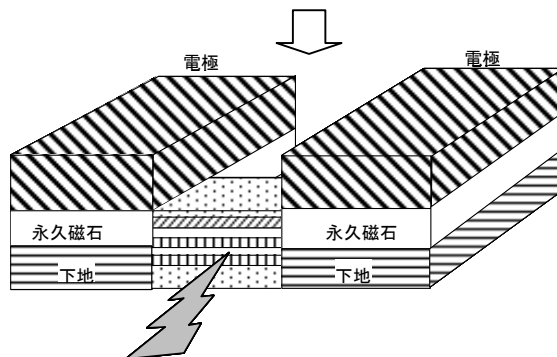
イオン衝撃

(3) ベーキング



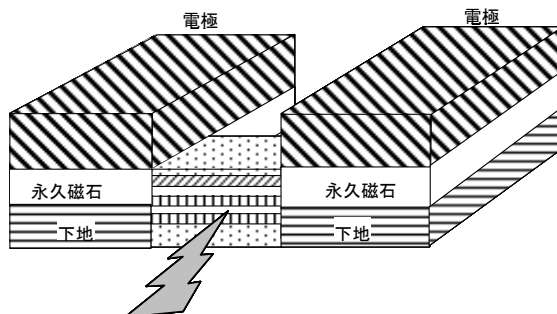
熱衝撃

(4) 研磨加工



機械的衝撃

(5) 磁気ディスク内実使用时



機械的衝撃  
磁界衝撃  
最高環境温度70°C

図1-14 磁気ヘッドのセンサに加わる負荷

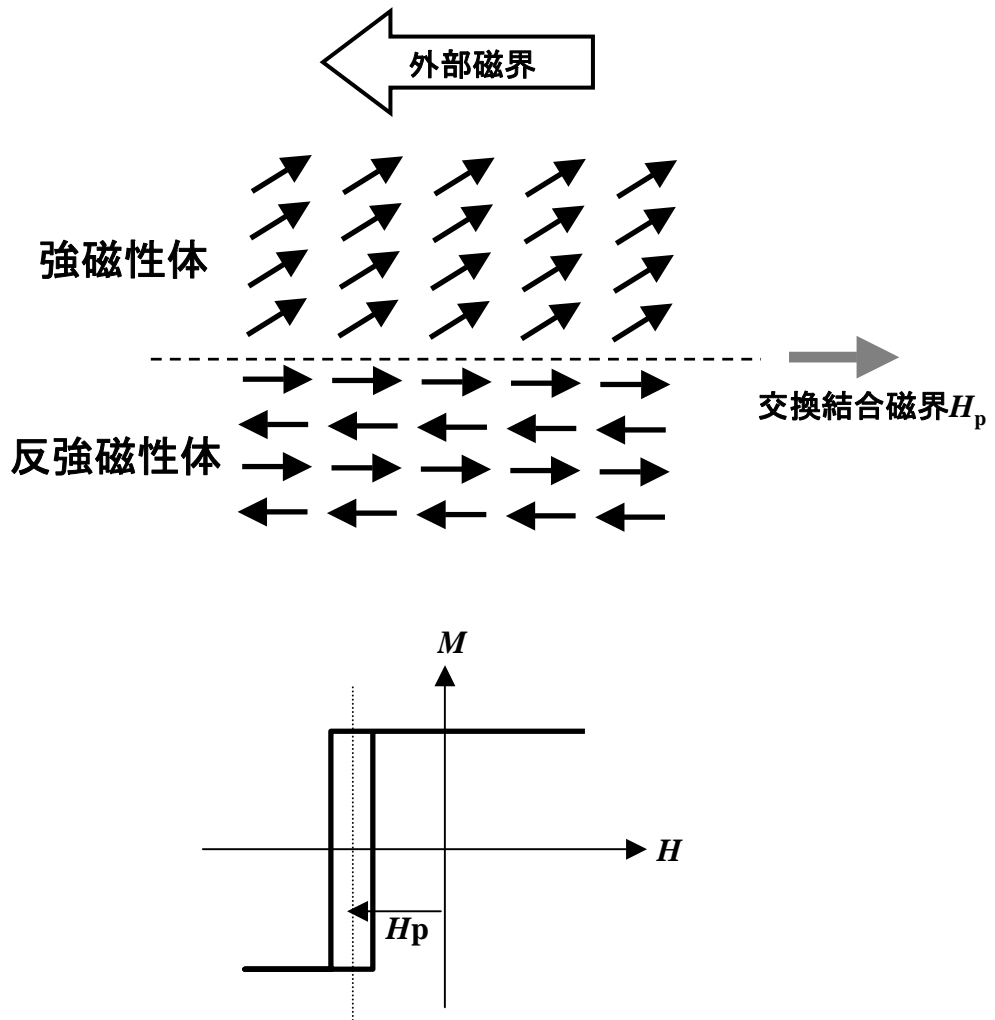


図1-15 MeiklejohnとBeanの交換異方性のモデル

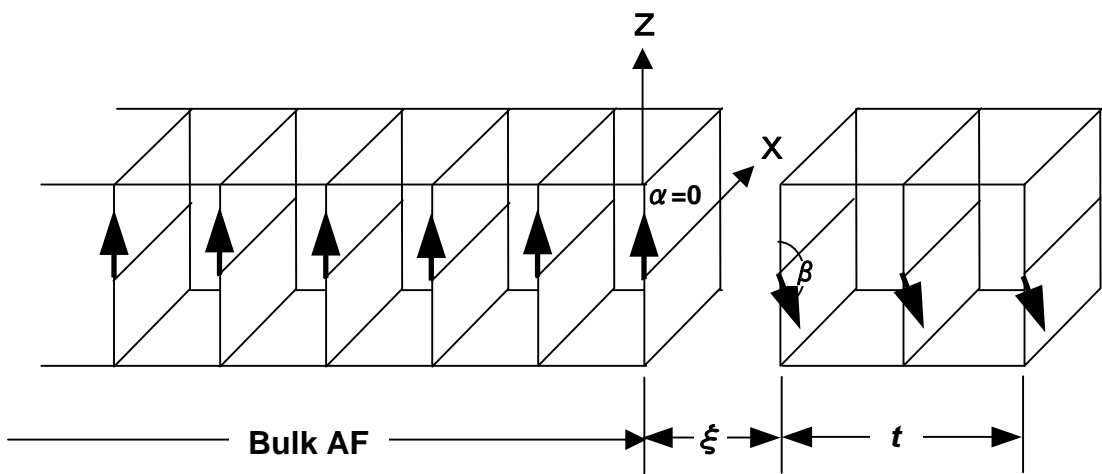


図1-16 反強磁性体と強磁性体の界面近傍のspinモデル  
 (界面の交換結合定数が反強磁性内部の交換結合定数より小さい場合)

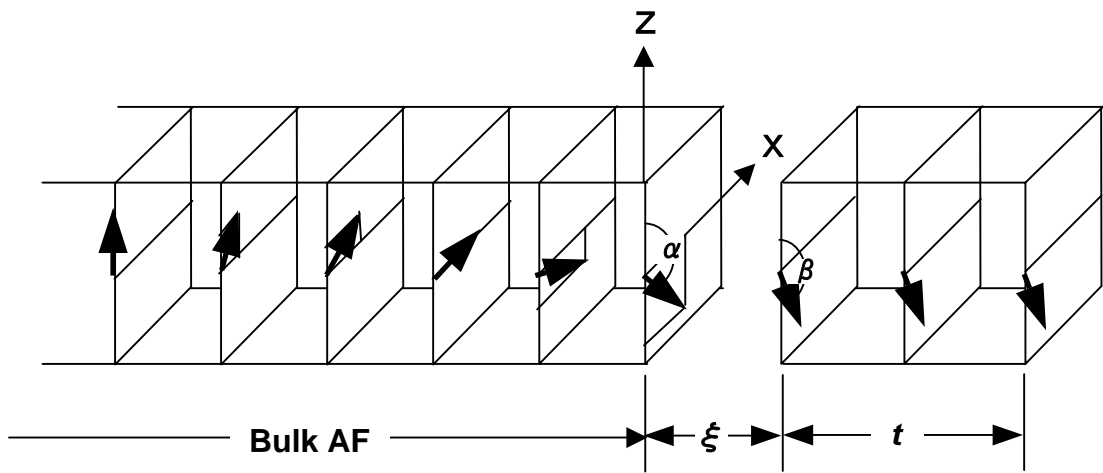


図1-17 反強磁性体と強磁性体の界面近傍のスピモデル  
 (界面の交換結合定数が反強磁性内部の交換結合定数より大きい場合)

## 第 2 章 強磁性膜と反強磁性膜の交換結合モデル



## 2.1 はじめに

本章では、最初に強磁性の単結晶粒と反強磁性の単結晶粒が隣接する系において、反強磁性粒に一斉回転を仮定し熱揺らぎを取り込んだモデルに対して、交換結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の温度依存性を計算する。つぎに、現実の系に近づけるために、反強磁性膜を複数の異なるサイズの結晶粒から構成し、各粒に一斉磁化回転を仮定したモデルについて検討を行う。本モデルはFulcomerらによって提案されたモデル[1]に基づいており、これに実測の反強磁性膜の結晶粒径分布を取り入れたモデルである。本章ではこのモデル計算について詳細を説明する。

## 2.2 強磁性単結晶粒と反強磁性単結晶粒のモデル

図 2-1 は強磁性単結晶粒と反強磁性単結晶粒の交換結合モデルを示す。本モデルはFulcomerらの多結晶系のモデル[1]を単結晶系に簡略化し、反強磁性の異方性磁界と交換結合磁界の大小関係の場合分けを詳細に行っている。単結晶系に単純化しているために物理的な理解が容易である。各結晶粒は単磁区で結晶粒内部の磁気モーメントは一斉回転するものとする。強磁性結晶粒及び反強磁性結晶粒はそれぞれ一軸磁気異方性を有し、その結晶磁気異方性定数をそれぞれ $K_u$ 及び $K_a$ とする。その容易軸はともにX軸に平行とする。強磁性粒と反強磁性粒の体積をそれぞれ $V_m$ ,  $V_a$ とし、強磁性粒と反強磁性粒の界面の接触面積を $A$ とする。

系の全エネルギーは次の式で書くことができる。

$$E_t = K_a V_a \sin^2 \theta + K_u V_m \sin^2 \Phi - J M_F M_{AF} A C \cos(\theta - \Phi) - H_x M_F V_m \cos \Phi \quad (2-1)$$

ここで、第1項と第2項は、それぞれ反強磁性粒と強磁性粒の磁気異方性エネルギー、第3項は強磁性粒と反強磁性粒の交換結合エネルギー、第4項はゼーマンエネルギーである。反強磁性粒は自発磁化を持たないので反強磁性粒のゼーマンエネルギーは含まれない。 $M_F$ ,  $M_{AF}$ は、それぞれ強磁性粒の飽和磁化と反強磁性粒の副格子磁化、 $\theta$ は反強磁性粒の界面を含む副格子磁化が+X方向とな

す角、 $\Phi$ は強磁性粒の磁気モーメントが+X方向となす角、 $J$ は交換結合に関する定数、 $C$ は強磁性粒と反強磁性粒の界面の状態に関する定数である。この式を強磁性体の磁気モーメント $M_F V_m$ で規格化すると次のように書ける。

$$e_t = H_a \sin^2 \theta + 1/2 H_k \sin^2 \Phi - h_{ex} \cos(\theta - \Phi) - H_x \cos \Phi \quad (2-2)$$

$$H_k = 2 K_u / M_F \quad (2-3)$$

$$H_a = K_a V_a / (M_F V_m) \quad (2-4)$$

$$h_{ex} = J A C M_{AF} / V_m \quad (2-5)$$

$H_a$ は反強磁性粒の異方性磁界、 $H_k$ は強磁性粒の異方性磁界、 $h_{ex}$ は強磁性粒と反強磁性粒の交換結合磁界である。図 2-1 に示すように、初期状態で強磁性粒の磁化及び反強磁性粒界面を含む副格子磁化はともに+X方向を向いているとする。 $H_a < h_{ex} / 2$  と  $H_a > h_{ex} / 2$  の2つの場合について考察する。

#### 1) $H_a < h_{ex} / 2$ の場合

図 2-2 には、系のエネルギー $e_t$ 曲面を反強磁性粒の界面を含む副格子磁化の方位 $\theta$ の関数として示す。エネルギー $e_t$ 曲面は(2-2)式で与えられる。強磁性粒の磁化方位 $\Phi$ が0度と90度と180度の3つの場合についての計算結果である。 $\Phi$ の方位の如何に関わらず、極小値は一つであり、極小値を与える $\theta$ は $\Phi$ と一致する。したがって、

$$\theta = \Phi \quad (2-6)$$

となる。したがって、系の全エネルギー $e_t$ は(2-7)式のように簡単になる。

$$e_t = 1/2 (2H_a + H_k) \sin^2 \Phi - H_x \cos \Phi \quad (2-7)$$

これは、強磁性粒の異方性磁界 $H_k$ に反強磁性粒の異方性磁界 $H_a$ の2倍が付加された格好となっている。これは、強磁性粒の磁化の動きに、反強磁性粒の磁気モーメントが追随して動き、強磁性粒の異方性に反強磁性粒の異方性が重畳した状態である。したがって、図 2-3 に示すように、ヒステリシスにシフトは現れず、保磁力は次式で与えられる。

$$H_c = H_k + 2H_a \quad (2-8)$$

## 2) $H_a > h_{ex} / 2$ の場合

強磁性粒及び反強磁性粒はX方向の一軸異方性なので  $\Phi$  及び  $\theta$  の方位は 0 度と 180 度のみの 2 値のみと単純化して考えることができる。図 2-4 にエネルギー  $e_\theta$  の曲面を示す。 $\Phi = 0$  度 のとき、 $\theta = 0$  度と 180 度で極小となり  $\theta = 0$  度が最小で、 $\theta = 180$  度は準安定状態の極小となる。一方、 $\Phi = 180$  度 のとき、 $\theta = 0$  度と 180 度で極小となり、 $\theta = 180$  度が最小、 $\theta = 0$  度は準安定状態の極小となる。

初期状態の磁気モーメントを  $\Phi = \theta = 0$  度とする。強磁性粒が+から-へ磁化反転する際、反強磁性粒により  $+h_{ex}$  の磁界を受けるので反転磁界は  $-h_{ex}$  シフトし (図 2.5 の  $Q \rightarrow R$ )、エネルギー曲線は図 2-4 の  $\Phi = 0$  度の状態から右図の  $\Phi = 180$  度の状態へ変化する。

図 2-4 の障壁高さ  $e_b - h_{ex}$  が十分大きく反強磁性粒が熱励起により磁化反転しない場合、図 2-5 の  $R \rightarrow S \rightarrow U$  の間で反強磁性粒の磁気モーメントは図 2-4 右図で  $\theta = 0$  度 (状態A) にとどまるため強磁性粒は引き続き  $+h_{ex}$  の磁界を受け続ける。したがって、強磁性粒が負から正への磁化反転は図 2-5 の U1 で起こり、保磁力は増大しないが、ループのシフトのみが観測される。

他方、障壁高さ  $e_b - h_{ex}$  が小さい場合、図 2-5 の  $R \rightarrow S \rightarrow U$  の間に熱励起により反強磁性粒が磁化反転を起こして図 2-4 右図で  $\theta = 0$  度から  $\theta = 180$  度へ磁化反転し、状態Aから状態Bへ遷移をし、系のエネルギーを低下させる。反強磁性粒が磁化反転するために強磁性粒のうける交換結合磁界は  $-h_{ex}$  となる。このため、強磁性粒の負から正への磁化反転は図の U2 で起こる。すなわち、ヒステリシス曲線の保磁力が大きくなるが、シフトはしない。

ヒステリシス曲線を計算するために次のようにする。今後AFMの界面を含む副格子磁気モーメントを単純にAFMの磁気モーメントと呼ぶ。AFMの磁気モーメントが 0 度を向く確率を  $p_+$ , 180 度を向く確率を  $p_-$  とすると、 $p_+$ ,  $p_-$  は次の (2-9) 式、(2-10) 式を解いて与えられる。

$\Phi=0$  度 のとき

$$\begin{aligned} dp_+/dt = \nu_0 [ p_- \exp\{-(e_b - h_{ex})M_F V_m/(kT)\} \\ - p_+ \exp\{-(e_b + h_{ex})M_F V_m/(kT)\} ] \end{aligned} \quad (2-9)$$

$\Phi=180$  度 のとき

$$\begin{aligned} dp_+/dt = \nu_0 [ p_- \exp\{-(e_b + h_{ex})M_F V_m/(kT)\} \\ - p_+ \exp\{-(e_b - h_{ex})M_F V_m/(kT)\} ] \end{aligned} \quad (2-10)$$

ヒステリシス曲線を計算するために、次の仮定をする。この仮定は現実的な仮定であり、計算を複雑化しない点で有効である。

- 1) P→Q 及び R→S→U の時間を等しいとする。時間を測定時間の半分の  $\Delta t=600$  秒とする。
- 2) Q→R の反転時間を無視する。

(2-9) 式を解くとQ点におけるAFMの磁気モーメントが0度に向く確率  $p^{Q+}$  は次のように書くことができる。

$$p^{Q+} = p^{\infty}_L \{1 - \exp(-\Delta t/\tau)\} + p^{0+} \exp(-\Delta t/\tau) \quad (2-11)$$

(2-10) 式を解くとU1点におけるAFMの磁気モーメントが180度に向く確率  $p^{U1-}$  は次のように書ける。

$$p^{U1-} = p^{\infty}_L \{1 - \exp(-\Delta t/\tau)\} + (1 - p^{Q+}) \exp(-\Delta t/\tau) \quad (2-12)$$

ここで、 $p^{0+}$ ,  $p^{0-}$  は初期状態の確率を表す。したがって、 $H_p$ ,  $H_c$  は (2-13) 式、(2-14) 式で与えられる。

$$H_p = h_{ex} (p^{Q+} - p^{U1-}) \quad (2-13)$$

$$H_c = h_{ex} (p^{Q+} + p^{U1-} - 1) + H_k \quad (2-14)$$

$p^{\infty}_L$  は図 2-4 のエネルギー最小状態をとる平衡状態 ( $t = \infty$ ) での確率であり、次の式で与えられる。

$$p^{\infty}_L = 1 / [1 + \exp\{-2h_{ex}M_F V_m/(kT)\}] \quad (2-15)$$

$$\begin{aligned} 1/\tau = \nu_0 [ \exp\{-(e_b - h_{ex})M_F V_m/(kT)\} \\ + \exp\{-(e_b + h_{ex})M_F V_m/(kT)\} ] \end{aligned} \quad (2-16)$$

本モデルを用いて計算例を図 2-6 に示す。粒径  $L$  で厚さ  $30 \text{ \AA}$  の Co 強磁性粒

に、同じく粒径 $L$ で膜厚  $300 \text{ \AA}$  の反強磁性粒が隣接する。反強磁性粒のネール温度は  $340^\circ\text{C}$  で  $M_{\text{AF}}$  はブリュアン関数で変化するとする。 $H_a$  は  $M_{\text{AF}}$  の 3 乗に比例し、 $h_{\text{ex}}$  は  $M_{\text{AF}}$  に比例して変化する。 $M_{\text{F}}$  は  $1360 \text{ emu/cm}^3$  一定で、温度変化しないと仮定し、 $K_u$  は  $1.36 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$  ( $H_k=20 \text{ Oe}$ ) 一定で、温度変化しないと仮定した。また、反強磁性粒の  $K_{a0}$  (絶対零度の磁気異方性定数) は  $2.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$  とした。

図 2-6 には交換結合磁界  $h_{\text{ex}}$  と反強磁性粒の異方性磁界  $H_a$  の温度変化を示す。全温度域で  $H_a > 0.5 h_{\text{ex}}$  であるので 2 つの極小値をもつ。図 2-7 には粒径を  $L=95 \text{ \AA}$  とした場合と  $L=190 \text{ \AA}$  とした場合の結合磁界  $H_p$  と保磁力  $H_c$  の温度変化の計算結果をしめす。熱励起によりある温度で反強磁性粒の磁気モーメントの反転が起こるために  $H_p$  が急激に低下して 0 となり、その代わりに  $H_c$  が急増する。 $H_p$  がゼロとなり、 $H_c$  が急増する温度は反強磁性粒の粒径が大きいほど高くなる。 $H_p$  がゼロとなる温度、即ちブロッキング温度  $T_b$  は、粒径が大きいほど高くなる。しかし、このような  $H_p$  の急激な変化は実際の系では観測されない。これは現実の系は FM、AFM が多結晶系であり、結晶粒径が分布しているのでブロッキング温度  $T_b$  が分布するためである。したがって、多結晶系モデルへ拡張する必要がある。

図 2-7 からもう一つ重要でかつ、今までに知られていない新たな結果が見出される。ブロッキング温度  $T_b$  以下の  $H_p$  曲線と  $T_b$  以上の  $H_c$  の曲線をつなぐと、ブリュアン関数、即ち反強磁性粒の副格子磁化の温度変化曲線になっている。 $T_b$  以下での  $H_c$  および  $T_b$  以上での  $H_p$  は無視できるので、 $H_p + H_c$  が反強磁性粒の副格子磁化  $\langle M_{\text{AF}} \rangle$  に比例する。この結論は、図 2-7 の異なる反強磁性粒に関しても成り立っており、普遍的な結論である。第 1 章(1.3)式において述べたように、C. Tsang らは結合磁界  $H_p$  が反強磁性粒の副格子磁化  $\langle M_{\text{AF}} \rangle$  に比例することを示したが、本モデルでは、結合磁界  $H_p$  と保磁力  $H_c$  の和が反強磁性粒の副格子磁化  $\langle M_{\text{AF}} \rangle$  に比例する。すなわち、

$$H_p + H_c \propto J_i \langle M_{\text{AF}} \rangle \quad (2.17)$$

この結論は、次のような多結晶粒モデルに拡張しても成立する。

### 2.3 強磁性単結晶粒と反強磁性多結晶粒のモデル

本モデルは、基本的にFulcomerらのモデルであり、異なる点は実測の反強磁性粒の粒径分布を取り入れている点と $H_a$ と $h_{ex}/2$ の大小関係の場合分けを行っている点である。また、モデルを初めてGMR（スピバルブ）膜の固定層の交換結合の温度変化に適用した[2]。計算上の仮定で異なる点があるのでモデルの詳細について述べる。

強磁性単結晶粒と反強磁性多結晶粒の交換結合モデルを図2-8に示す。このモデルでは一つの大きな強磁性結晶粒に大きさの等しい複数個（ $N$ 個）の反強磁性粒が隣接しており、強磁性粒及び反強磁性粒の磁気モーメントは、それぞれ一斉に回転するものとする。現実の系では強磁性粒も多結晶粒となるはずであるが、お互いの粒の粒界が交換結合により強く結合し、結晶粒よりもはるかに大きな領域で磁区を形成する[3]ことからこの仮定は妥当であると考えられる。強磁性粒と反強磁性粒の間には交換相互作用が生じる。反強磁性粒の間での相互作用はなく、お互いに独立とする。さらに、強磁性粒および反強磁性粒は、それぞれの結晶粒で一軸磁気異方性をもち、その磁化容易軸は $X$ 軸に平行であると仮定する。この仮定は実際の系を単純化しているように考えられるが、問題ない。ここで議論する点は、各反強磁性粒の結晶磁気異方性エネルギーが温度特性を決定するということを示すことであり、系を複雑化する必要はないと考えた。系の全エネルギーは次のように書くことができる。

$$E_t = K_u V_m \sin^2 \Phi - H_x M_F V_m \cos \Phi + \sum_i \{K_a A D \sin^2 \theta_i - J M_F M_{AF} A C \cos(\theta_i - \Phi)\} \quad (2-18)$$

ここで、 $K_u$ と $K_a$ は、それぞれ強磁性膜と反強磁性膜の異方性定数、 $V_m$ は強磁性粒の体積、 $M_F$ は強磁性膜の飽和磁化、 $M_{AF}$ は反強磁性膜の副格子磁化、 $\Phi$ は強磁性粒の磁化と $+X$ 方向のなす角、 $H_x$ は外部磁界、 $A$ は一つの反強磁性粒と強磁性粒の接触面積、 $\theta_i$ は $i$ 番目の反強磁性粒の磁気モーメントが $+X$ 方向となす角度、 $J$ は交換結合に関する定数、 $C$ は強磁性粒と反強磁性粒の界面の状態に係する定数である。反強磁性粒の飽和磁化 $M_{AF}$ の温度変化は、ブリュアン関数に従い、 $K_a$ の温度変化は $M_{AF}$ の三乗に比例すると仮定する。(2-18)式を $M_F V_m$ で規

格化する。

$$e_t = 1/2 H_k \sin^2 \Phi - H_x \cos \Phi + \sum_i \{H_a \sin^2 \theta_i - h_{ex} \cos(\theta_i - \Phi)\} \quad (2-19)$$

ここで、

$$H_k = 2 K_u / M_F \quad (2-20)$$

$$H_a = K_a A D / (M_F V_m) \quad (2-21)$$

$$h_{ex} = J M_{AF} A C / V_m \quad (2-22)$$

$e_t$ は磁界のディメンジョンを有するが、ここでは全エネルギーと考えてもよい。この式のなかから強磁性粒に関するエネルギー $e_F$ を表すと、次のように書くことができる。

$$e_F = 1/2 H_k \sin^2 \Phi - H_x \cos \Phi - \sum_i h_{ex} \cos(\theta_i - \Phi) \quad (2-23)$$

ここで、第一項は強磁性粒の磁気異方性エネルギー、第2項は外部磁界による強磁性粒のゼーマンエネルギー項、第3項は反強磁性粒の交換結合に起因するエネルギー項である。

また、 $i$ 番目の反強磁性粒に関するエネルギー $e_{AF}^i$ は次のように書くことができる。

$$e_{AF}^i = H_a \sin^2 \theta_i - h_{ex} \cos(\theta_i - \Phi) \quad (2-24)$$

強磁性粒及び反強磁性粒の磁化容易軸はX軸、外部磁界の印加方向はX軸方向であるので、 $\theta$ は0度または180度である。したがって、(2-23)式はつぎのように書ける。

$$e_F = 1/2 H_k \sin^2 \Phi - (H_x + \sum_i h_{ex} \cos \theta_i) \cos \Phi \quad (2-25)$$

したがって、強磁性粒の磁化反転磁界は $-\sum_i h_{ex} \cos \theta_i$ の分だけ強磁性粒単体のそれよりシフトすることになる。 $\theta_i = 0$ 度である確率を $p_+$ 、 $\theta_i = 180$ 度である確率を $p_-$ とすると( $p_+ + p_- = 1$ )、強磁性粒の磁化反転のシフト量はつぎのように書ける。

$$\begin{aligned} -\sum_i h_{ex} \cos \theta_i &= -h_{ex} N (p_+ - p_-) \\ &= -h_{ex} N (2p_+ - 1) = h_{ex} N (2p_- - 1) \end{aligned} \quad (2-26)$$

したがって、磁化反転磁界を求めるには $p_+$ と $p_-$ を統計的に求めればよい。こ

れらを求めるには、反強磁性粒のエネルギー曲線を与える(2-24)式に注目する。外部磁界はX軸と平行であり、強磁性粒及び反強磁性粒の磁化容易軸もX軸であるので、強磁性粒の磁気モーメントは+Xまたは-X方向のみを向く。即ち、 $\Phi$ は0度または180度である。したがって、 $e_{AF}$ は

$$e_{AF} = H_a \sin^2 \theta_i - h_{ex} \cos \theta_i \quad (\Phi=0 \text{ 度 のとき}) \quad (2-27)$$

$$e_{AF} = H_a \sin^2 \theta_i + h_{ex} \cos \theta_i \quad (\Phi=180 \text{ 度 のとき}) \quad (2-28)$$

となる。図 2-9 (a), (b)に、それぞれ $H_a < h_{ex}/2$  の場合のエネルギー曲線、 $H_a < h_{ex}/2$  の場合のエネルギー曲線を示す。 $H_a$ が $h_{ex}/2$ より小さいときは、 $e_{AF}$ のエネルギー曲線は $\theta=0$ 度 ( $\Phi=0$ 度 のとき) または $\theta=180$ 度 ( $\Phi=180$ 度 のとき) に唯一つの極小値をとる。したがって $\theta=\Phi$ となり、(2-18)式は次のように書くことができる。

$$e_t = 1/2 (H_k + 2 \sum_i H_a) \sin^2 \Phi - H_x \cos \Phi \quad (2-29)$$

ヒステリシス曲線は強磁性粒単独のそれに比べて、 $2 \sum_i H_a$ だけ大きな保磁力を示す。また、上述の2つの磁化反転磁界の中心で定義される結合磁界 $H_p$ はゼロである。

一方、 $H_a$ が $h_{ex}/2$ より大きいときは、 $e_{AF}$ のエネルギー曲線は $\theta=0$ 度及び $\theta=180$ 度で2つの角度で極小となり、2つの極小値の間には1つのエネルギーバリアが生じる。そのバリアのエネルギーの大きさは

$$e_b = H_a \{ 1 + (h_{ex}/H_a)^2 / 4 \} \quad (2-30)$$

と表せる。反強磁性粒の界面磁気モーメントの分布 $p_+(t)$ 及び $p_-(t)$ は初期( $t=0$ )の分布と粒の熱的な励起によって決定される。 $p_+(t)$ 及び $p_-(t)$ を求める方程式は次のように書くことができる。

[ $\Phi=0$ 度 のとき]

$$\begin{aligned} dp_+/dt = \nu_0 [ & p_- \exp\{-(e_b - h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} \\ & - p_+ \exp\{-(e_b + h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} ] \end{aligned} \quad (2-31)$$

ここで、第1項は、単位時間に、界面の磁気モーメントが $\theta=180$ 度から $\theta=0$ 度へと変化する反強磁性粒の割合、第2項は、単位時間に界面の磁気モーメントが $\theta=0$ 度から $\theta=180$ 度へと変化する反強磁性粒の割合である。また、 $\nu_0$ は



粒内部の磁気モーメントが単位時間内に障壁を越えようとする試行回数であり、スピンの才差周波数のオーダーである  $1 \times 10^9$  とした。(2-31)式を解くと  $p_+(t)$  は次のように書くことができる。

$$p_+(t) = p_{\perp}^{\circ} \{1 - \exp(-t/\tau)\} + p_0^+ \exp(-t/\tau) \quad (2-32)$$

ここで、 $p_0^+$  は初期状態  $t=0$  において  $\theta=0$  度である反強磁性粒の割合、 $p_{\perp}^{\circ}$  は平衡状態 ( $t=\infty$ ) でエネルギーの低い方の極小値にある反強磁性粒の割合、 $\tau$  は緩和時間である。この  $\tau$  は次のように書くことができる。

$$1/\tau = \nu_0 \left[ \exp\{-(e_b - h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} + \exp\{-(e_b + h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} \right] \quad (2-33)$$

$$p_{\perp}^{\circ} = 1 / [1 + \exp\{-2h_{ex} M_F V_m / (kT)\}] \quad (2-34)$$

$$p_+ + p_- = 1 \quad (2-35)$$

[  $\Phi=180$  度のとき ]

$$dp_-/dt = \nu_0 \left[ p_+ \exp\{-(e_b - h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} - p_- \exp\{-(e_b + h_{ex}) M_F V_m / (kT)\} \right] \quad (2-36)$$

ここで、第1項は、単位時間に、界面の磁気モーメントが  $\theta=0$  度から  $\theta=180$  度へと変化する反強磁性粒の割合、第2項は、単位時間に界面の磁気モーメントが  $\theta=180$  度から  $\theta=0$  度へ変化する反強磁性粒の割合である。(2-36)式を解くと

$p_-(t)$  は次のように書くことができる。

$$p_-(t) = p_{\perp}^{\circ} \{1 - \exp(-t/\tau)\} + p_0^- \exp(-t/\tau) \quad (2-37)$$

ここで、 $p_0^-$  は初期状態  $t=0$  度での  $\theta=180$  度である反強磁性粒の割合である。

ヒステリシス曲線を計算するために、測定時間に関して以下の仮定をする。図 2-10 に示すように、ヒステリシス曲線を  $V \rightarrow P \rightarrow Q \rightarrow R \rightarrow S \rightarrow U \rightarrow V$  の経過で測定する。 $V \rightarrow P \rightarrow Q$  の測定時間と  $R \rightarrow S \rightarrow U$  の測定時間を  $\Delta t$  とし、 $Q \rightarrow R$  と  $U \rightarrow V$  の磁化反転時間を  $\Delta t$  に比べて十分に小さいものと仮定する。 $\Delta t$  は、実際のヒステリシス曲線 1 周期の測定時間の半分とする。初期状態での反強磁性粒の磁気モーメントの分布割合を  $p_+$  と  $p_-$  とすると、 $Q$  点での分布割合  $p_+^Q$  は、 $\Phi=0$  度である

から、(2-32) 式を用いて次のように表せる。

$$p_{+}^{Q} = p_{L}^{\infty} \{1 - \exp(-\Delta t / \tau)\} + p_{+}^{0} \exp(-\Delta t / \tau) \quad (2-38)$$

Q 点から R 点までの時間は無視できるので、R 点での分布割合は Q 点のそれと等しい。

$$p_{+}^{R} = p_{+}^{Q} \quad (2-39)$$

R 点から U 点の間では  $\Phi=180$  度であるので、U 点での反強磁性粒の分布割合は (2-36) 式を用いて次のように書くことができる。

$$p_{-}^{U} = p_{L}^{\infty} \{1 - \exp(-\Delta t / \tau)\} + (1 - p_{+}^{R}) \exp(-\Delta t / \tau) \quad (2-40)$$

強磁性粒の磁化反転のシフト量は(2-26) 式で与えられる。Q→R 及び U→V の磁化反転磁界は次のように表せる。

$$H_{Q \rightarrow R} = -H_k - h_{ex} N \{2p_{+}^{Q} - 1\} \quad (2-41)$$

$$H_{U \rightarrow V} = H_k + h_{ex} N \{2p_{-}^{U} - 1\} \quad (2-42)$$

したがって、反転磁界  $H_{Q \rightarrow R}$  及び  $H_{U \rightarrow V}$  を求めるには、初期状態  $p_{+}^{0}$  を求める必要がある。また、 $p_{+}^{0}$  を求めるには試料の履歴を考慮する必要がある。試料は磁界中の熱処理された後磁界中冷却されている。(2-33) 式から分かるように緩和時間は温度上昇とともに短くなり、十分高い温度では  $p_{+}$  は  $p_{L}^{\infty}$  となって平衡状態にする。試料を冷却するにつれて緩和時間は増大し、絶対零度では無限大となる。冷却中に緩和時間が十分長くなると、反強磁性粒の分布割合は実質上変化しなくなる。この温度を凍結温度という。本来は、凍結温度は緩和時間が冷却時間と等しくなる温度と定義すべきであるが、ここでは緩和時間が観測時間  $\Delta t$  と等しくなる温度とした。したがって、凍結温度  $T_f$  は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} 1/\Delta t = \nu_0 [ \exp\{-(e_b - h_{ex}) M_F V_m / (kT_f)\} \\ + \exp\{-(e_b + h_{ex}) M_F V_m / (kT_f)\} ] \quad (2-43) \end{aligned}$$

以上の議論から、初期状態の反強磁性粒分布割合  $p_{+}^{0}$  は、測定温度  $T$  として次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} p_{+}^{0} &= p_{L}^{\infty} (T = T) \quad (T > T_f \text{ のとき}) \\ p_{+}^{0} &= p_{L}^{\infty} (T = T_f) \quad (T < T_f \text{ のとき}) \end{aligned} \quad (2-44)$$

以上の式から、同じ粒界面積  $A$  を有する反強磁性粒の集団が大きな強磁性単結晶粒と接触する場合の、磁化反転磁界を計算することができる。

以上の議論では反強磁性粒が均一の大きさを有するという仮定をしてきたが、現実の系では粒径は分布している。したがって、 $\tau$ ,  $h_{\text{ex}}$ ,  $p^{\text{Q}_+}$ ,  $p^{\text{U}_-}$ ,  $p^{\text{O}_+}$ は反強磁性粒と強磁性粒の粒界面積 $A$ の関数となる。界面積 $A = L^2$ と書くと、 $\tau(L)$ ,  $h_{\text{ex}}(L)$ ,  $p^{\text{Q}_+}(L)$ ,  $p^{\text{U}_-}(L)$ ,  $p^{\text{O}_+}(L)$ を $L$ の関数として計算することができる。

実際の反強磁性粒の粒径分布関数を  $\text{Pop}(L)$ と書くと、粒径  $L$  から  $L+dL$  を有する反強磁性粒の数は  $\text{Pop}(L) dL$ である。したがって、(2.41)式、(2.42)式を拡張して、磁化反転磁界は次の式で表すことができる。

$$H_{\text{Q} \rightarrow \text{R}} = -H_{\text{k}} - \int h_{\text{ex}}(L) \text{Pop}(L) dL \{2p^{\text{Q}_+}(L) - 1\} \quad (2-45)$$

$$H_{\text{U} \rightarrow \text{V}} = H_{\text{k}} + \int h_{\text{ex}}(L) \text{Pop}(L) dL \{2p^{\text{U}_-}(L) - 1\} \quad (2-46)$$

これらの結果から、2つの磁化反転磁界の midpoint で定義される結合磁界  $H_{\text{p}}$  及び保磁力  $H_{\text{c}}$  は次の式で表せる。

$$\begin{aligned} H_{\text{p}} &= (H_{\text{Q} \rightarrow \text{R}} + H_{\text{U} \rightarrow \text{V}})/2 \\ &= \int h_{\text{ex}}(L) \text{Pop}(L) dL \{p^{\text{U}_-}(L) - p^{\text{Q}_+}(L)\} \end{aligned} \quad (2-47)$$

$$\begin{aligned} H_{\text{c}} &= (H_{\text{U} \rightarrow \text{V}} - H_{\text{Q} \rightarrow \text{R}})/2 \\ &= H_{\text{k}} + \int h_{\text{ex}}(L) \text{Pop}(L) dL \{p^{\text{U}_-}(L) + p^{\text{Q}_+}(L) - 1\} \end{aligned} \quad (2-48)$$

この粒径分布関数  $\text{Pop}(L)$  は実際の観測から求めることができる。

## 2.4 まとめ

強磁性の単結晶粒と反強磁性の単結晶粒が隣接し、界面に交換相互作用が働き、強磁性粒および反強磁性粒はそれぞれ一斉回転を行うというモデルに立脚し、結晶粒サイズの異なる系における交換結合磁界  $H_{\text{p}}$  と保磁力  $H_{\text{c}}$  を計算した。その結果、交換結合磁界の消失する温度（ブロッキング温度  $T_{\text{b}}$ ）は結晶粒サイズに大きく依存することがわかった。また、本モデルでは、結合磁界  $H_{\text{p}}$  と保磁力  $H_{\text{c}}$  の和が反強磁性粒の副格子磁化  $\langle M_{\text{AF}} \rangle$  に比例することがわかった。

現実の系は、複数の結晶粒からなる強磁性膜と複数の結晶粒からなる反強磁性膜が積層した構成となっており、結晶粒のサイズは広く分布している。した

がってこのモデルでは、現実の系を完全に説明するには不十分である。そこで、反強磁性膜を異なるサイズをもつ複数の結晶粒から構成し、互いの反強磁性粒間では相互作用しないが、隣接する強磁性膜とのみ交換相互作用をすると仮定した。また、強磁性膜も複数の結晶粒からなるが、強磁性結晶粒間では強い交換相互作用が働き、強磁性膜は一つの粒であると仮定した。各粒に一斉磁化回転を仮定した。また、反強磁性粒の磁化反転には熱的な励起をも取り込んで実験結果と比較できるようにした。計算結果は、第 3 章に述べる。

参考文献

- [1] E. Fulcommer and S. H. Charap, *J. Appl. Phys.*, 43, 4190 (1972)
- [2] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, R. D. Metzger, *J. Appl. Phys.* 80, 4528 (1996)
- [3] H. Fujiwara, C. Hou, M. Sun, H. S. Cho, K. Nishioka, *IEEE Trans. Magn.*, 35, 3082 (1999)

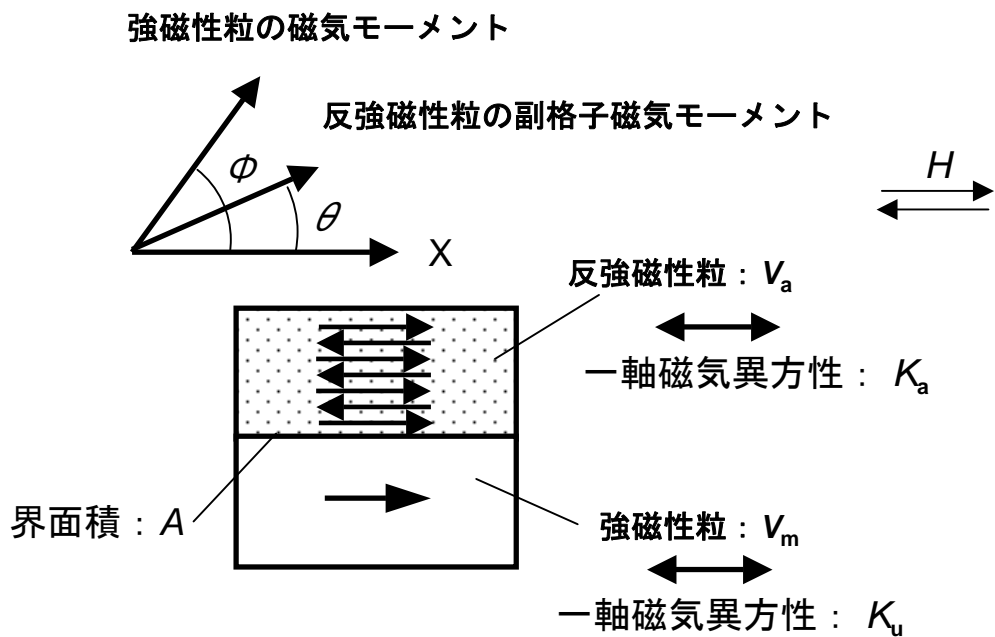
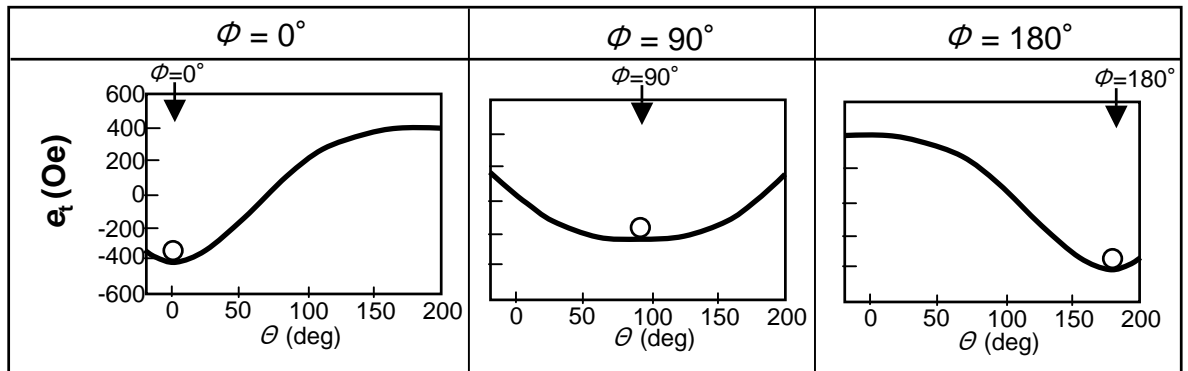
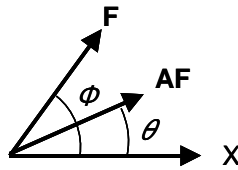


図2-1 強磁性単結晶粒と反強磁性単結晶粒の交換結合モデル

$H_a < h_{ex}/2$  のとき

$h_{ex} = 400 \text{ Oe}$ ,  $L = 95 \text{ \AA}$



$K_a = 2 \times 10^4 \text{ erg/cc}$

図2-2 強磁性粒の磁化方位と反強磁性粒のエネルギー曲面

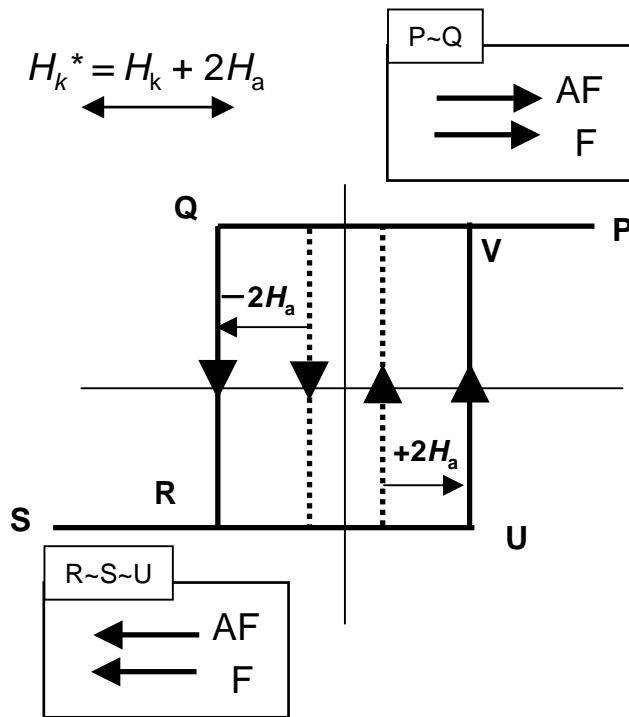


図2-3  $H_a < h_{ex}/2$ の場合に現れる大きな保磁力を示すヒステリシス曲線



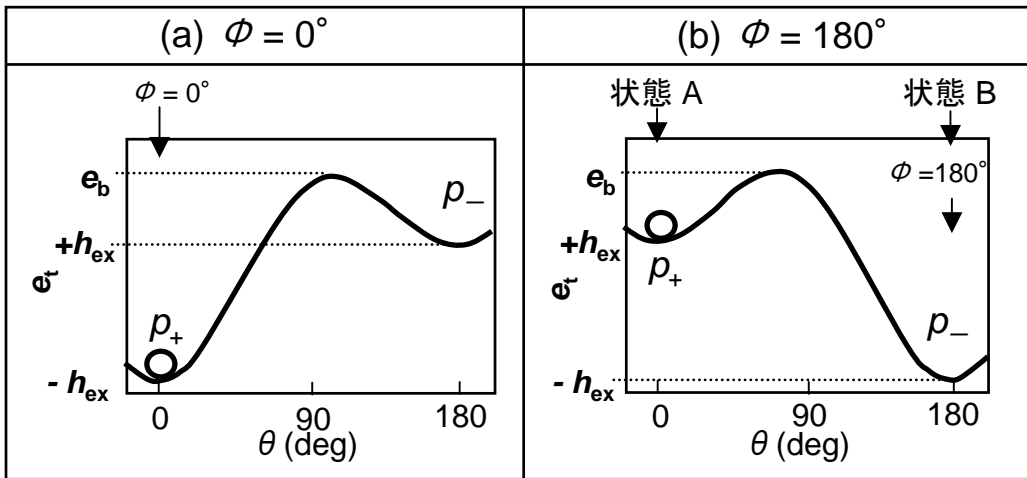
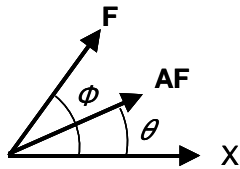


図2-4  $H_a > h_{ex}/2$  の場合のエネルギー曲面  
 (a)  $\phi = 0^\circ$  の場合。(b)  $\phi = 180^\circ$  の場合。

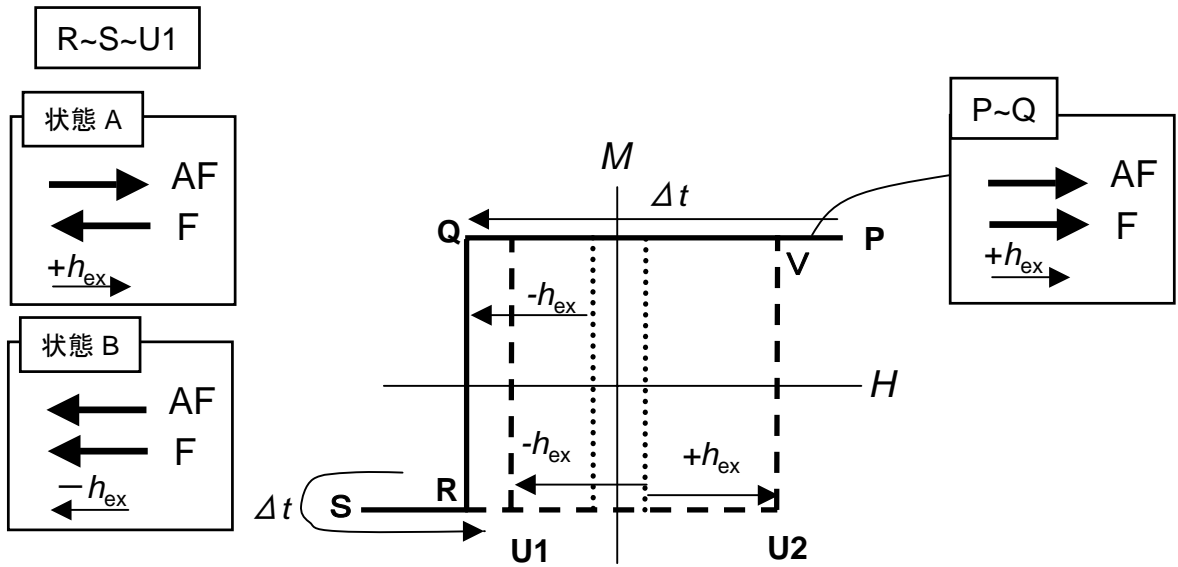


図2-5  $H_a > h_{ex}/2$  の場合のヒステリシス曲線

強磁性粒：  
 $M_F = 1360 \text{ emu/cm}^3$ ,  $K_U = 1.36 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$  ( $H_k = 20 \text{ Oe}$ )

反強磁性粒：  
 $T_N = 340^\circ\text{C}$   
 $M_{AF}(T) \propto$  ブリュアン関数  
 $H_a \propto M_{AF}^3$   
 $h_{ex} \propto M_{AF}$

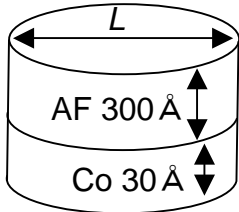
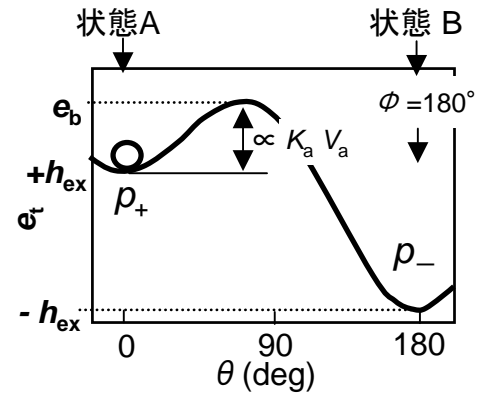
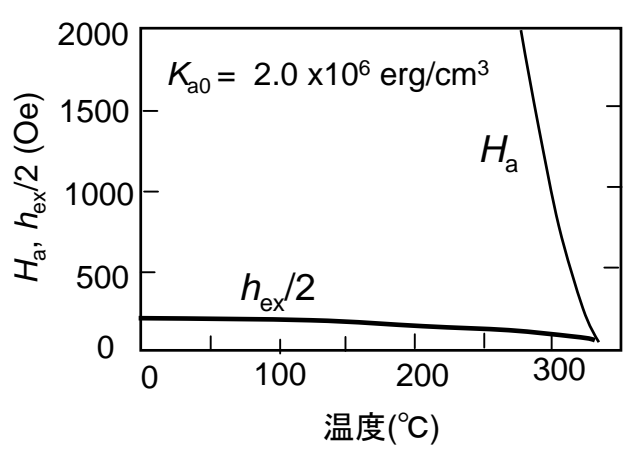



図2-6 交換結合磁界 $h_{ex}$ と反強磁性粒の異方性磁界 $H_a$ の温度変化の計算例

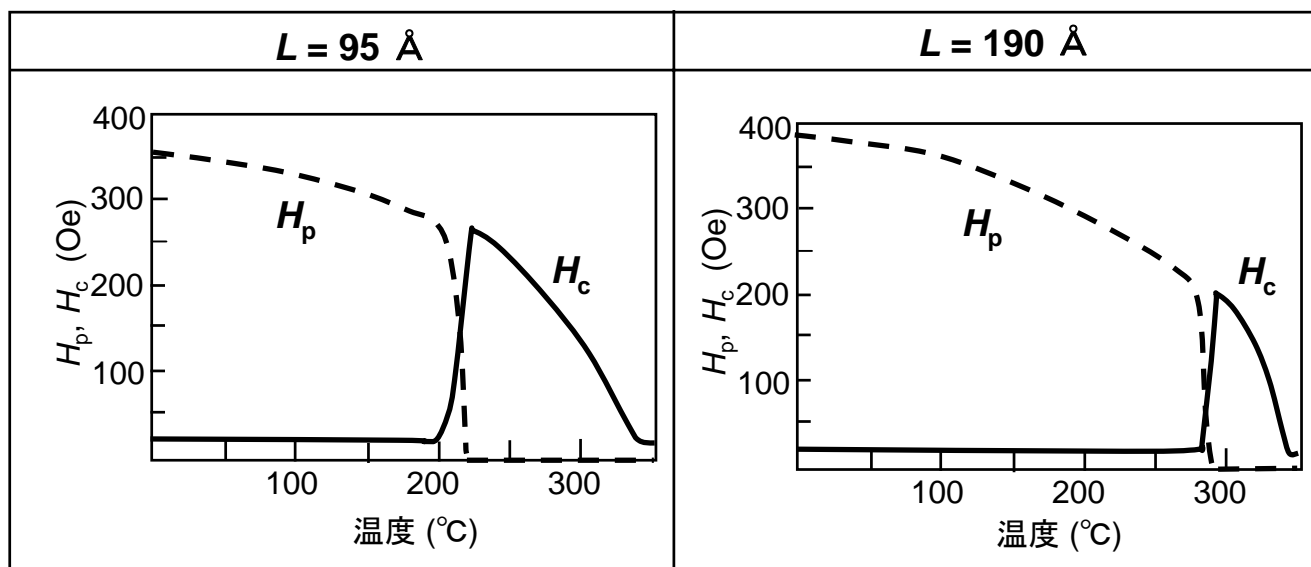


図2-7 異なる粒径での $H_p$ と $H_c$ の温度変化の計算例

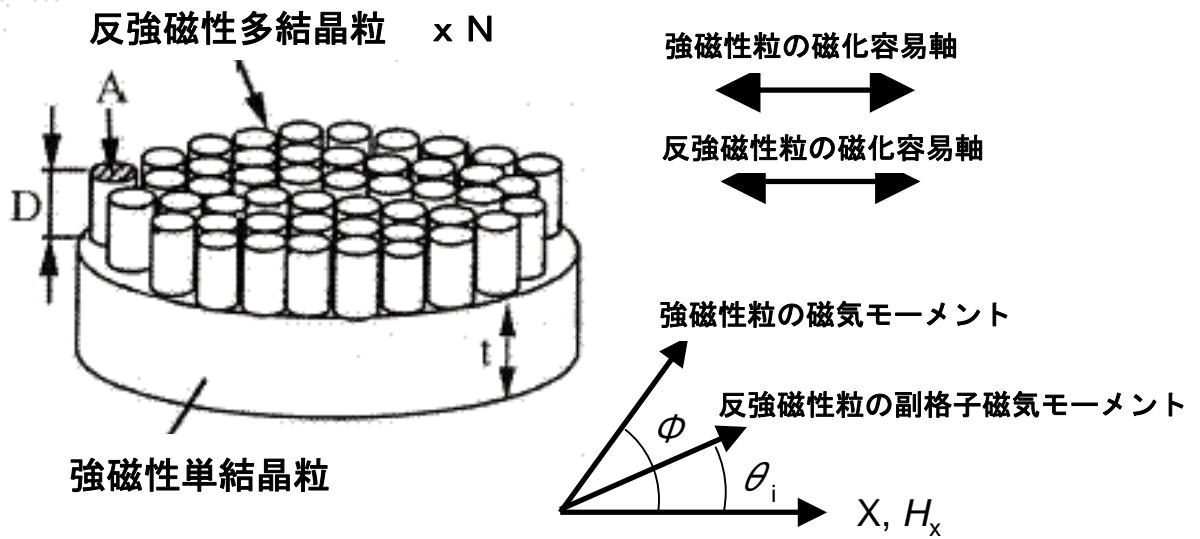


図2-8 強磁性単結晶粒と反強磁性多結晶粒の交換結合モデル

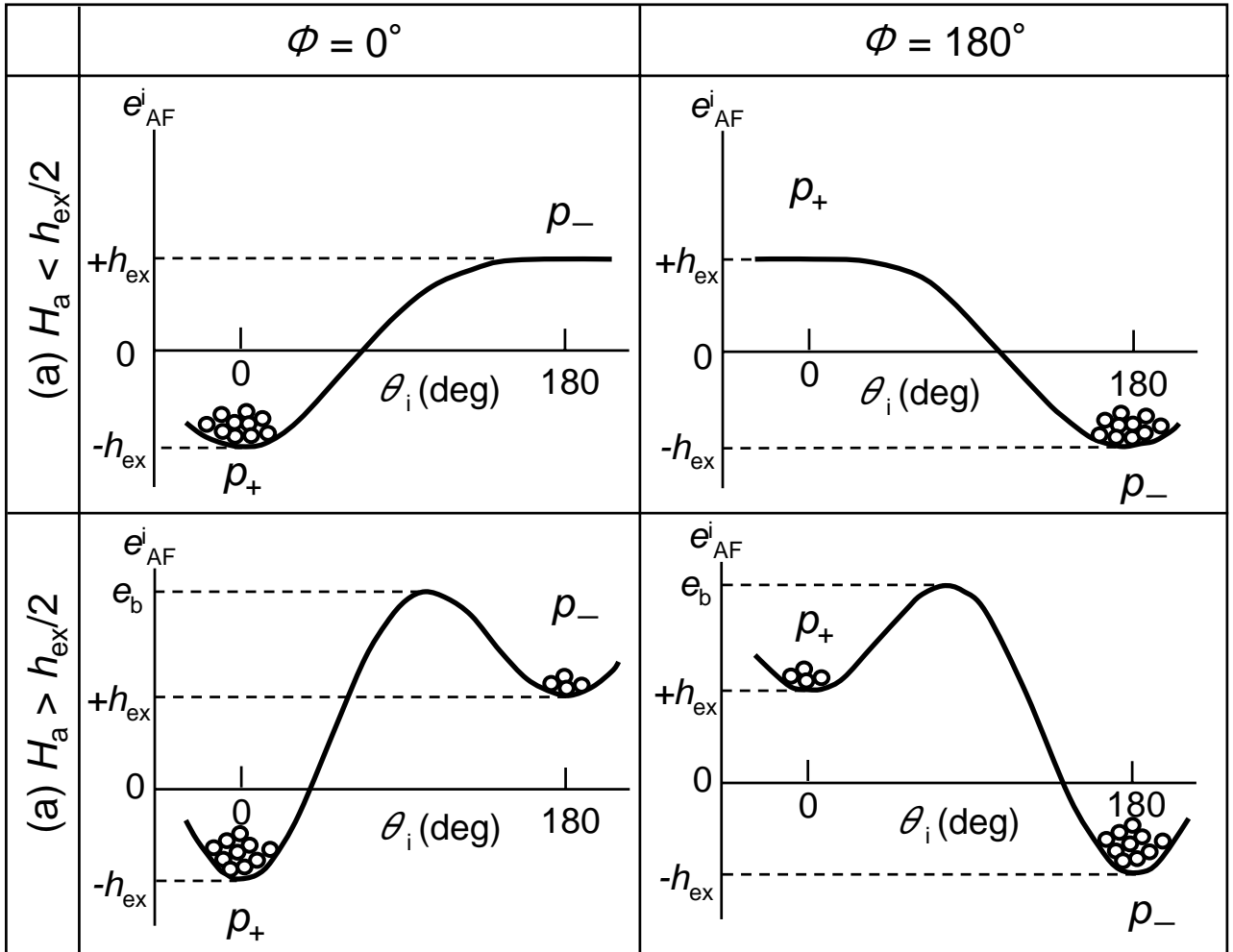
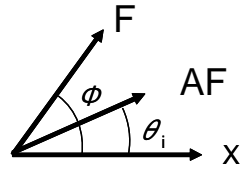


図2-9 反強磁性粒のエネルギー曲線  
(小丸印は反強磁性粒を表す。)

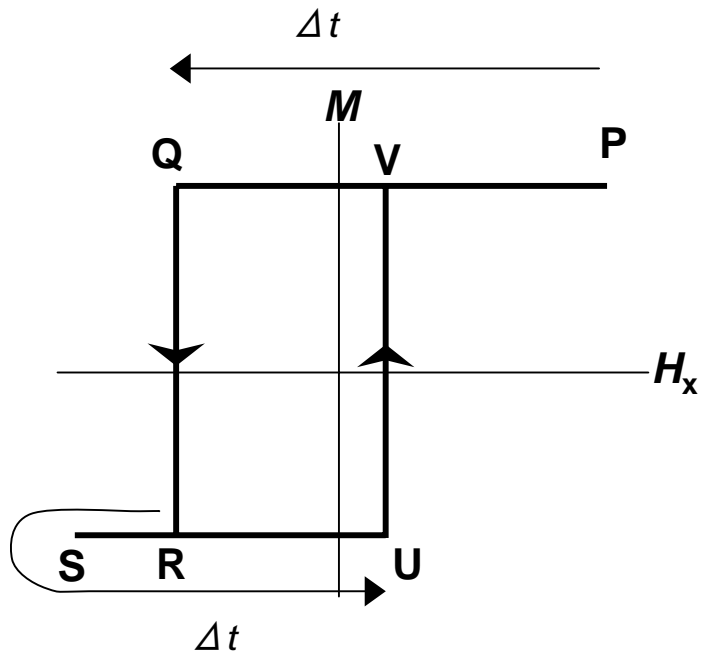


図 2-10 ヒステリシス曲線における仮定  
 ( $V \rightarrow P \rightarrow Q$ の測定時間と $R \rightarrow S \rightarrow U$ の測定時間を  $\Delta t$ とし、 $Q \rightarrow R$ と $U \rightarrow V$ の磁化反転時間を  $\Delta t$ に比べて十分に小さいものと仮定する。)

### 第3章 Co / CrMnPt 交換結合膜の研究



### 3.1 はじめに

反強磁性材料に FeMn をもちいた系のブロッキング温度は約 150°Cであり [1][2]、実使用温度に極めて近いこと、ヘッドには適用できない。一方、CrMnPt はパーマロイ (NiFe)あるいは Co と交換結合し[3][4]、高いブロッキング温度をもつことから、実用化される可能性が高い。本研究では、Co 膜と CrMnPt 膜の交換結合の温度特性に及ぼす膜厚及び結晶形態の影響について調べた。第 2 章に述べたモデルに、実測の結晶粒径分布を用いて結合磁界及び保磁力の温度特性の計算を行い、実験結果と比較を行なった。また、局所ブロッキング温度を定義し、局所ブロッキング温度の分布と反強磁性膜厚との関係を示し、交換結合の温度特性のメカニズムを明らかにした。

### 3.2 実験方法

ガラス基板(コーニング製 #7059)上に、膜厚 150~1000 Å の CrMnPt を有するスピバルブ膜を作成した。膜構成は glass/ Ta 50/ NiFe 50/ CoFe 10/ Cu 21/ Co 30/ CrMnPt / Ta 30 Å である。図 3-1 には成膜に用いたスパッタ装置の上面図を示す。装置は日立製作所製で、中心の真空搬送室の周囲に 7 つのスパッタ室を有し、各スパッタ室に 1 つの RF マグネトロンカソードを有するスパッタ装置である。ターゲットを下側に、基板をターゲットの直上に静止対抗配置して成膜する設備である。搬送室及びスパッタ室の到達圧力は  $5 \times 10^{-7}$  Torr 以下、スパッタ時のガス圧力は  $5 \times 10^{-4}$  Torr 以下が可能である。NiFe 組成は Ni<sub>83</sub>Fe<sub>17</sub> (at%)、CoFe の組成は Co<sub>86</sub>Fe<sub>14</sub> (at%) であり、反強磁性膜 CrMnPt の組成は (Cr<sub>0.5</sub>Mn<sub>0.5</sub>)<sub>96</sub>Pt<sub>4</sub> (at%) である。CrMnPt の成膜は、Cr<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> ターゲットのエロージョンエリア上に Pt の小片を配置してスパッタを行い、Pt 小片を配置する数を変えることで Pt 組成を調整した。各層の成膜条件を表 3-1 に示す。

Co/CrMnPt 層に結合磁界を誘起するために、スピバルブ膜を 230°C 3 時間、3 kOe の磁界中で熱処理を行い、同磁界中で冷却を行なった。熱処理及び冷却は真空中で行なった。ヒステリシス曲線の測定は VSM を用いて、温度を変えて行ない、結合磁界  $H_p$  と保磁力  $H_c$  を求めた。

CrMnPt の結晶粒の観測は透過電子顕微鏡 (TEM) を用いて行なった。得られ

た結晶粒の像から、数百個の結晶粒の寸法を測定することで結晶粒径分布を求めた。また、クロムとマンガンと酸素の元素像を透過電子顕微鏡のゼロロス像から求めた[5]。

第2章に記述したモデルによって結合磁界 $H_p$ 及び保磁力 $H_c$ の値を計算した。反強磁性粒CrMnPtのネール温度は結晶粒径によらず、340°Cで、その飽和磁化 $M_{AF}$ はブリュアン関数にしたがって変化するとして解析した。ネール温度は $H_p+H_c$ がCo単独膜の保磁力 20 Oeとなる温度から決定した。反強磁性粒の結晶磁気異方性定数 $K_a$ は $M_{AF}$ の3乗に比例して変化するとした。絶対零度での $K_a$ の値 $K_{a0}$ を、 $H_p$ 及び $H_c$ の温度変化を近似するパラメータとした。一方、強磁性粒Coの磁化 $M_F$ 及び結晶磁気異方性定数 $K_u$ は温度によらない一定値をもつと仮定した。

### 3.3 局所ブロッキング温度

図2-9に示したように $H_a > h_{ex}/2$  のとき反強磁性のエネルギー曲線は2つの極小値をとり、これらの中にエネルギー障壁を生じる。エネルギー障壁高さは第2章で示したように

$$e_b = H_a \{ 1 + (h_{ex} / H_a)^2 / 4 \} \quad (2-30)$$

で表現される。ここで、 $H_a$ は次式で与えられる。

$$H_a = K_a A D / (M_F V_m) \quad (2-21)$$

ここで、 $A$ は反強磁性粒の強磁性粒と接触する界面積であり、 $D$ は反強磁性粒の高さ(膜厚)である。エネルギー障壁の高さは、反強磁性結晶粒の体積 $AD$ に概ね比例する。したがって、体積の大きい反強磁性粒ほどエネルギー障壁が高いため、その磁気モーメントを高温まで変化させないことになる。ブロッキング温度は、反強磁性粒が強磁性粒に対して一方向のバイアスを失う温度であることを考慮すると、体積の大きな反強磁性粒は高いブロッキング温度を有し、体積の小さな反強磁性粒は低いブロッキング温度を有することになる。したがって、異なる結晶粒ごとに異なるブロッキング温度を有することとなる。そこで、各結晶の有しているブロッキング温度を局所ブロッキング温度とよぶことにする。局所ブロッキング温度 $T_b$ は次のように与えられる。

$$1/\Delta t = \nu_0 [ \exp\{-(e_b - h_{ex}(L)) M_F V_m / (kT_b)\} + \exp\{-(e_b + h_{ex}(L)) M_F V_m / (kT_b)\} ] \quad (3-1)$$

$$e_b = H_a [ 1 + \{h_{ex}(L)/H_a(L)\}^2 / 4 ] \quad (3-2)$$

$$H_a(L) = (K_a D L^2) / (M_F V_m) \quad (3-3)$$

$$h_{ex}(L) = (J C L^2 M_{AF}) / V_m \quad (3-4)$$

$$A = L^2 \quad (3-5)$$

### 3.4 結晶形態の評価

図 3-2 に CrMnPt の膜厚を変えた場合の  $\theta - 2\theta$  法による X 線回折スペクトルを示す。(a) と (b) は通常の  $\theta - 2\theta$  法の結果であり、膜面に平行な結晶面からの回折スペクトルである。(c) は試料表面から 30 度傾いた結晶面からの回折スペクトルである。(a) では、 $2\theta$  が 43 度と 44 度の間にピークが観測され、(b) では 96 度と 97 度の間に観測され、(c) では 80 度付近に観測される。(c) で観測されるピークは CrMnPt の bcc 特有の (211) 面のピークであり、CrMnPt が bcc 構造であることが分かる。

(a) で観測されるピークは CrMnPt の bcc(101) 面からの回折ピークと NiFe/CoFe/Cu/Co 層の fcc(111) 面からの回折ピークが重なったものである。(b) で観測されるピークは CrMnPt の bcc(202) 面からの回折ピークと NiFe/CoFe/Cu/Co 層の fcc(222) 面からの回折ピークが重なったものである。(a)、(b) 及び (c) のピーク位置はいずれも、CrMnPt の膜厚が厚くなるにつれて高角度側にシフトする。また、(a) の CrMnPt 400 Å のピーク位置の  $2\theta$  に固定してロッキングカーブを測定したところ、その半値幅は 2.6 度と小さいことが分かった。したがって、NiFe/CoFe/Cu/Co/CrMnPt 層は強く結晶配向していることが分かる。NiFe/CoFe/Cu/Co/CrMnPt 層には連続した TEM の格子像が認められたことから、Co と CrMnPt は整合して成長していると考えられる。fcc と bcc の格子の配列の関係として、西山の関係と Kurdjumov-Sach の関係を適用してみたところ、Kurdjumov-Sach の関係 (fcc [-1 -1 1] // bcc [-1 0 1]) は bcc [-1 0 1] 方向でミスマッチが 1.1% と小さくなることが分かった。図 3-3 にその関係を示す。

図 3-4 には、それぞれ (a) (b) (c) で観測された回折線の面間隔の CrMnPt 膜厚

依存性を示す。CrMnPt 膜厚がゼロのとき ( $D=0$ ) の面間隔値も示してある。CrMnPt の膜厚が 1000 Å から 150 Å まで減少すると、いずれの面間隔も増大する。図(a)及び(b)からわかるように、CrMnPt の膜厚がゼロのとき、即ち fcc(111) の面間隔は、CrMnPt の膜厚が 1000 Å から 150 Å のときの面間隔に比べてより小さな値をもつ。CrMnPt の膜厚が 150 Å から 1000 Å である試料の回折ピーク強度は 5 倍以上に増大しているため、この範囲での回折強度は主に CrMnPt の結晶面によるものと考えられる。したがって、CrMnPt の b c c (101) 面間隔はその膜厚が薄いほど大きくなっていることが分かる。

膜厚が 1000 Å と十分に厚い場合 CrMnPt 本来の面間隔に近い値であり、CrMnPt 膜厚がゼロのときの面間隔が Co の本来の面間隔である。CrMnPt の本来の最近接原子間距離は 2.546 Å であり、Co の本来の最近接原子間距離の 2.518 Å と見積もれる。そのミスマッチは 1.1% である。このミスマッチを小さくするように CrMnPt は界面近傍で(101)面内で縮み、(101)の面間隔は大きくなっていると考えられる。

図 3-5 には、NiFe/CoFe/Cu/Co/CrMnPt 膜断面の TEM 像を示す。CrMnPt 膜は柱状結晶粒であることがわかる。

図 3-6 は膜面に垂直方向からみた CrMnPt 粒の TEM 明視野像である。試料の成膜構成は Ta 50/ NiFe 50/ CoFe 10/ Cu 21/ Co 30/ CrMnPt 400 Å である。結晶粒は粒の大きさそろっており、粒界が白く見えていることから隙間があるように見える。

さらに、詳細に調べるために Cr と Mn と O の組成像を調べた [5]。図 3-7 に明視野像、O による像、Cr による像、Mn による像を示す。O 像においては、粒界が粒内部に比べて明るくなっており、O が粒内部より粒界に多いことがわかる。Mn の像からは、Mn も粒内部に比べて粒界に多いことがわかる。しかし、Cr の像からは Cr が粒界より粒内部に多いことが分かる。したがって、粒界は Mn を主成分とする酸化物となっている可能性が高い。Mn の酸化物はいずれもネール温度またはキュリー温度が室温以下 ( $MnO: T_N=122K, Mn_3O_4: T_c=43K$ ) であるので [6]、粒界は室温以上で非磁性になっていると考えられる。この結果は、反強磁性粒間の相互作用がないとする第 2 章のモデルの仮定がよい近似であるこ

とを示している。

図 3-6 から数百個の粒を無作為に選び、粒径を測定し、粒径分布を求めた。図 3-8 に粒径分布を示す。実線はガウス分布を仮定した近似曲線である。FeMn 系では、粒径は対数正規分布をするという報告があるが[7][8]、本系では粒径は単純なガウス分布でよく表されている。平均の粒径は 95 Å、標準偏差は 22 Å である。

### 3.5 交換結合の温度特性

図 3-9 には、CrMnPtの膜厚を様々に変えた場合の結合磁界 $H_p$ の温度特性、図 3-10 には保磁力 $H_c$ の温度特性を示す。膜厚を 150 Å から 1000 Å まで変えると、ブロッキング温度、即ち結合磁界 $H_p$ が消失する温度は、室温から 300°C まで増大する。膜厚の増加とともに、結合磁界 $H_p$ は全ての温度で増大する。膜厚の増加とともに、 $H_p$ の温度変化の曲線は、直線から上に凸へと変化する。膜厚 400 Å と 1000 Å の $H_p$ の温度変化曲線はブリュアン関数に準じた変化をし、ブロッキング温度の差も小さくなっている。

保磁力 $H_c$ はブロッキング温度付近で最大をとる。CrMnPtの膜厚が厚くなるとともに、 $H_c$ のピークをとる温度は増大し、 $H_c$ のピーク値は小さくなる。

### 3.6 実験結果と計算結果

結合磁界と保磁力の温度変化を説明するために、図 3-8 に示すCrMnPtの粒径分布をもとに、第 2 章のモデルにより計算を行なった。CrMnPtが柱状結晶をしていることから、図 3-8 の粒径分布をすべての膜厚のCrMnPtにおいて仮定する。CrMnPtの結晶磁気異方性定数 $K_{a0} = K_a(T=0K)$ の値が未知であるので $K_{a0}$ を近似パラメータと扱う。図 3-11～図 3-15 に計算結果を示す。

黒丸は $H_p$ の実験結果、白丸は $H_c$ の実験結果である。図中の実線は $H_p$ の計算結果、破線は $H_c$ の計算結果を示す。各膜厚で $H_p$ の計算結果と実験結果は非常によく一致しており、 $H_c$ の温度変化の傾向も定性的にはよく説明できている。 $H_c$ の計算結果が完全に実験結果と一致しないのは、現実の系は強磁性膜、反強磁性膜ともに多結晶粒であるが、本モデルでは強磁性膜を単結晶粒で近似し、かつ

一斉磁化反転を仮定しており強磁性膜の磁化過程を単純化しているためと考えられる。このように強磁性膜についての単純化を行っているにもかかわらず、本モデルが半定量的に実験結果と一致するのは、本モデルが現象をよく記述しているためと考えられる。これは、CrMnPt系の交換結合のふる舞いに関する本モデルの妥当性を示している。即ち、反強磁性の結晶粒を単位とする副格子磁気モーメントの熱揺らぎが交換結合の温度特性を決定していることが明らかとなった。図 3-16 には近似パラメータである  $K_{a0}$  を CrMnPt の膜厚に対してプロットした。

$K_{a0}$  は CrMnPt の膜厚が厚くなるとともに増大し、膜厚 400 Å 以上で飽和する。この傾向は図 3-4 の CrMnPt の面間隔が 400 Å 以上で飽和することを対応しており、CrMnPt の界面近傍の歪の多く入った領域は、異方性定数が小さくなっている可能性が考えられる。

図 3-17 には CrMnPt の粒径に対して求めた局所ブロッキング温度  $T_b$  の計算結果を示す。粒径  $L$  を有する反強磁性粒の局所ブロッキング温度  $T_b$  は、(3-1)～(3-4) 式から求めている。図から分かるように反強磁性粒径の増加とともに局所ブロッキング温度  $T_b$  は増大し、ある温度に漸近していく。粒径が増加すると結晶粒の体積が増加するため、その磁気異方性エネルギーの障壁が増大し、その結果、反強磁性粒の副格子磁気モーメントが熱励起により反転しにくくなるためである。また、漸近する温度はネール温度である。なぜなら、ブロッキング温度  $T_b$  は、反強磁性が消失するネール温度を超えることはないからである。また、膜厚増加とともに局所ブロッキング温度  $T_b$  は増大する。特に、小さな結晶粒ほど膜厚を厚くするとブロッキング温度  $T_b$  が顕著に増加する。膜厚増加によるブロッキング温度  $T_b$  の増加も反強磁性粒の体積増加による磁気異方性エネルギーの増加が原因である。

実用的な観点から考えると局所ブロッキング温度  $T_b$  の低い成分は望ましくない。この局所ブロッキング温度  $T_b$  の低い成分は、より微細な反強磁性結晶粒に起因している。したがって、結晶粒径の分布を狭くして均一の粒子を作ればよいが、多結晶系で粒径を均一化するのは困難である。本結果によれば膜厚を厚くすると微細粒子の方が顕著にその局所ブロッキング温度  $T_b$  を増大すること

から、局所ブロッキング温度を狭くするのに効果的である。したがって、実使用時の固定層の信頼性を高める上で、反強磁性膜の厚膜化が望ましい。

また、図 3-18 には局所ブロッキング温度  $T_b$  の分布について、異なる CrMnPt 膜厚に対する依存性を示す。図 3-17 の局所ブロッキング温度の粒径  $L$  依存性と図 3-8 の粒径分布を用いて算出している。

CrMnPt の膜厚が厚くなるほど局所ブロッキング温度  $T_b$  の中間値温度が高くなり、分布の幅も狭小化する。たとえば、膜厚 200 Å では局所  $T_b$  は  $-200^{\circ}\text{C}$  から  $+150^{\circ}\text{C}$  まで広く分布するが、膜厚を 1000 Å まで厚くするとブロッキング温度の分布は  $200^{\circ}\text{C}$  から  $300^{\circ}\text{C}$  と非常に狭小化する。 $T_b$  が膜厚（結晶粒体積）に比例して増大しないのは、先ほど述べたのと同じ理由であり、ネール温度が上限だからである。

### 3.7 まとめ

高いブロッキング温度を示す Co/CrMnPt 交換結合膜の結晶形態、結合磁界と保磁力の温度特性を検討し、第 2 章のモデルにより計算及び解析を行ない、以下の結論を得た。

- 1) NiFe/CoFe/Cu/Co 層の  $f c c (111)$  面に CrMnPt の  $b c c (101)$  面が成長しており、強く面配向している。
- 2) CrMnPt は Co との整合関係を保とうとするために、界面付近で歪んでいる。  
 $b c c (101)$  面間隔は Co 界面に近いほど大きい。
- 3) CrMnPt の粒形状は膜面直上から見ると大きさがそろっており、粒界に間隙が認められ、粒界は非磁性と考えられる。結晶粒径の分布はガウス分布をしており、平均の粒径は 95 Å で標準偏差は 22 Å である。また、膜断面方向には柱状形状である。
- 4) CrMnPt 膜厚を 150 Å から 1000 Å まで厚くすると、ブロッキング温度は、室温から  $340^{\circ}\text{C}$  まで増大し、 $H_p$  の温度変化の曲線は、直線から上に凸へと変化する。膜厚 400 Å 以上で温度変化曲線はブリュアン関数的に変化する。
- 5) 保磁力  $H_c$  はブロッキング温度付近で最大をとり減少する。CrMnPt の膜厚が厚くなるとともに、 $H_c$  のピークをとる温度は増大し、 $H_c$  のピーク値は小さく

なる。

- 6) 実測のCrMnPtの粒径分布を用い、結晶磁気異方性定数 $K_{a0} = K_a(T=0K)$ を近似パラメータとして、各膜厚の $H_p$ と $H_c$ の温度変化を近似した結果、実測値とよい一致が得られた。
- 7) 本系においては、反強磁性の結晶粒を単位とする副格子磁気モーメントの熱揺らぎが交換結合の温度特性を決定している。
- 8) 近似パラメータである $K_{a0}$ はCrMnPtの膜厚が厚くなるとともに増大し、膜厚400 Å以上で飽和する。この傾向はC oとの界面付近でCrMnPtが大きく歪んでいるために、CrMnPtの膜厚が薄い場合、磁気異方性定数が小さくなっている可能性が考えられる。
- 9) CrMnPtは柱状結晶であるので、膜厚を厚くすると結晶粒体積が増大し、反強磁性粒の結晶磁気異方性エネルギーは増大する。これにより、局所ブロッキング温度の中心値が上昇すると同時に、局所ブロッキング温度の分布幅も狭くなり、その低温成分が少なくなる。反強磁性膜の膜厚を厚くすることが、交換結合の温度特性改善に重要である。



### 参考文献

- [1] C. Tsang, N. Heiman, and Kenneth Lee, *J. Appl. Phys.*, 52(3), 2471(1981)
- [2] C. Tsang and Kenneth Lee, *J. Appl. Phys.*, 53, 2605 (1982)
- [3] S. Tadokoro, T. Imagawa, K. Mitsuoka, S. Narishige, S. Soeya and M. Fuyama, *J. Magn. Soc. Jpn.*, 20, 357 (1996)
- [4] H. Hoshiya, S. Soeya, R. Arai, K. Meguro, Y. Hamakawa, S. Tadokoro, R. Nakatani, M. Fuyama, H. Fukui, and Y. Sugita, *IEEE Trans. Magn.*, 33, 2898 (1997)
- [5] K. Kimoto, T. Hirano, K. Usami, and H. Hoshiya: *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33, L1642 (1994)
- [6] R. Tebble : “Magnetic Materials”, *University Microfilm International*, A Bell and Howell Co. p157 and p274
- [7] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, and D. Metzger, *J. Appl. Phys.*, 80, 4528 (1996)
- [8] K. Barmer, R. A. Ristau, K. R. Coffey, M. A. Parker, and J. K. Howard, *J. Appl. Phys.*, 79, 5330(1996)

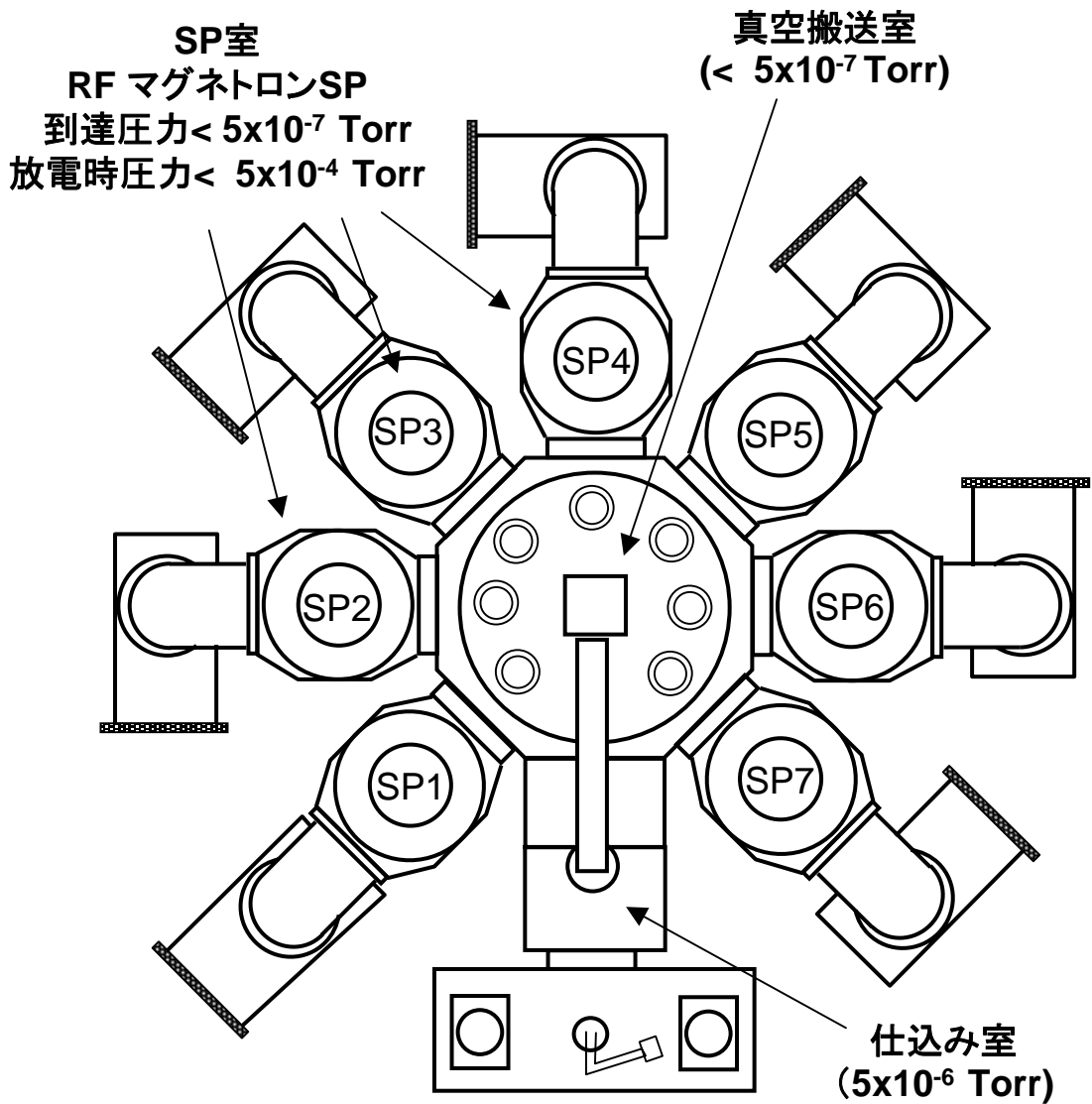


図3-1 成膜に用いたスパッタリング装置の上面図

表3-1 主な成膜条件

	Ta	NiFe	CoFe	Cu	Co	CrMnPt
Ar流量 (sccm*)	10	10	31	49	10	33
ガス圧 (mTorr)	0.5	0.5	1.2	2.2	0.4	8.8
パワー(W)	350	350	350	350	350	650

\*sccmはstandard cubic centimeter per minuteの略で、気体の流量を、  
単位時間(分)あたり、標準状態に換算した体積を表す。

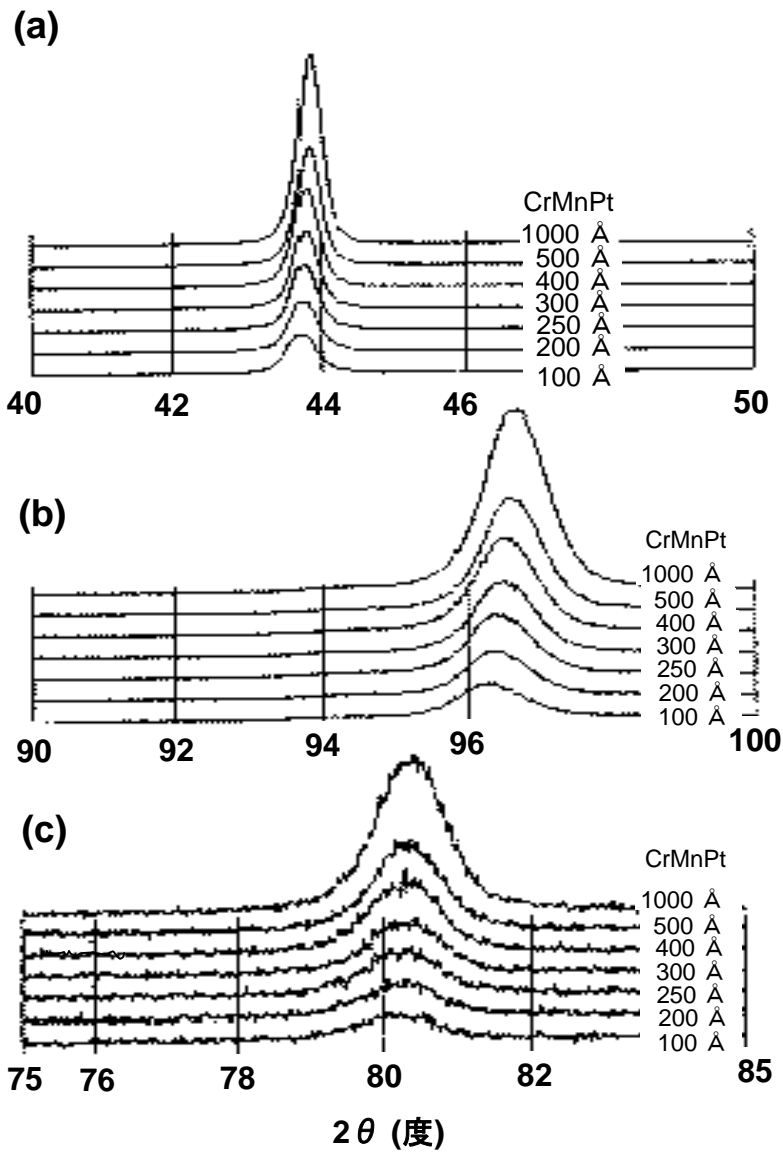


図3-2  $\theta-2\theta$ 法によるX線回折スペクトル

- (a) ピークはCrMnPtのbcc(101)面とNiFe/CoFe/Cu/Co層のfcc(111)面からの回折が重なったもの。
- (b) ピークはCrMnPtのbcc(202)面とNiFe/CoFe/Cu/Co層のfcc(222)面からの回折が重なったもの。
- (c) ピークはCrMnPtのbcc(211)面からの回折ピーク。

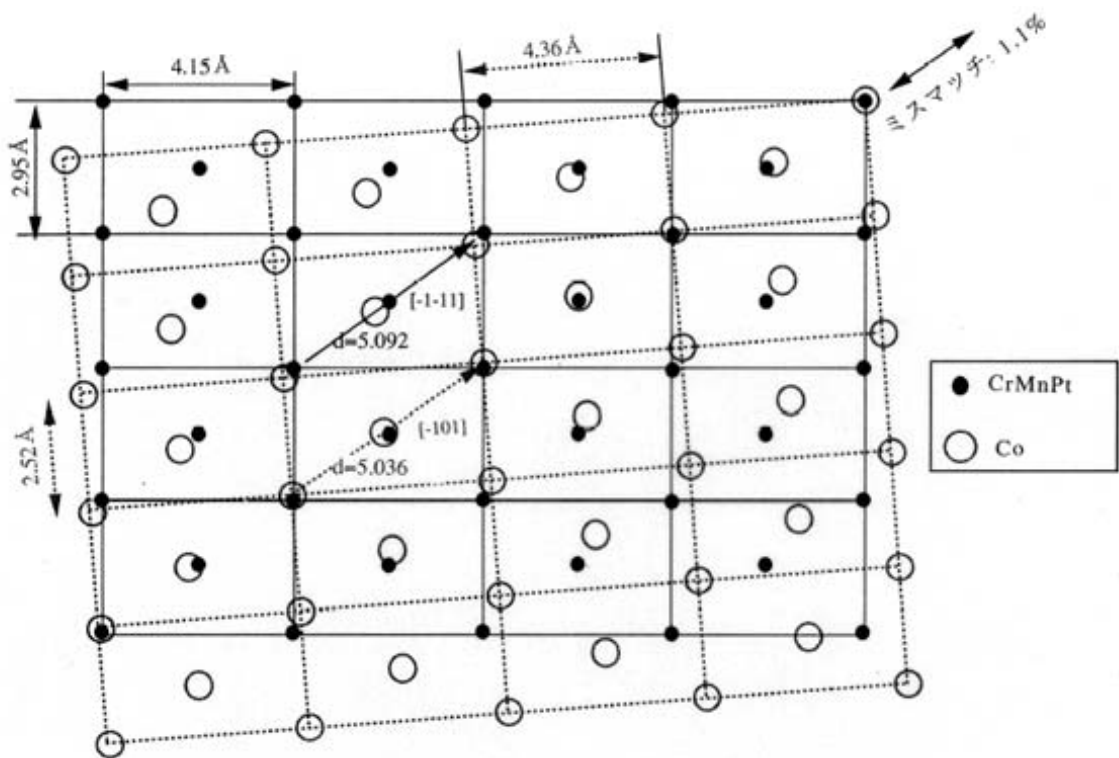


図3-3 Kurdjumov-Sachsの関係 (fcc $[-1 -1 1]$  // bcc $[-1 0 1]$ )

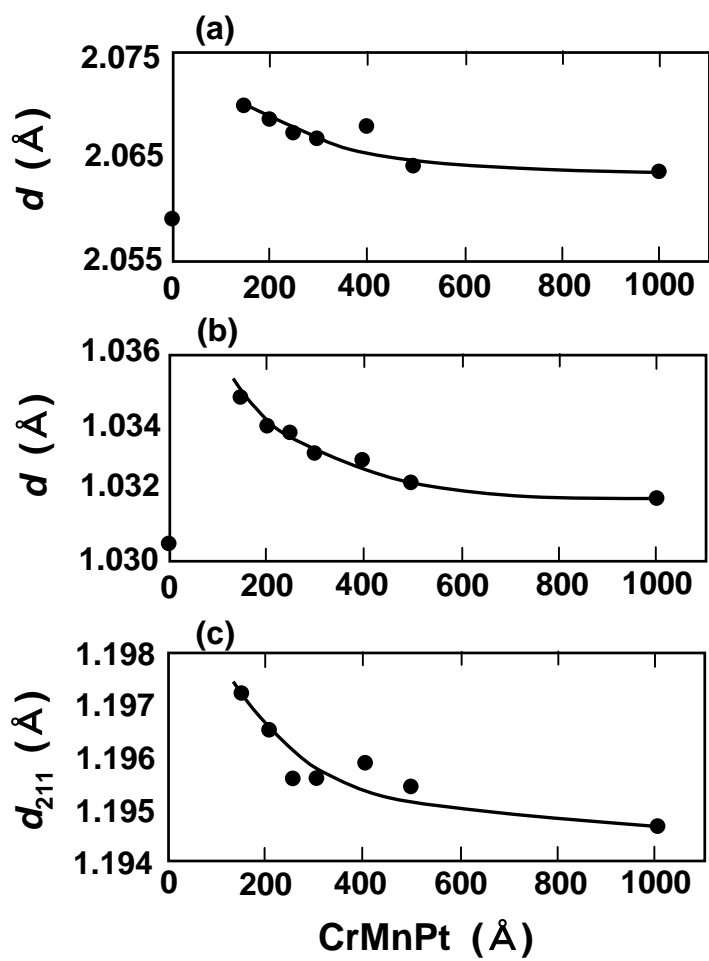


図3-4 図3-2 (a) (b) (c) で観測された回折線の面間隔のCrMnPt膜厚依存性

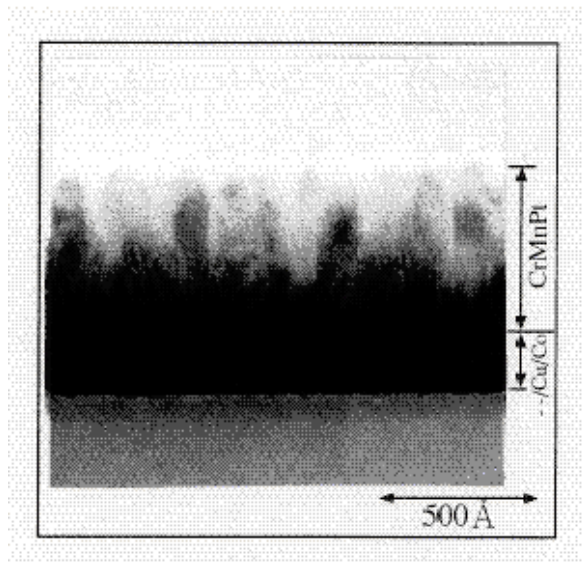


図3-5 NiFe/CoFe/Cu/Co/CrMnPt膜断面のTEM像

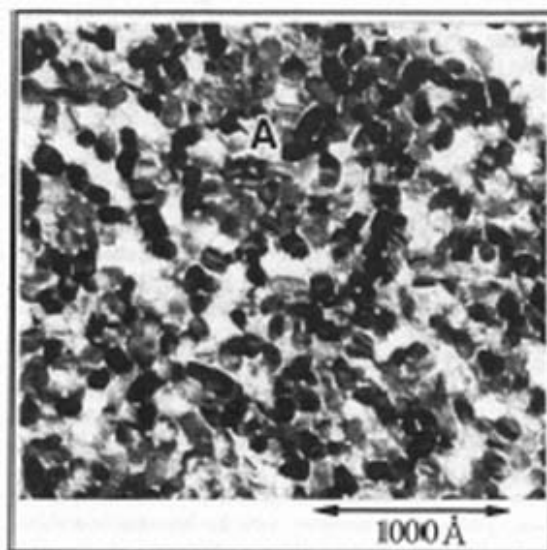


図3-6 膜面に垂直方向からみたCrMnPt粒のTEM明視野像



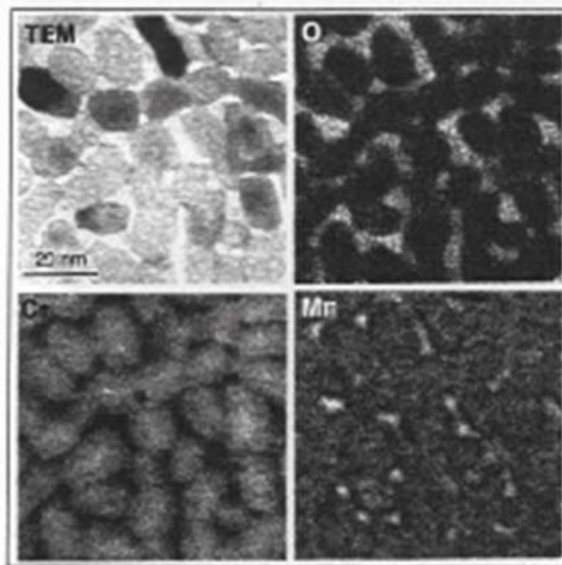


図3-7 透過電子顕微鏡の明視野像、およびイメージングフィルタ [5] を用いた酸素、クロム、およびマンガンの定性組成像

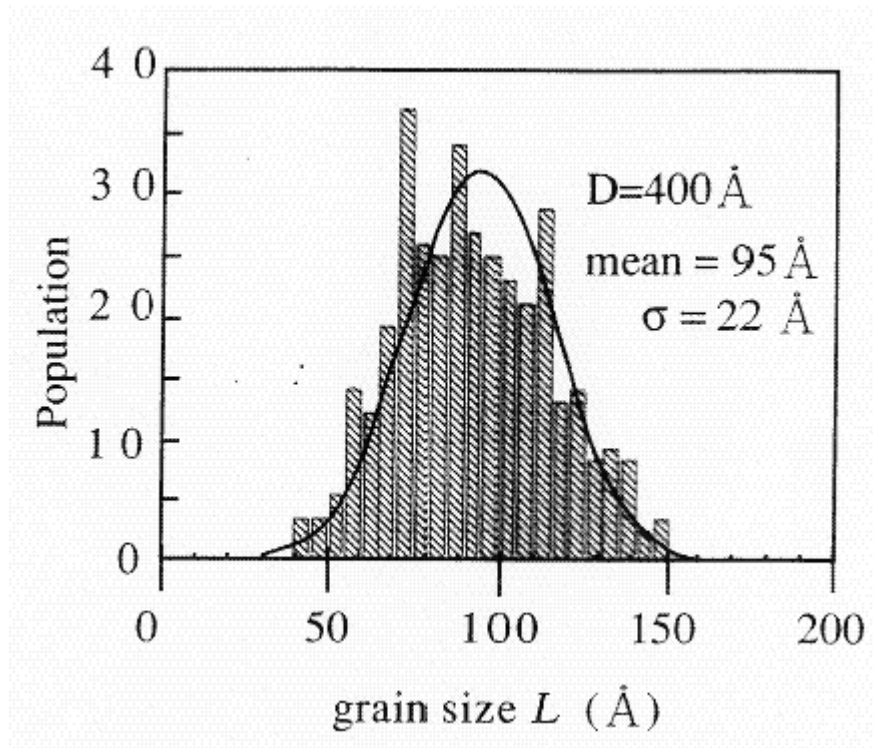


図3-8 CrMnPtの結晶粒径分布

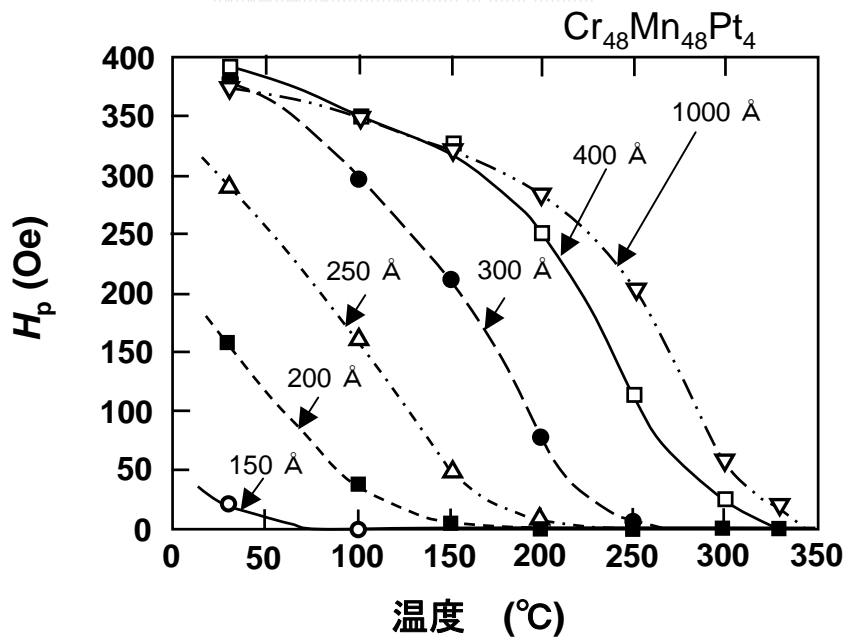
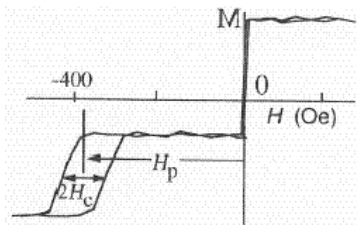


図3-9 結合磁界 $H_p$ の温度変化

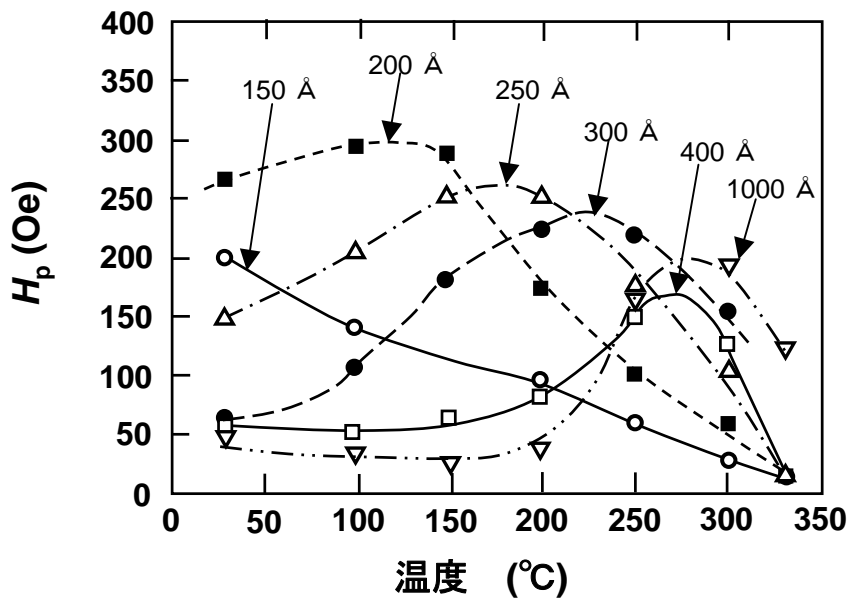


図3-10 保磁力 $H_c$ の温度変化

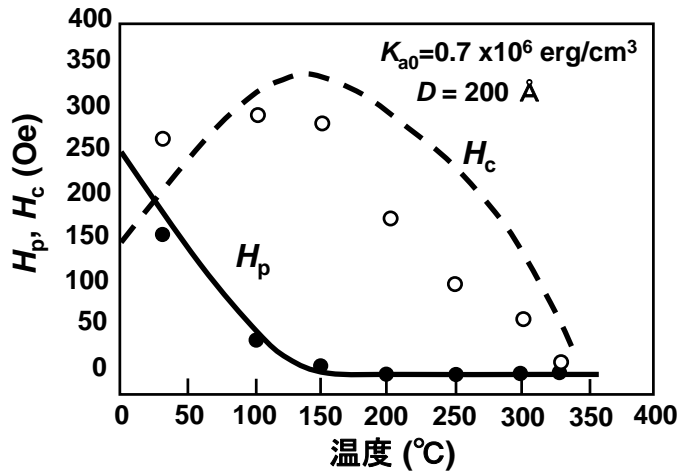


図3-11  $D = 200 \text{ \AA}$ における結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の実験結果と計算結果

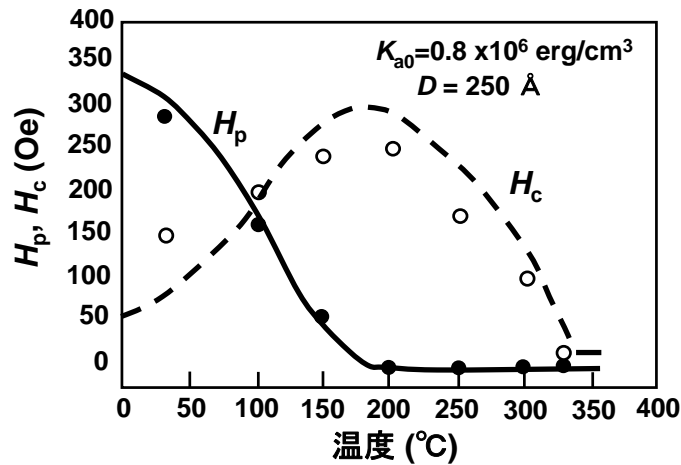


図3-12  $D = 250 \text{ \AA}$ における結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の実験結果と計算結果

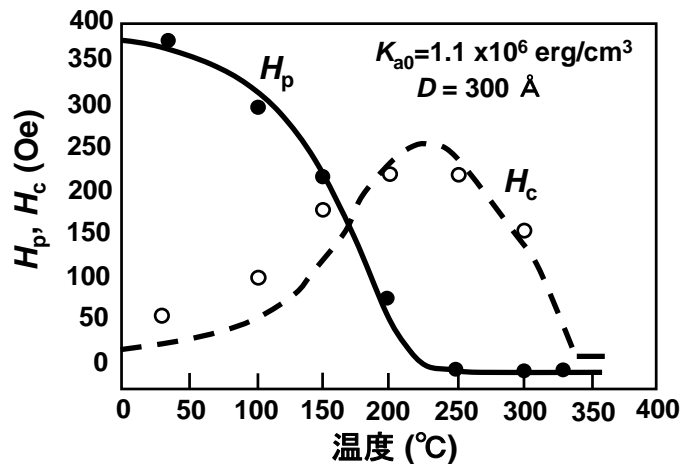


図3-13  $D = 300 \text{ \AA}$ における結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の実験結果と計算結果

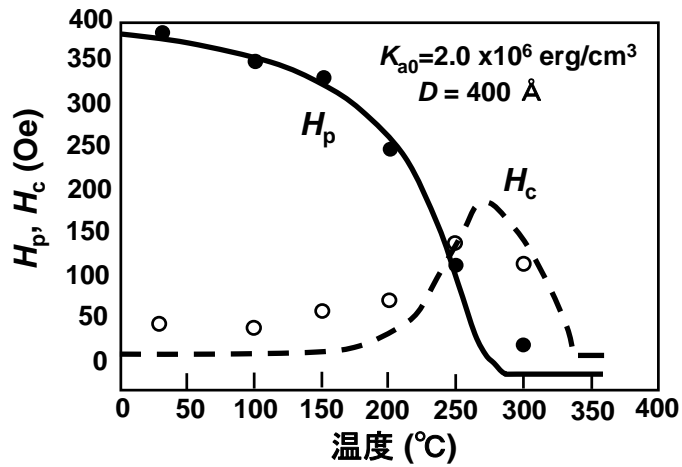


図3-14  $D = 400 \text{ \AA}$ における結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の実験結果と計算結果

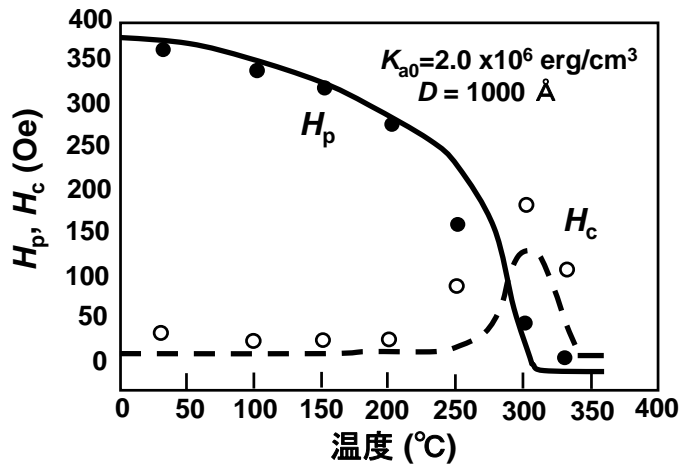


図3-15  $D = 1000 \text{ \AA}$ における結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の実験結果と計算結果

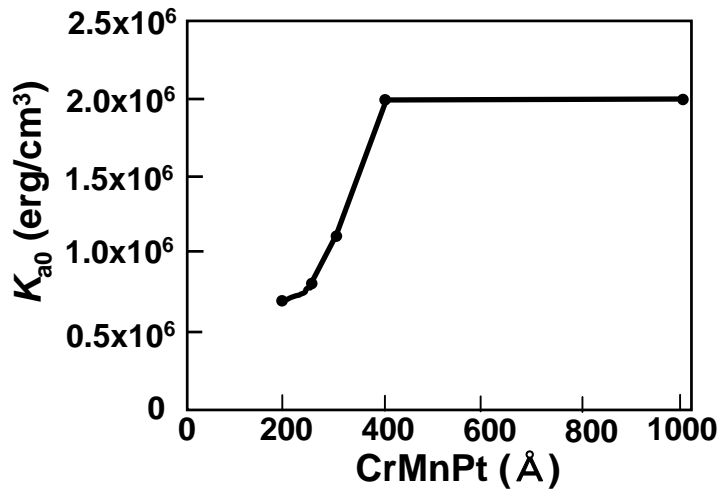


図3-16 近似パラメータ $K_{a0}$ のCrMnPt膜厚依存性

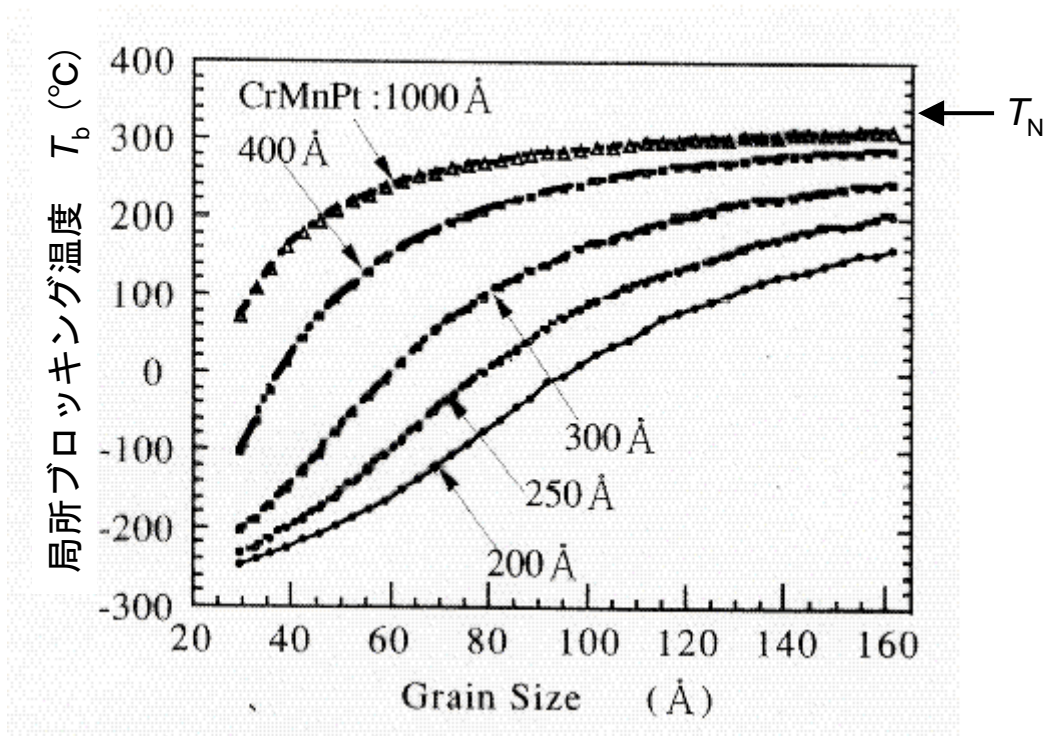


図3-17 CrMnPt結晶粒径と局所ブロッキング温度の関係  
 (局所ブロッキング温度の粒径依存性は(3-1)～(3-4)式から計算している。)

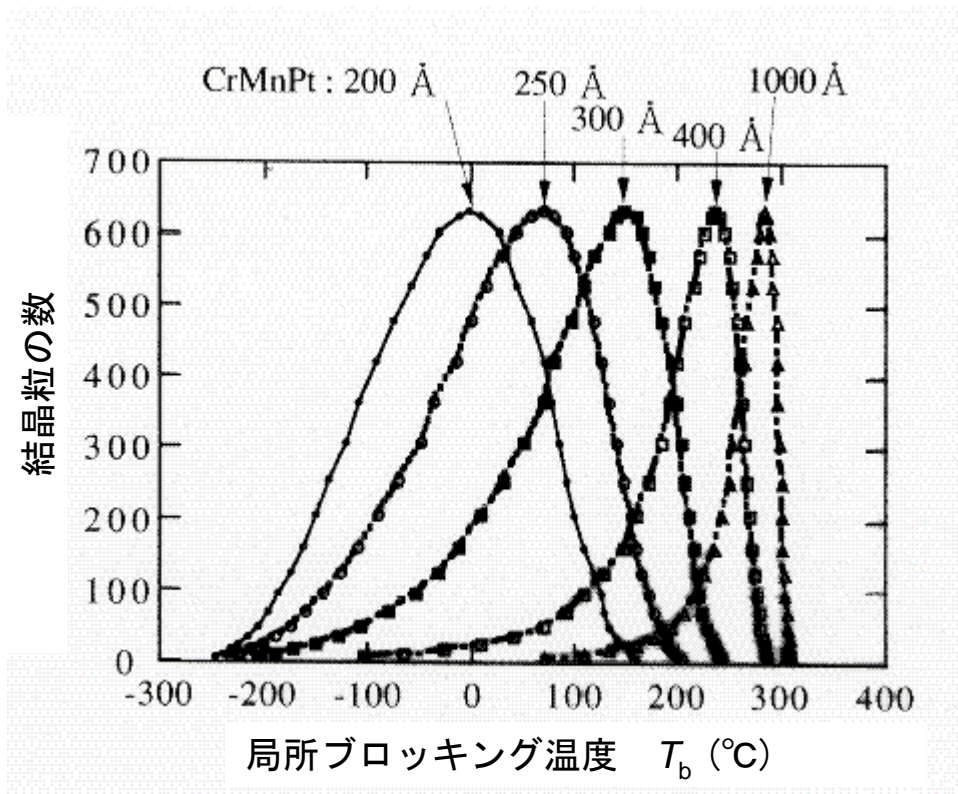


図3-18 局所ブロッキング温度の分布  
 (図3-17の局所ブロッキング温度の粒径 $L$ 依存性と図3-8の粒径分布を用いて算出した。)

## 第 4 章 磁界及び熱負荷における交換結合の研究



#### 4. 1 はじめに

反強磁性膜に NiO や FeMn を用いた GMR ヘッドでは、これら固定層のブロッキング温度が低いため 100°C 以下でも固定層の磁気モーメントが劣化し、問題を生じることが報告されている [1][2][3][4][5]。反強磁性膜と交換結合した固定層の外部磁界および熱負荷による変化とそのメカニズムを明確にすることは実用上重要である。本章では、Co/CrMnPt 交換結合膜 [6][7][8] に外部磁界および熱負荷を加えて交換結合磁界の変化を調べ、第 2 章の一斉磁化回転モデルを中心に解析した。また、活性化エネルギー分布の温度依存性を求め、その結果から反強磁性粒の磁化反転メカニズムを明らかにした。さらに求めた活性化エネルギー分布から、2000 時間後の結合磁界を見積もり、劣化を改善する手段について述べる。

#### 4. 2 実験方法

ガラス基板（コーニング#7059）上に基板/Ta 50/NiFe 50/CoFe 10/Cu 22/Co/CrMnPt /Ta 30 Å の膜を作成した。Co と CrMnPt の膜厚を変化させた。成膜には第 3 章と同じスパッタ装置を用いた。NiFe 組成は Ni<sub>83</sub>Fe<sub>17</sub> (at%) とし、CoFe の組成は Co<sub>86</sub>Fe<sub>14</sub> (at%) とした。反強磁性膜組成は (Cr<sub>0.5</sub>Mn<sub>0.5</sub>)<sub>96</sub>Pt<sub>4</sub> (at%)、及び (Cr<sub>0.4</sub>Mn<sub>0.6</sub>)<sub>90</sub>Pt<sub>10</sub>(at%) とした。主な成膜条件は第 3 章と同じである。

成膜した膜の固定層磁気モーメントを一方向に固定するために、3 kOe の磁界中で 230°Cx3h の熱処理を行なった。磁界は昇温から冷却まで終始印加した。

作成した膜の熱的安定性評価は VSM を用いて評価した。図 4-1 に評価方法を示す。まず、初期のヒステリシス曲線を 35 °C で測定する。このときの結合磁界を  $H_{p0}$  とする。次に、無磁界中で温度  $T_1$  まで昇温した後、固定層の磁化容易軸 (Pin 方向) と逆方向に 3 kOe の磁界を印加し、10 分間保持した後、磁界を印加したままで 35°C まで冷却し、35°C でヒステリシス曲線を測定する。このときの結合磁界を  $H_p(T_1)$  とする。つぎに同じように熱履歴を保持温度  $T_2$  ( $>T_1$ ) の温度で行なった後、35°C での結合磁界  $H_p(T_2)$  を測定する。以下順次、保持温度を上げながらこの保持温度  $T_i$  の熱履歴を加え 35°C での結合磁界  $H_p(T_i)$  を測定する。保持温度は 100°C から 125°C, 150°C, 175°C, 200°C, 225°C, 250°C, 275°C とした。

同一サンプルで順次変化させた。

また、保持温度を一定として保持時間を変えて、結合磁界の保持時間依存性を調べる実験も行なった。

### 4. 3 解析方法

第2章のモデル及び第3章の結果から、本実験により観測される結合磁界の低下は、反強磁性粒の磁気モーメントの反転によって生じると考えられる。35°Cでの測定中の反強磁性粒の磁気モーメントの方位の変化しないものと仮定すると、(2-47)式はさらに簡単になり、 $H_p$ は次のように書ける。

$$H_p = \int h_{ex}(L) Pop(L) \{p_+(L) - p_-(L)\} dL \quad (4-2)$$

ここで、 $h_{ex}(L)$ は粒径 $L$ の一つの反強磁性粒が固定層に与える交換結合磁界であり、次式で与えられる。

$$h_{ex}(L) = J C M_{AF} L^2 / V_m \quad (4-3)$$

式からわかるように、交換結合磁界は反強磁性粒径の2乗、すなわち、固定層との界面積に比例する。ここで、 $M_{AF}$ は反強磁性粒の副格子磁化、 $V_m$ は強磁性粒の体積である。また、 $Pop(L) dL$ は粒径 $L$ から $L+dL$ の粒径を有する反強磁性粒の度数、 $p_+(L)$ 、 $p_-(L)$ はそれぞれ粒径 $L$ の反強磁性粒がその界面磁気モーメントを+X方向に向ける確率及び-X方向に向ける確率である。したがって、 $p_+(L) + p_-(L) = 1$ である。

問題を簡単化するために、着磁熱処理後、室温では、反強磁性粒の磁気モーメントはほとんど着磁処理中の磁界方向即ち+X方向を向いていると仮定する。すなわち、

$$1 \sim p_+(L) \gg p_-(L) \sim 0 \quad (4-4)$$

このように35°Cで反強磁性粒の磁気モーメントが+X方向にそろった状態の交換結合膜に、高温で結合の向きと反対方向(-X方向)に磁界を加えると、固定層の磁化が-X方向に向く。このため、反強磁性粒の磁気モーメントは準安定状態となり、熱励起により微細な反強磁性粒が磁化反転を始めるので、 $p_+(L)$ が減少を始め、 $p_-(L)$ は増加を始める。図4-2に、(a)無磁界中で固定層の磁化が+X方向を向いている場合、(b)逆磁界中で固定層磁化が-X方向を向いている場合の

反強磁性粒のエネルギー曲線を示す。図中の  $\theta$  は反強磁性粒磁気モーメントが +X方向とのなす角である。図からわかるように無磁界中の場合(a)、反強磁性粒磁気モーメントは  $\theta = 0^\circ$  の方が  $\theta = 180^\circ$  に比べて安定であるが、逆に逆磁界中の場合(b)、 $\theta = 180^\circ$  が  $\theta = 0^\circ$  に比べて安定である。したがって、(a)の無磁界中の場合、反強磁性粒磁気モーメントは初期状態と同じ +X方向に留まり続け  $p_+ = 1$  である。その結果、結合磁界は変化しない。一方、(b)逆磁界中の場合、+X方向は準安定状態となり、熱励起によって -X方向に磁化反転する反強磁性粒が生じる。ここで図中の極大点  $e_b$  は次式で与えられる。

$$e_b(L) = H_a [1 + \{h_{ex}(L)/H_a(L)\}^2/4] \quad (4-5)$$

$$H_a(L) = K_a V_a(L) / (M_F V_m) \quad (4-6)$$

である。 $K_a$ ,  $V_a(=DL^2)$  はそれぞれ反強磁性粒の結晶磁気異方性定数と体積、 $M_F$  は強磁性粒の飽和磁化である。(4-5)式と(4-6)式から分かるように、極大値  $e_b$  は反強磁性粒の体積が小さいほど小さいので、粒径  $L$  の小さな反強磁性粒の方から、磁気モーメントの反転が生じる。すなわち、 $p_+(L)$  が減少し  $p_-(L)$  が増大する。その結果、(4-2)式により結合磁界は低下する。

また、逆磁界中の保持温度が高いほど、熱励起により反転する反強磁性粒の数が增加するので、結合磁界はより減少する。また、保持時間が長くなると、反強磁性粒の反転する確率がふえるため、結合磁界は減少する。

逆磁界熱処理を行う前の状態での  $p_+$  と  $p_-$  をそれぞれ  $p_+^0(L)$ 、 $p_-^0(L)$  とすると、ある温度  $T$  で逆磁界中に時間  $t$  だけ保持したときの  $p_+$  及び  $p_-$  は

$$p_-(L, t) = p_{\text{low}}^\infty(L) [1 - \exp\{-t/\tau(L)\}] + p_-^0(L) \exp\{-t/\tau(L)\} \quad (4-7)$$

$$p_+(L, t) = 1 - p_-(L, t) \quad (4-8)$$

ここで、

$$1/\tau(L) = \nu_0 [\exp\{-\{e_b(L) - h_{ex}(L)\}M_F V_m/(kT)\} + \exp\{-\{e_b(L) + h_{ex}(L)\}M_F V_m/(kT)\}] \quad (4-9)$$

$$p_{\text{low}}^\infty(L) = 1/[1 + \exp\{-2h_{ex}(L)M_F V_m/(kT)\}] \quad (4-10)$$

で与えられる。

これらの式において未知であるのは、(4-3)式の  $J$ ,  $C$ ,  $M_{AF}$ 、(4-6)式の  $K_a$  で

ある。 $Pop(L)$ には粒径の分布関数を、 $V_m$ には膜の単位面積あたりの強磁性体積を、 $M_F$ には $Co_{86}Fe_{14}$ の磁化  $1360\text{emu/cm}^3$ を、 $\nu_0$ にはスピンの才差周波数のオーダーである  $1 \times 10^9$ を用いた。実測の初期値の $H_p$ と計算値が一致するように $J C M_{AF}$ を決定し、 $K_a$ を近似パラメータとした。

#### 4. 4 実験結果

図 4-3 に CrMnPt 反強磁性膜の結晶粒径分布を、(a)Pt 組成 4at%の 400 Å膜の場合、(b)Pt 組成 10at%の 300 Å膜の場合について示す。分布をガウス分布で近似すると、Pt 組成 4 at%では平均値が 95 Åで標準偏差が 22 Åである。Pt 組成 10at%では平均値が 74 Åで標準偏差が 24 Åである。また、断面 TEM 観察によれば結晶は柱状結晶である [8]。

図 4-1 の熱履歴について、保持温度を低温側から順次変えて行った際の処理温度と結合磁界の関係を図 4-4 に示す。試料は、ガラス基板/ Ta50/ NiFe50/ CoFe10/ Cu22/ Co30/ CrMnPt / Ta30 Åで、CrMnPt膜組成は $(Cr_{0.4}Mn_{0.6})_{90}Pt_{10}$  (at%)である。同図には、同じ温度履歴を磁界印加なしで処理した場合の結果もあわせて示す。磁界を印加しないで処理した場合、結合磁界は処理温度によらず一定であるが、逆磁界を印加した場合、処理温度が高くなるとともに結合磁界は低下する。たとえば、反強磁性膜厚 300 Åの場合、処理温度 220 °Cで結合磁界はゼロとなり、さらに処理温度を高くすると符号は負になり絶対値は増大する。逆磁界を加えない場合、結合磁界は低下しないことから、逆磁界中での結合磁界の減少は、固定層/反強磁性層の磁気的な変化に起因しているものと考えられる。また、反強磁性膜厚が薄いほど $H_p$ の変化が大きい。

処理温度を 110°C、保持時間を 10 分とし、処理時の逆磁界を順次強くした場合の、結合磁界の逆磁界依存性を図 4-5 に示す。また、同図には固定層を着磁した後の上記試料の 110°Cにおけるヒステリシス曲線を模式的に示す。逆磁界強さが 300 Oe 以下では結合磁界は変化しないが、逆磁界強さが 400 Oe を超えると結合磁界は 10%減少する。また、磁界強さを 400 から 1000 Oe まで増加しても結合磁界の変化は見られない。模式図から分かるように、結合磁界変化を生じる逆磁界の強さは丁度、固定層 Co が磁化反転する磁界の強さに相当する。

従って、このような結合磁界の変化は、印加磁界の大小が直接的に影響しているのではなく、固定層の磁化方向が影響している。これは、反強磁性膜は磁界と直接相互作用しないで、交換相互作用を通して固定層磁化と相互作用するためである。

温度 80~150°C で、逆方向磁界を印加し、保持時間を変えて結合磁界の変化を調べた結果を図 4-6 に示す。また温度 110°C で無磁界中で保持時間を変えた結果も示す。無磁界の場合は、保持時間によらず結合磁界は変化しないが、逆方向磁界を印加し、固定層磁化を反転させた状態で保持した場合は、時間とともに結合磁界は低下する。最初の 10 分で急激に結合磁界  $H_p$  は低下し、その後は変化が緩やかになる。保持温度の増加とともに、初期の減少量は増大する。保持時間 200 分以降の減少の傾斜は 80°C~130°C でほとんど同じであるが、150°C では、急に大きくなる。

#### 4. 5 逆磁界中保持の保持時間依存性の解析

図 4-7 の実線及び点線は、図 4-3 の粒径分布を前述のモデルに取り入れ、反強磁性粒の異方性定数  $K_a$  をパラメータにして計算した結果である。保持温度が 80°C から 130°C の範囲では、パラメータ  $K_a$  を  $1.44 \times 10^6$  (80°C),  $1.34 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> (110°C),  $1.21 \times 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> (130°C) としたときに、計算結果は実験結果と良く一致している。一方、保持温度が 150°C では、計算値の初期の低下量を実験値と一致するように  $K_a$  を定めると、200 分以降の傾きが実験値より小さくなり、200 分以降の傾きを実験値と一致するように  $K_a$  を定めると、今度は計算値の初期の低下量が実験値より大きくなり、どのような  $K_a$  を仮定しても実験値を良く近似することができない。すなわち、反強磁性粒の一斉磁化反転モデルではうまく説明できない。

保持温度 150°C での計算と実験の不一致については後に述べるが、計算と実験値が一致する保持温度 130°C 以下について、モデルに基づいて時間変化の原因について以下に述べる。図 4-8 には 110°C における緩和時間の粒径依存性及び粒径の体積度数を示す。緩和時間は(2-33)式から算出している。緩和時間は粒径とともに増大する。これは粒径が大きいほど磁気異方性エネルギーが大きくな

るためである。ここでは、緩和時間 10 分と 2000 時間 (=1.2x10<sup>5</sup>分) を取り上げて考える。図から、緩和時間が 10 分以下の短いものは、粒径は 63 Å以下であり、これは、図 4-8 (b)より体積度数に直すと、反強磁性粒全体の 15%に相当する、これらの粒がおおむね初期の 10 分間で磁化反転するため、結合磁界 $H_p$ は初期に急激な低下を起こしている。また、緩和時間が 2000 時間より長いものは、粒径が 72 Åを越え、図 4-8 の粒径分布から体積度数に直すと、反強磁性粒全体の 74%である。これらの粒は緩和時間が観測時間より長いため結合磁界 $H_p$ の変化に寄与しない。緩和時間が 10 分から 2000 時間の間を有する反強磁性粒は、粒径が 63 から 72 Åのもので、これは体積割合で 11%である。これらの粒の磁化反転が 10 分から 2000 時間の間で起こり、結合磁界 $H_p$ の低下を起こす。10 分から 2000 時間の間で結合磁界 $H_p$ の低下が緩やかなのは、粒径 63 Å~72 Åの体積割合が 11%と少ないためである。

図 4-9 (b)には、横軸に活性化エネルギー、縦軸にその活性化エネルギーを有する反強磁性粒の体積度数を示す。図 4-9 (a)には、活性化エネルギーに対する緩和時間を示す。80°Cにおいては、2.1eV を中心に 0~6.0eV までブロードに分布している。温度が 110°C、130°C、150°Cと高くなるにつれ、中心値は 1.9eV, 1.7eV, 1.5eV と少しずつ低下し、分布幅は若干小さくなる。しかしながら、この活性化エネルギー分布では、図 4-7 の 150°Cの変化を近似できない。150°Cの活性化エネルギーは、このモデルにより見積もっている分布より狭い分布をしていると考えられる。

そこで、150°Cにおいて図 4-10 に示すように、狭い活性化エネルギー分布を仮定して近似を行った。その結果を図 4-11 に示す。図 4-9 で示した分布に比べ顕著に小さな活性化エネルギー分布を仮定することによって 150 °Cにおける $H_p$ の時間変化がよく説明される。

本モデルは、反強磁性粒の磁化反転を一斉回転と仮定している。130 °C以下の低温領域では、一斉回転モデルによって $H_p$ の時間変化をよく説明することができるが、150°C以上の高温領域では一斉回転モデルでは説明がつかなくなっている。150°C以上では、反強磁性粒の磁化反転は一斉回転から非一斉回転へと変化していると考えられる。一斉回転より、非一斉回転が反転の際のエネルギー

障壁を越えるのに容易になるためと考えられる。

高温領域での非一斉回転がどのように起こるかを考えてみる。Mauriらは、強磁性粒が磁化反転すると反強磁性粒内部に図 1.16 に示したような磁壁が発生する可能性を指摘した。彼らはこの磁壁が反強磁性内部に伝播することを指摘していないが、高温で保持した時には熱励起による時効現象として十分に起こる可能性がある。図 4-12 にその様子を示す。高温、逆磁界保持時の初期状態を図(A)で表現している。強磁性体との界面近傍の反強磁性体の内部に磁壁が生じており、界面から遠ざかるに連れて反強磁性体の副格子磁化は-Z 方向から+Z 方向へと変化する。このような磁壁は、保持時間が長くなるに連れて熱励起によってよりエネルギーの低い状態へと変化する。すなわち、磁壁は(A) →(B) →(C) →(D)の順に界面から遠ざかる方向に反強磁性体内部で移動する。このように反強磁性体の磁化反転が起こると考えられる。

このような磁壁が反強磁性体の内部に発生するかどうかの境界条件はMauriらのモデルに基づいて議論することができる[9]。反強磁性体内部のスピンの交換結合定数 $A_{AF}$ 、強磁性体と反強磁性体の界面でのスピンの交換結合定数 $A_{12}$ 、反強磁性体の異方性定数 $K_a$ とする。 $\lambda$ を(4.11)式で定義すると、反強磁性体内部に磁壁が入らない条件は(4.12)式で与えられる。

$$\lambda = A_{12} / \{2 \xi (A_{AF} K_a)^{0.5}\} \quad (4.11)$$

$$\lambda \ll 1 \quad (4.12)$$

ここで、 $\xi$ は界面の反強磁性体と強磁性体の面間隔である。反強磁性体内部に磁壁が入る条件は次の式で与えられる。

$$\lambda > 1 \quad (4.13)$$

定性的にいうと、反強磁性体内部の交換定数と異方性定数の積 $A_{AF} K_a$ が大きい場合、または界面の交換定数が小さい場合 ( $\lambda \ll 1$ ) には、一斉回転が生じる。逆に反強磁性体内部の交換定数と異方性定数の積が小さい場合または、界面の交換定数が大きい場合 ( $\lambda > 1$ ) には、反強磁性体内部に磁壁を生じ非一斉回転が生じる。したがって、一斉回転から非一斉回転へ変化する条件は、 $\lambda$ と1との大小関係によって決まることになる。

$A_{12}$ はに $M_F M_{AF}$ に比例し、 $(A_{AF} K_a)^{0.5}$ は $M_{AF}^{2.5}$ に比例すると考えられる ( $K_a$ が

$M_{AF}$ の3乗に比例すると仮定) ことから $\lambda$ は $M_F / M_{AF}^{1.5}$ に比例することになる。反強磁性体のネール温度は 340 °Cであり、強磁性体のキュリー温度は 600 °Cを超えるので、 $M_{AF}$ の方が $M_F$ より低い温度から減少し始める。したがって、 $\lambda$ は温度とともに増加することになり、低温度領域で一斉回転、高温域では非一斉回転に変化していくものと定性的に理解できる。

一斉磁化回転では、スピンの一斉に磁気異方性エネルギー障壁を越すために活性化エネルギーは増大してしまうが、磁壁移動による非一斉回転では活性化エネルギーは小さくてすむ。その結果、活性化エネルギーは小さくなり、その分布幅も小さくなると考えられる。このような磁壁移動による磁化反転が 150°C以上の高温領域で生じていると考えられる。

以上の結果をもとに、2000 時間まで逆磁界中で保持したときの結合磁界 $H_p$ の予測を行った。2000 時間は、素子にセンス電流が通電される積算最大保証時間であるので、これが実用できるかどうかの目安となる。センス電流を通電した時には、素子の温度が上昇し、センス電流による磁界が固定層に加わる。図 4-13 にその結果を示す。保持温度 130°C以下では時間軸を対数にとると直線的に変化し、2000 時間後の結合磁界 $H_p$ は、保持温度 80°Cで初期値の 76%の 230Oeであり、保持温度 110°Cで初期値の 66%の 200 Oeであり、保持温度 130°Cでは初期値の 47%の 140 Oeである。また、保持温度 150°Cでは変化の仕方は上に凸となり、2000 時間後で -13%の -40 Oeである。

次に膜厚の効果を調べた結果を示す。温度 110°Cの逆磁界中で保持した際の保持時間依存性を図 4-14 に示す。2000 時間後の結合磁界 $H_p$ は、膜厚 300 Åでは初期値の 66%であるが、270 Åでは初期値の 46%である。また、膜厚 400 Åでは 2000 時間後で初期値の 80%と大きく改善することがわかる。従って、固定層の長期的な劣化を改善するための一つの方法は、反強磁性膜厚を厚くすることである。



#### 4. 6 まとめ

Co/CrMnPt 交換結合膜 に外部磁界および熱的な負荷を加えて交換結合磁界の変化を調べ、以下の結論を得た。

- 1) 結合磁界 $H_p$ の低下は、固定層の磁化が交換結合の方向と反対を向いたときに起こる。温度が高いほど、また保持時間が長いほど低下量は大きい。  
この現象は、第 2 章で述べたモデルによって説明でき、粒径の小さな反強磁性粒は、異方性エネルギーによってできる障壁エネルギーが小さいために、熱励起によって磁化反転しやすく初期の結合磁界 $H_p$ 低下を引き起こす。熱励起現象であるため、温度が高いほど、また、時間が長いほど変化量は大きい。
- 2) 結合磁界 $H_p$ の逆磁界中保持時間依存性は、130°C以下では、結晶粒径分布に対応した活性化エネルギー分布によって説明することができる。一方、150°Cでは粒径分布にもとづく活性化エネルギー分布より狭い分布を仮定しないと説明できない。
- 3) 130°C以下の低温度領域においては、反強磁性粒磁気モーメントは一斉回転で反転し、150°C以上の高温領域では非一斉回転になると考えられる。非一斉回転のモデルは次のように考えられる。①強磁性膜との界面から反強磁性膜面内に磁壁が形成される。②この磁壁が界面から遠ざかる方向に移動することにより磁気モーメントの反転が起こる。

反強磁性粒内部のスピン間の交換結合定数 $A_{AF}$ 、強磁性体と反強磁性体の界面でのスピン間の交換結合定数 $A_{12}$ とし、反強磁性体の異方性定数 $K_a$ として、 $\lambda = A_{12} / \{2 \xi (A_{AF} K_a)^{0.5}\}$ を定義すると、 $\lambda \ll 1$  の場合に反強磁性粒内部の磁化反転は一斉回転となり、 $\lambda > 1$  の場合に非一斉回転になる。 $\lambda$ は温度とともに増加するため、温度上昇とともに、一斉回転から非一斉回転へと変化すると考えられる。

- 4) 2000 時間後の結合磁界 $H_p$ は、膜厚 300 Å では初期値の 66%であるが、270 Å では初期値の 46%である。膜厚 400 Å では 2000 時間後で初期値の 80%と大きく改善することがわかる。固定層の長期的な劣化を改善するための一つの方法は、反強磁性膜厚を厚くすることである。

参考文献

- [1] K. Ishihara, T. Suzuki, and H. Matsudera, *J. Magn. Soc. Jpn.*, 22, 245 (1998)
- [2] K. Nakamoto, Y. Kawato, Y. Suzuki, Y. Hamakawa, T. Kawabe, K. Fujimoto, M. Fuyama, and Y. Sugita, *IEEE Trans. Magn.*, 32, 3374 (1996)
- [3] P.A.A. van der Heijden, T.F.M.M. Maas, W.J.M. de Jonge, *Appl. Phys. Lett.*, 72, 492 (1998)
- [4] P.A.A. van der Heijden: T.F.M.M. Maas, J. C. S. Kools, W. J. M. de Jonge, *J. Appl. Phys.*, 83, 7207 (1998)
- [5] J. Fujikata, K. Hayashi, H. Yamamoto, and M. Nakada, *J. Appl. Phys.*, 83, 7210 (1998)
- [6] S. Tadokoro, T. Imagawa, K. Mitsuoka, S. Narishige, S. Soeya, and M. Fuyama, *J. Magn. Soc. Jpn.*, 20, 357 (1996)
- [7] H. Hoshiya, S. Soeya, K. Meguro, Y. Hamakawa, R. Nakatani, M. Fuyama, H. Fukui, and Y. Sugita, *IEEE Trans. Magn.*, 33, 2898 (1997)
- [8] K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa and S. Narishige, *J. Appl. Phys.*, 83, 3233 (1998)
- [9] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.*, 62, 3047 (1987)
- [10] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, R. D. Metzger, *J. Appl. Phys.*, 80, 4528 (1996)

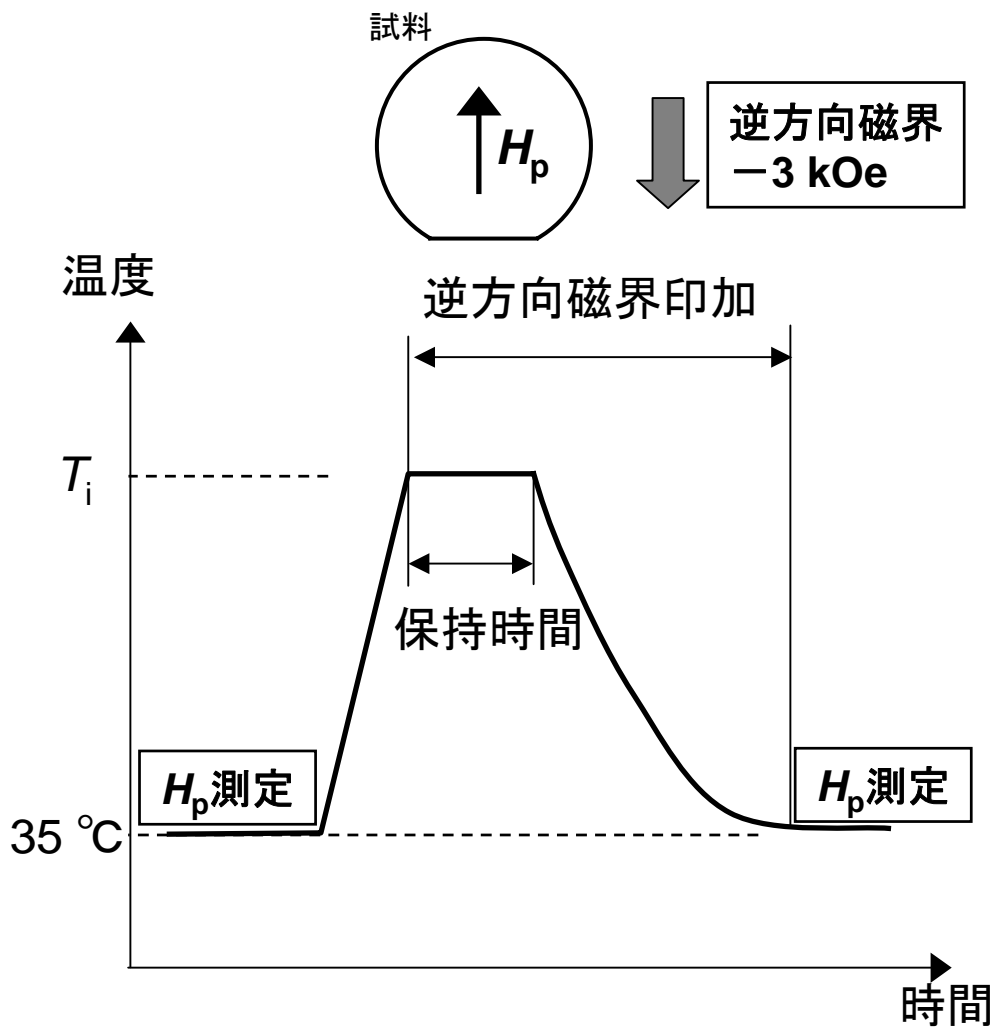


図4-1 熱安定性の評価方法

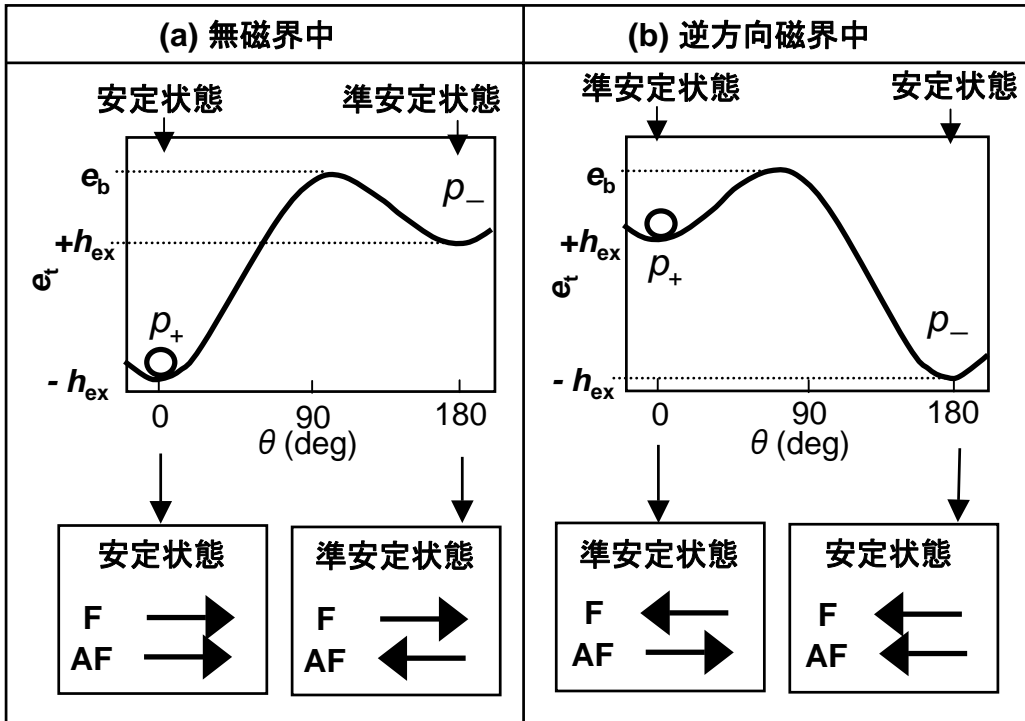
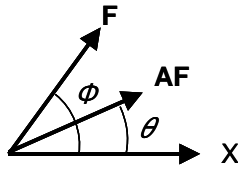


図4-2 反強磁性粒のエネルギー曲線

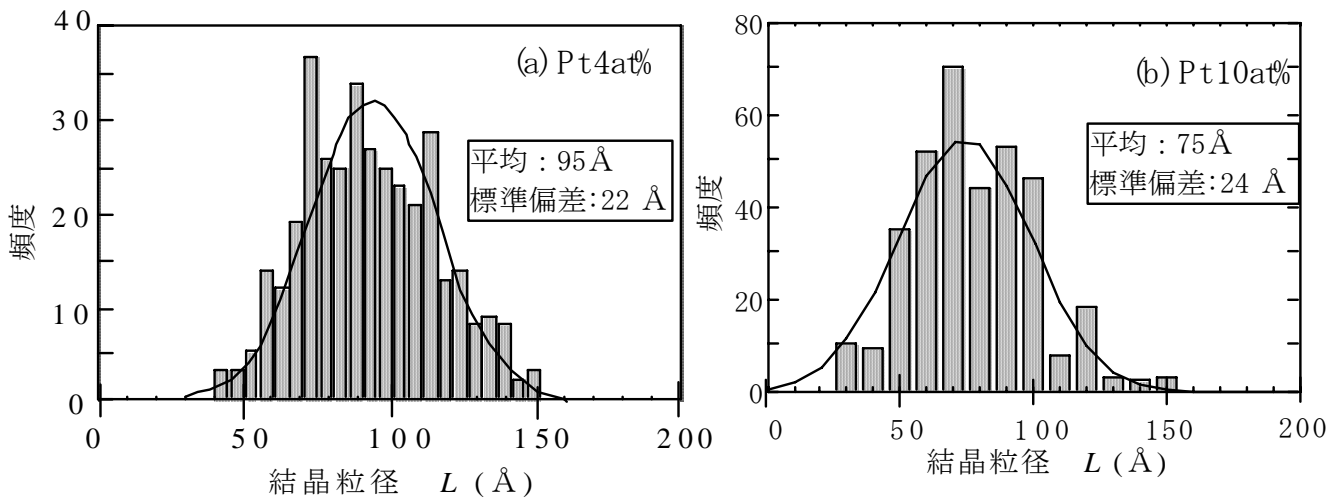


図4-3 反強磁性膜の結晶粒径分布

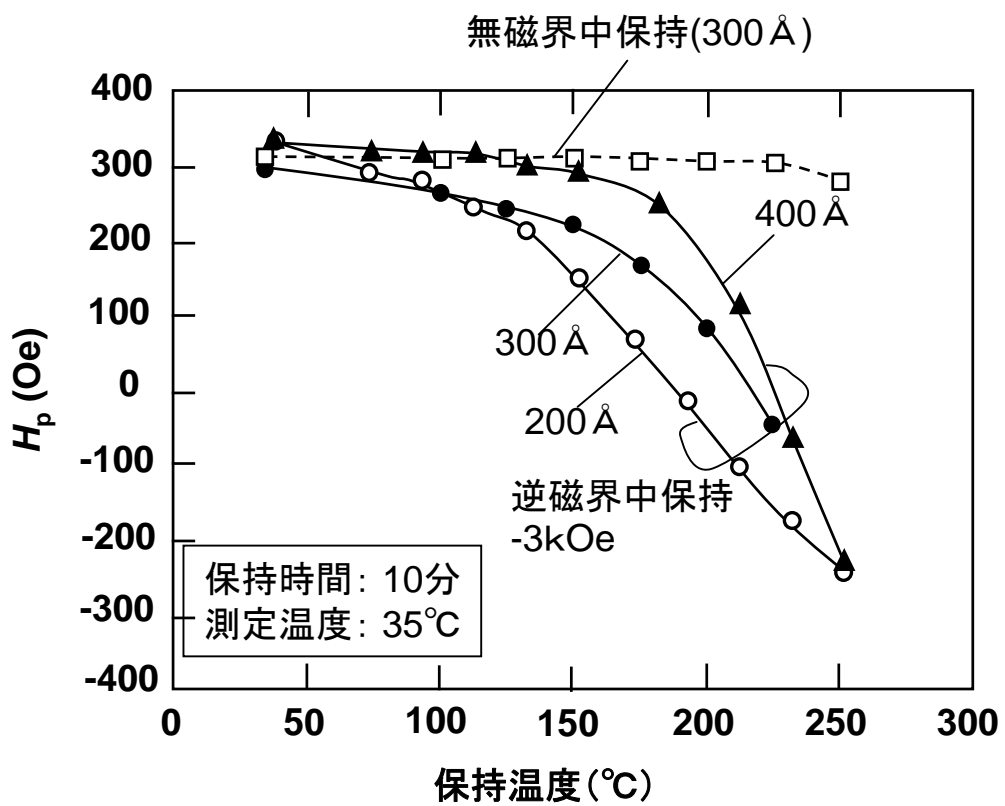
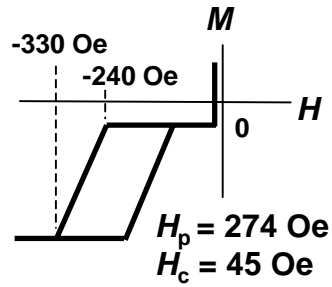


図4-4 結合磁界の保持温度依存性



110°Cでのヒステリシス曲線  
(磁界中保持なし)

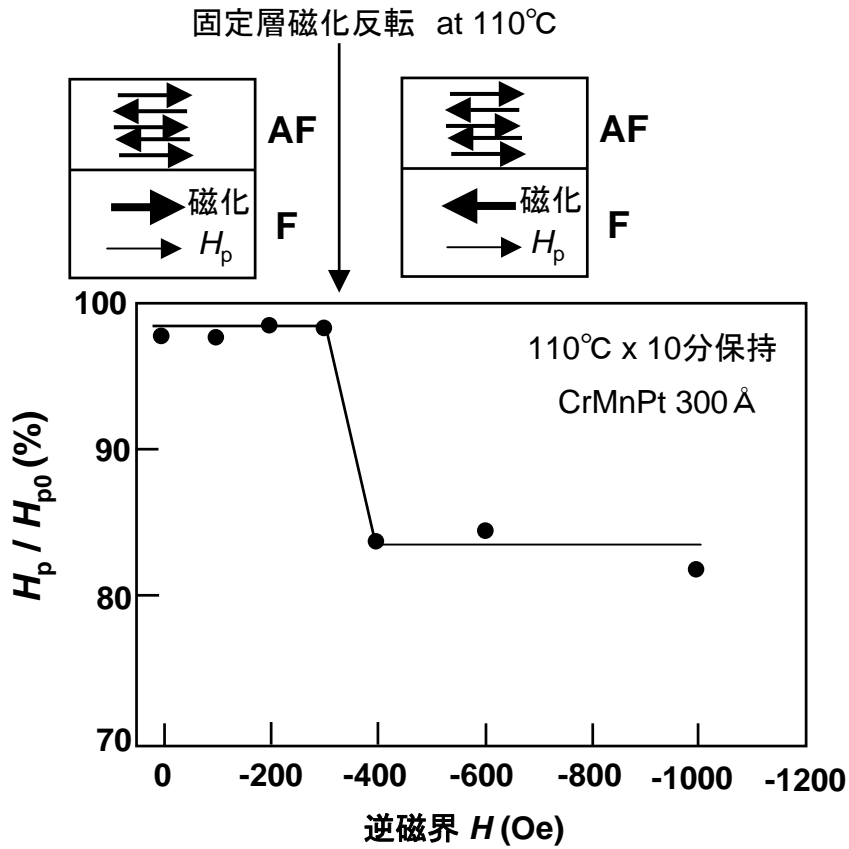


図4-5 結合磁界の逆磁界依存性

固定層/反強磁性層 : Co 30 Å / (Cr<sub>0.4</sub>/Mn<sub>0.6</sub>)<sub>90</sub>Pt<sub>10</sub> 300 Å

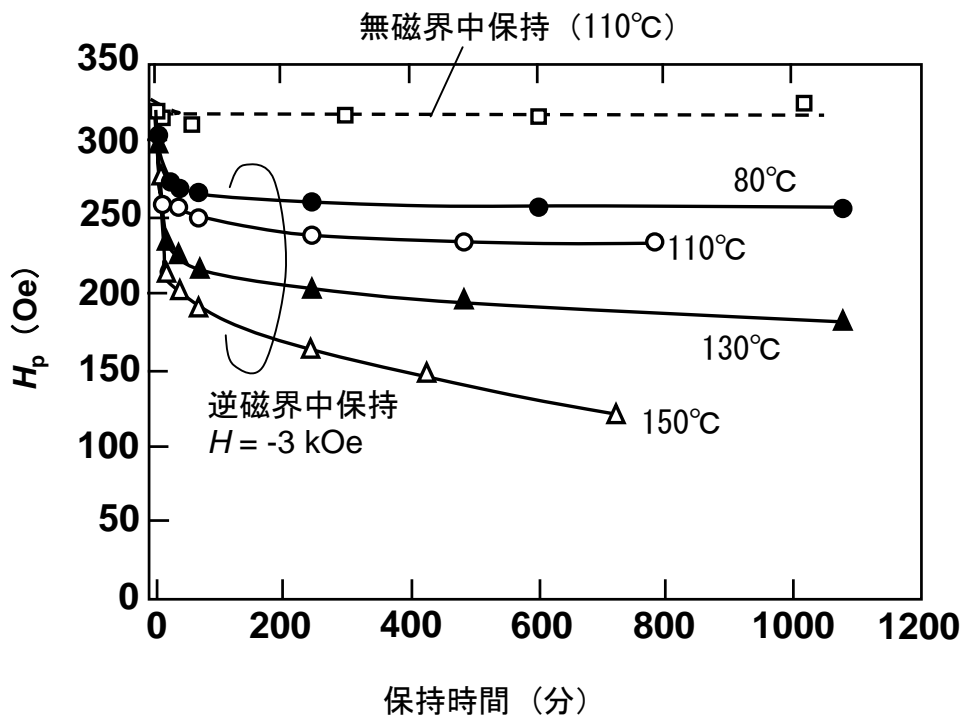


図4-6 逆方向磁界中での結合磁界の保持時間依存性



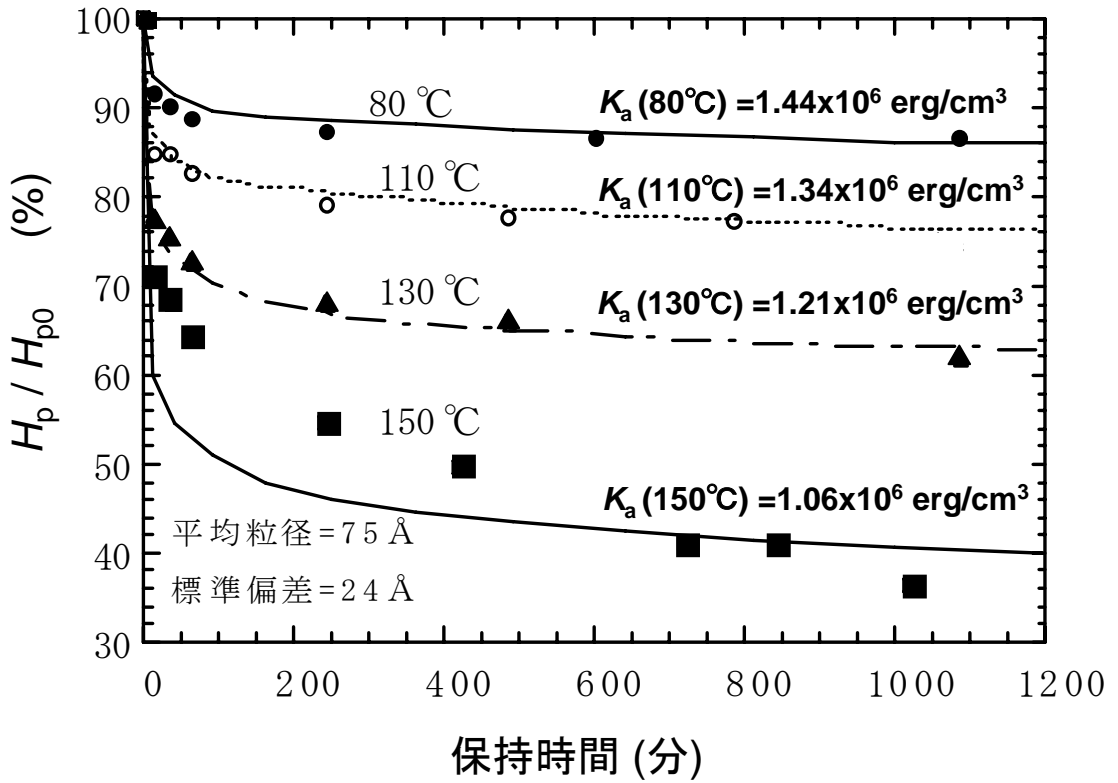


図4-7 結合磁界の逆磁界中保持時間依存性

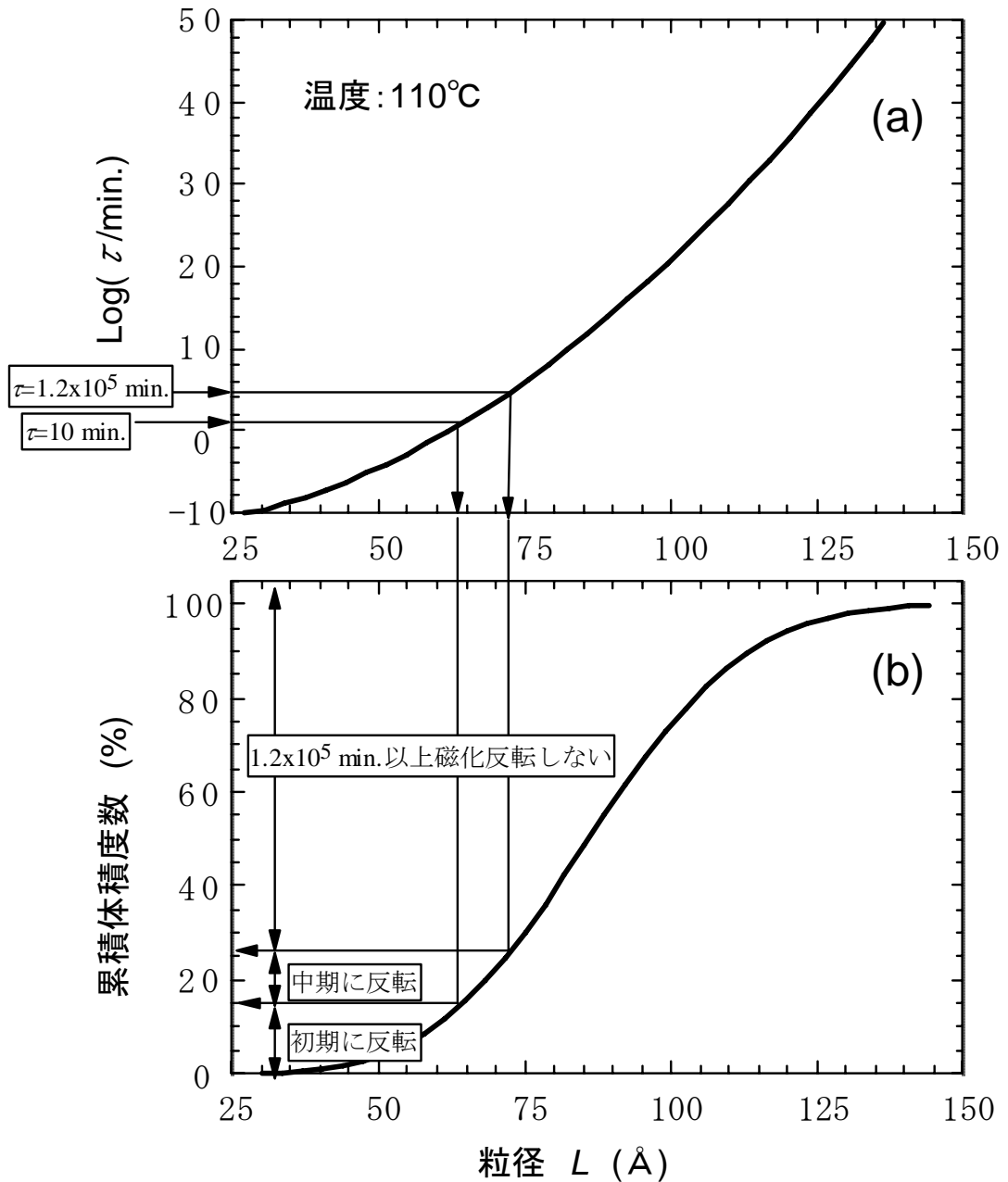


図4-8 (a) 緩和時間の粒径依存性、及び(b)粒径の累積体積度数  
(緩和時間は(2-33)式から算出している。)

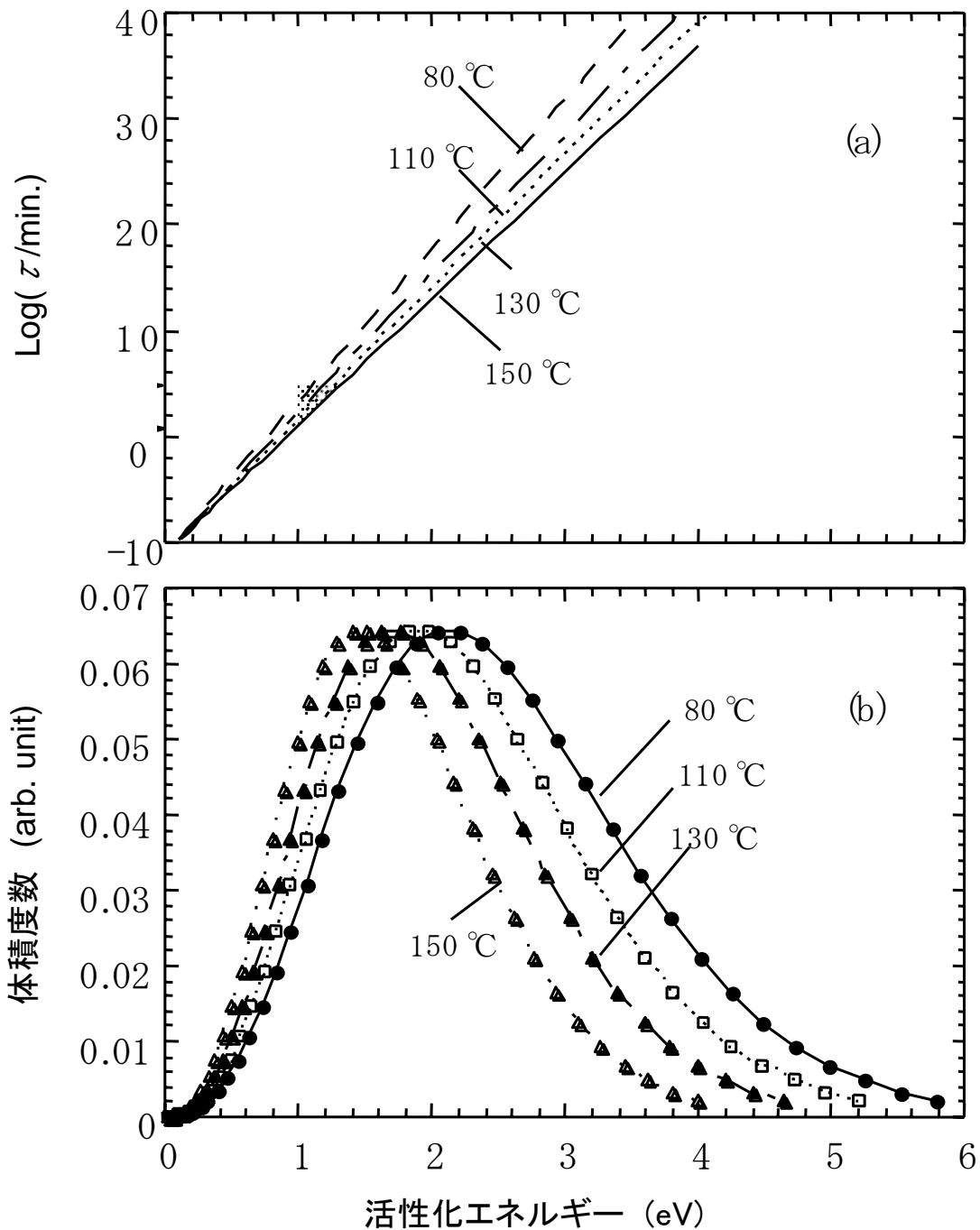


図4-9 (a) 活性化エネルギーと緩和時間の関係及び (b) 活性化エネルギー分布

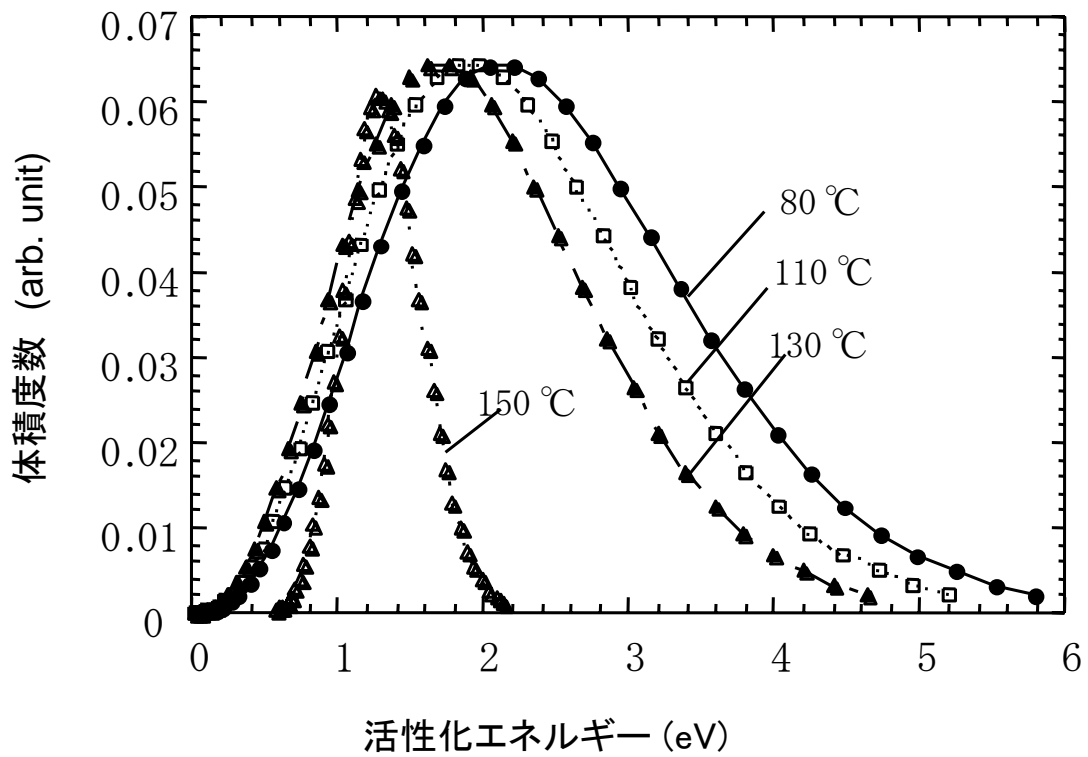


図4-10 逆磁界中保持の活性化エネルギー分布

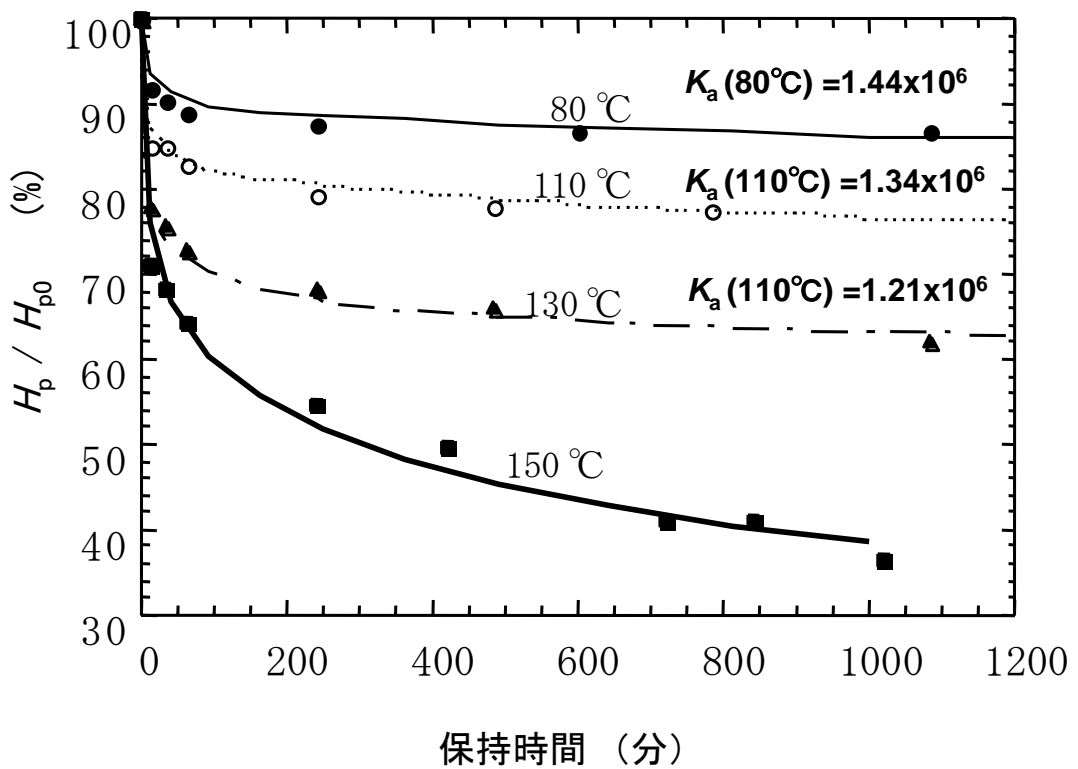


図4-11 逆磁界中保持の保持時間依存性の近似結果

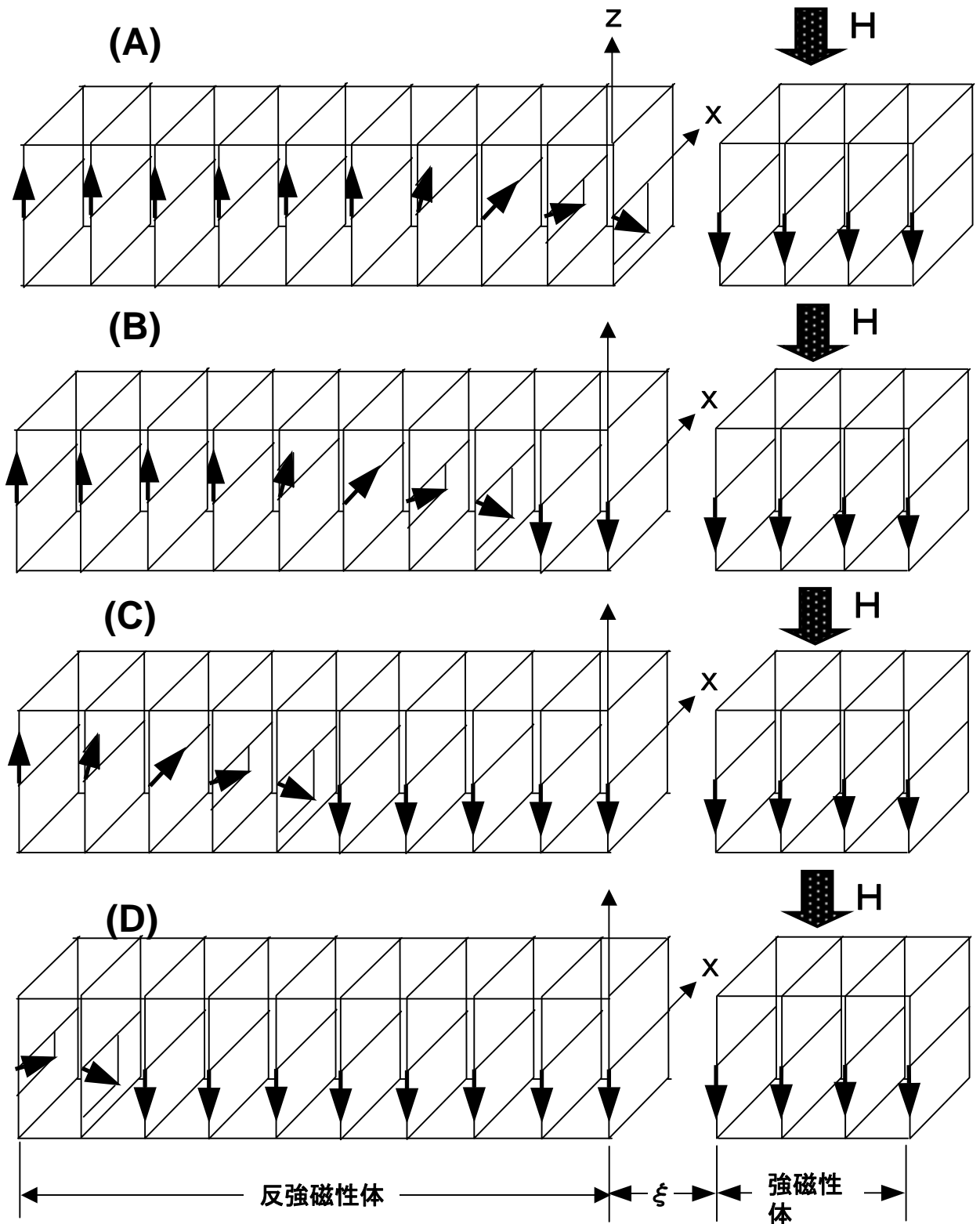


図4-12 高温領域での磁壁移動による反強磁性体内部の非一斉回転モデル  
 (反強磁性体内部は副格子スピンのみ記載)

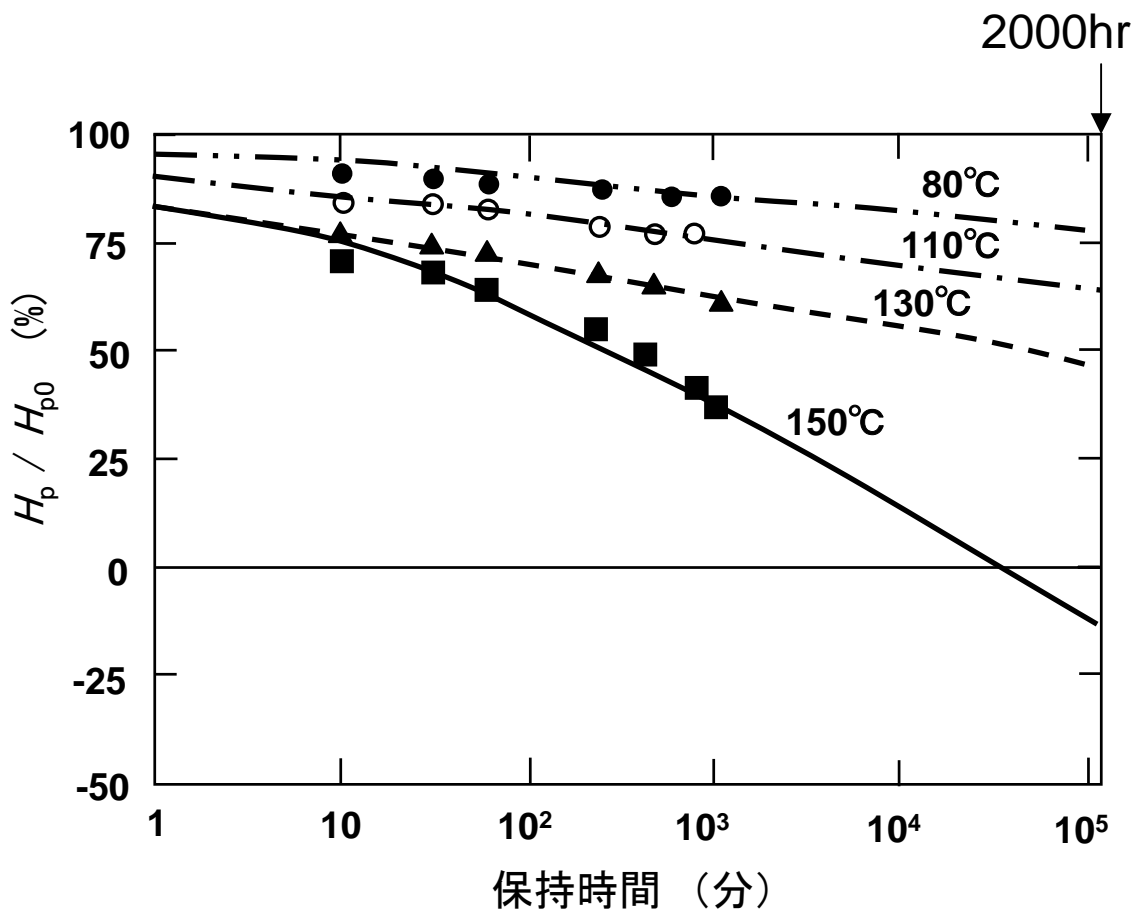


図4-13 逆磁界中保持による結合磁界の長時間予測

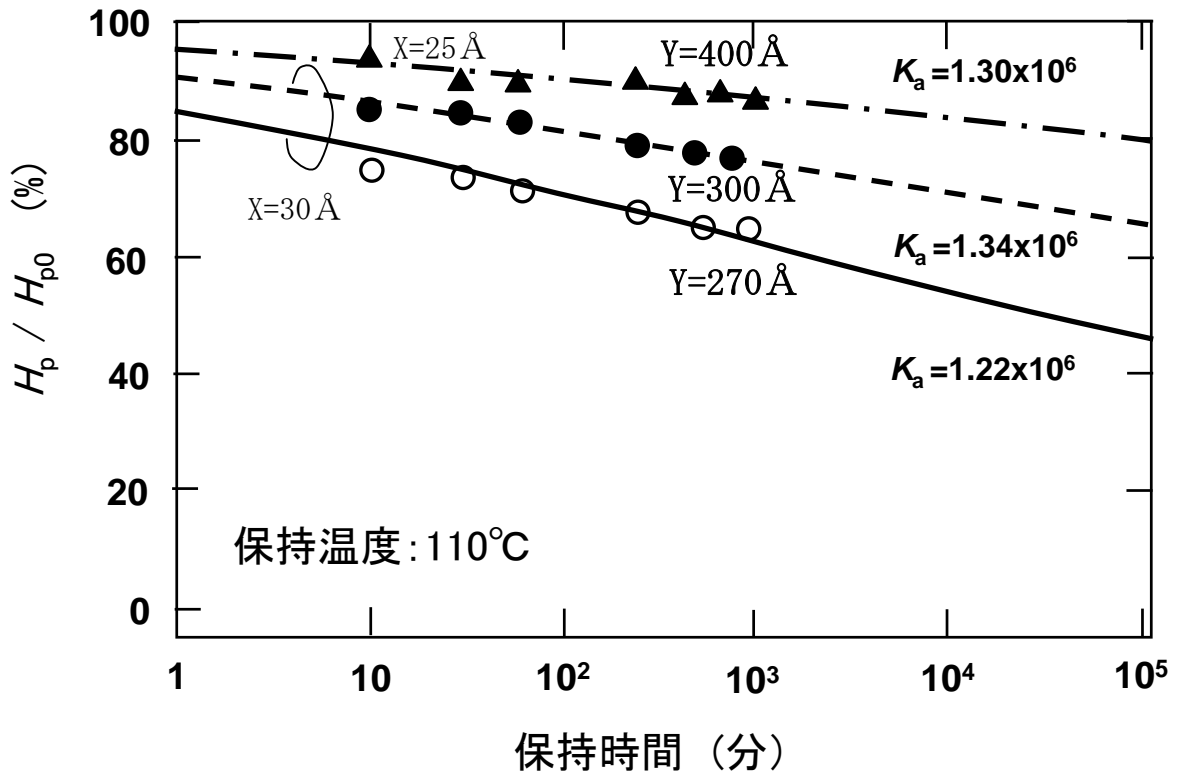


図4-14 反強磁性膜厚と結合磁界の保持時間依存性



## 第5章 各種パラメータの役割と固定層の強化

## 5. 1 はじめに

GMRヘッドは、磁気ディスク装置の記録密度が  $108\text{Mb/mm}^2$  ( $70\text{Gb/in}^2$ ) と増大しセンサのトラック幅が  $0.3\ \mu\text{m}$  と狭小になる頃から新たな問題が生じた。試作ヘッドの中に異常出力を示すものが増え、強磁界トランスファー曲線を解析した結果、固定層の磁化過程にさまざまな挙動が現れることがわかった。そこで、固定層の磁化挙動の解析をおこない、正常な磁化挙動を実現するための各種パラメータの条件を見出し、材料を適切に選択することで問題を解決し、さらに当面の課題として  $170\ \text{Mbit/mm}^2$  ( $100\text{Gb/in}^2$ ) 級の再生ヘッドを実現することを目的とした。さらに、今後の高密度化のための指針を得ることを目的とした。

## 5. 2 強磁界トランスファー曲線の評価方法

固定層の磁化過程の評価は磁気ヘッドの強磁界トランスファー曲線( $dV-H$ )の測定により行なった。

記録再生複合型ヘッド(図 1-5)の Y 方向、すなわち MR ハイト方向に磁界を印加する。再生ヘッドの電極を通してセンサ膜に通電し、磁界を変化させて出力の変化を観測する。磁界は正の最大磁界を加え(たとえば  $+15\ \text{kOe}$ )、逆方向に変化させて負の最大磁界 ( $-15\ \text{kOe}$ ) を加え、再び逆方向に変化させて正の最大磁界 ( $-15\ \text{kOe}$  から  $+15\ \text{kOe}$ ) と変化させた。このときの磁界の大きさを X 軸に、出力変化を Y 軸にプロットすることによって強磁界のトランスファー曲線を得る。得られた曲線の代表例は、図 1-12 に示す。

## 5. 3 固定層磁化を決定するパラメータとエネルギー

図 5-1 にセンサの構成とパラメータを示す。固定層の磁気的な挙動を決定するパラメータは、AFMとAP1の交換結合エネルギー定数  $E_{\text{ex}}$ 、AP1とAP2を反平行結合させるエネルギー定数  $E_{\text{ex}}$ 、AP1の磁気モーメント  $M(\text{AP1})$ 、AP2の磁気モーメント  $M(\text{AP2})$ 、AFMの結晶磁気異方性定数  $E_{\text{k}}(\text{AFM})$ 、AP1の一軸磁気異方性定数  $E_{\text{k}}(\text{AP1})$ 、およびAP2の一軸磁気異方性定数  $E_{\text{k}}(\text{AP2})$  である。また、図 5-2 に示すように、 $M(\text{AP1})$ の方位を  $\alpha$ 、 $M(\text{AP2})$ の方位を  $\beta$ 、AFMの界面を

含む副格子磁気モーメントの方位を  $\gamma$  で表す。各方位はセンサのMRハイト方向をY方向とし、Y方向からの角度で表す。

固定層の単位面積あたりのエネルギーは(5-1)で表現できる。すなわち、

$$E_{\text{pin}} = E_k(\text{AP1}) \sin^2 \alpha + E_k(\text{AP2}) \sin^2 \beta + E_j \cos(\beta - \alpha) - \int E_a \cos(\alpha - \gamma) f(\gamma) d\gamma - HM(\text{AP1}) \cos \alpha - HM(\text{AP2}) \cos \beta \quad (5-1)$$

第1項と第2項は、それぞれ AP1、AP2 の一軸磁気異方性エネルギーである。第3項は AP1 と AP2 の結合エネルギーを表し、第4項は AFM と AP1 の交換結合エネルギーを表す。第5項、第6項はそれぞれ、AP1, AP2 の外部磁界によるゼーマンエネルギーである。また、AFM と AP1 の磁気モーメント間の交換結合定数の符号は正(平行)と仮定する。図 1-11 で述べたように、AFM は多結晶粒からなり、その方位は膜面内でランダムであるので、その容易軸もランダムである。各結晶において AFM の界面を含む副格子の磁気モーメントは異なる方位を向くために、AFM の界面を含む副格子磁気モーメントの角度分布関数を  $f(\gamma)$  とする。

AFM 結晶の対称性が仮に2回対称となっていると仮定すると、固定層の着磁熱処理の過程で、AFM の界面を含む副格子磁気モーメントは、各結晶内において磁界方向に最も近い容易軸方向に向くと考えられる。結晶粒の方位はランダムに配向しているので、 $f(\gamma)$  は着磁熱処理の方向を中心として  $\pm 90^\circ$  の範囲に分布する関数になる。熱処理の磁界方向がその平均の磁気モーメント方位となるように AFM 磁気モーメントの配列が起こっているのである。この AFM 多結晶性のランダム容易軸配向によって、熱処理方向に容易に平均の AFM の界面磁気モーメントを制御することができるのであるが、反面、電気的あるいは熱的あるいは機械的衝撃が加わると AFM の界面磁気モーメントが変化するという不利益も生じる。AFM が AP1 に与える交換結合磁界の平均方向は AFM の界面を含む副格子磁気モーメントの平均の方位で表される。その方向は、次のように与えられる。

$$\gamma_{\text{avg}} = \int \gamma f(\gamma) d\gamma \quad (5-2)$$

$E_k(\text{AP1})$ ,  $E_k(\text{AP2})$ ,  $E_j$ ,  $E_a$  及び  $f(\gamma)$  を適切に与えて、(5-1)のエネルギー極小とな

る  $\alpha$ ,  $\beta$  を計算することによって固定層の磁化過程を求めることができる。パラメータが多いために、これらを解くのは容易ではない。これらのエネルギー一定数と現れる強磁界トランスファー曲線についての定性的な議論を行う。

#### 5. 4 強磁界トランスファー曲線の分類と出現条件

まず、再生ヘッドの実測の強磁界のトランスファー曲線をつぎの典型的な 6 種類に分類した。A. ノーマル型、B. トライアングル型、C. 富士山型、D. ピンローテーション型、E. バタフライ型、および F. ヒステリシス型の計 6 種類である。図 5-3 にはこれらの分類の典型的な曲線の例を示す。以下、このような曲線がどのような条件で発生するかを議論する。

##### 1) トライアングル型 / 富士山型 / ピンローテーション型

このタイプの曲線は AFM から AP1 がうける交換結合磁界の方位が MR ハイ ト方向 (Y 方向) からずれるために生じる。(5-2)式で与えられる AFM の界面を含む副格子磁気モーメントの平均の方位  $\gamma_{\text{avg}}$  が MR ハイ ト方向からずれるためである。 $\gamma_{\text{avg}}$  の値が  $30\sim 70^\circ$  となるとトアライアングル型の曲線、 $\gamma_{\text{avg}}$  の値が  $90^\circ$  付近になると富士山型、 $\gamma_{\text{avg}}$  が  $90^\circ$  より大きくなるとピンローテーション型となる。

図 5-4 にピンローテーション型が発生する際の AFM 内部の界面を含む副格子磁気モーメントの様子を詳細に示す。負荷を受ける前の様子を左図(a)に現す。負荷が加わってピンローテーションが発生した後の様子を右図(b)に示す。AFM の結晶磁気異方性は 2 回対称を仮定している。負荷を受ける前は、左の図のように AFM の界面を含む副格子の磁気モーメントは各結晶で MR ハイ ト方向 (図中  $h_{\text{MR}}$ ) に最も近い磁化容易方向に向いており、界面の平均磁気モーメントはほぼ MR ハイ ト方向となっている。これにより AP1 磁気モーメントも MR ハイ ト方向になる。ところが、プロセス中に大きな負荷が加わると各結晶のなかで副格子の磁化方位が乱される。各結晶内で MR ハイ ト方向に最も近い磁化容易軸を向いていた AFM 界面の副格子磁気モーメントは磁気異方性の障壁を越えて別の磁化容易方向に飛び移る。図の例は、6 個の結晶のうち 5 個の結晶で別

の磁化容易方向への飛び移りを生じている。このために界面を含む副格子の磁気モーメントの平均は MR ハイト方向と反対の方向となる。従って AP1 の磁気モーメントは当初の状態から反転する。これがトライアングル型 / 富士山型 / ピンローテーションにおける AFM の磁気構造の変化である。

記録密度の増加とともに上述のタイプの異常を示す再生ヘッドが現れるようになる原因のひとつは、センサのサイズの微小化する一方で、作成プロセスでの静電的な負荷は一定であるために、AFM のひとつの結晶粒に加わる負荷のエネルギーが増大するためと考えられる。

このような AFM の磁化方位のずれを防ぐには、AFM の結晶磁気異方性を大きくして、衝撃によって副格子磁気モーメントが別の磁化容易方向への飛び移るのを抑止することが重要である。第 3 章で説明したように、各 AFM 結晶の結晶磁気異方性の大きさは局所ブロック温度の高低として見積もることができる局所ブロックを出来るだけ高くすることが望ましい。後に述べるが、反強磁性材料によっては、MnPt のように室温以下の局所ブロック温度成分を多く有する材料がある。このような材料では、トライアングル型 / 富士山型 / ピンローテーション型が出現しやすくなる。

## 2) バタフライ型

バタフライ型では 固定層の一軸磁気異方性エネルギー定数  $E_k(\text{AP1})$ ,  $E_k(\text{AP2})$  が大きな役割を果す。 $E_k(\text{AP1})$  が  $E_k(\text{AP2})$  と  $E_a$  の和より大きくなった場合、あるいは  $E_k(\text{AP2})$  が  $E_k(\text{AP1})$  と  $E_a$  の和より大きくなった場合に生じる。

記録密度の増加とともにこのタイプの異常を示す再生ヘッドが現れるようになる原因は、センサ幅の減少とともに隣接する永久磁石および電極からうける圧縮応力が強くなるために、応力起因の一軸磁気異方性  $E_k(\text{AP2})$  と  $E_k(\text{AP1})$  が増大するためである。センサ幅が狭くなるほど圧縮応力が大きくなる理由は、隣接する永久磁石および電極がセンサに与える応力は永久磁石膜近傍で強いからである。

図 5-5 にシート状 (べた膜) の GMR センサ膜のトランスファー曲線の例を示す。GMR センサ膜では、膜応力が等方的であるために磁気弾性効果に起因する

一軸磁気異方性は、AP1 及び AP2 に生じない。このために  $E_u > E_k(\text{AP1}), E_k(\text{AP2})$  の関係を満足するため、バタフライ型は決して生じない。リードヘッドにおいてこのような曲線を生じるのは、固定層の応力に起因する磁気弾性効果が無視できないためである。以下、各エネルギー定数の大小関係と現れる曲線の関係について示す。

a)  $E_k(\text{AP1}) > E_k(\text{AP2}) + E_u$  の場合

$E_k(\text{AP1})$  が  $E_k(\text{AP2}) + E_u$  よりも大きいために、AP1 の磁気異方性が磁化過程を支配する。図 5-6 に模式的に曲線を示す。正の大きな磁界中では AP1、AP2、Free とともに紙面奥行き方向に磁気モーメントが飽和している。AP1 と AP2 が平行のため(5-1)式の  $E_j$  項が大きくなっており、これをゼーマン項が補っている。磁界を小さくしていくとゼーマン項が大きくなるために、 $E_j$  項を小さくすべく AP1 と AP2 が反平行関係になろうとする。この際、 $E_k(\text{AP1})$  が  $E_k(\text{AP2})$  と  $E_u$  の和より大きいために AP1 の磁化は紙面奥行き方向にとどまり、AP2 が紙面奥行き方向から紙面手前方向に磁化回転し、AP1 と AP2 は反平行関係となることで(5-1)式の  $E_j$  項が最低となる。Free と AP2 の磁化は反平行になるので、センサの抵抗は最大となる。磁界が正からゼロを経て負になる過程で、Free は正(紙面奥行き)から負(紙面手前)に急激に反転するために、Free と AP2 は反平行状態から平行状態へと急激に変化する。したがって、抵抗は最大値から最小値に急激に変化する。磁界をさらに負に絶対値を大きくしていくと AP1 のゼーマン項を低減するために AP1 が磁化回転し始め、負(紙面手前)に飽和していく。AP1 が正側から負側に磁化回転する際に AP2 の磁化も動くために小さな山を生じる。図の黒線がこの過程を表す。このように AP1 の磁気異方性定数が AP2 の磁気異方性定数と交換結合磁気異方性定数の和より大きいために、AP1 と AP2 が同じ方向の磁化容易軸で飽和している状態から、磁界を減少させると、AP1 と AP2 が反平行になる過程で、AP1 の磁化は動かないで AP2 の磁化が回転し AP1 と反対方向に向くことになる。この状態は、たとえて言うと AP1 が Master(主人)で AP2 が主人に従う Slave(奴隷)の関係である。

負の大きな磁界から正側に磁界を変化させる場合も、上記と同じ事が起こる。図の点線がこの過程を表す。負側に AP1、AP2 及び Free の磁化が飽和した状態

から、磁界の絶対値が小さくなると、Master である AP1 の磁化は変化せず、Slave である AP2 の磁化が負（紙面手前）から正（紙面奥行）に反転する。これにより抵抗が増加し、最大値をとる。磁界がゼロから正になると Free が負から正に磁化反転するこれにより抵抗は最大値から最低値に急激に変化する。さらに正に磁界を大きくすると AP1 が負側から正側に磁化回転を起こす。AP1 が負から正側に磁化回転する際に、AP2 の磁化も動くために小さな山が生じる。

この型の曲線の特徴は、磁界絶対値の最大値から磁界を小さくする過程で、抵抗の最大状態が出現するのが特徴である。このタイプは AP1 が磁化過程を支配するので、AP1 マスター型バタフライとよぶ。

b)  $E_k(AP2) > E_k(AP1) + E_0$  の場合

$E_k(AP2)$  が  $E_k(AP1)$  と  $E_0$  の和よりも大きいために、先のたとえを用いると、AP2 が Master(主人)で、AP1 が Slave(奴隷)の関係となる。図 5-7 に模式的な曲線を示す。詳細の説明は省略するが、この型の曲線の特徴は、磁界の絶対値が最大値から磁界を小さくしていく過程で抵抗は最小状態であり、磁界がゼロ付近になって抵抗最大となり、磁界が反転して絶対値が大きくなると再び抵抗最低状態となることである。このタイプは AP2 が磁化過程を支配するので、AP2 マスター型バタフライとよぶ。

### 3) ヒステリシス型

$E_k(AP1) \sim E_k(AP2) + E_0$  または  $E_k(AP2) \sim E_k(AP1) + E_0$  の場合、AP1 あるいは AP2 が完全なマスターになりきれずに、ヒステリシス型が現れることがある。上記の左辺と右辺が拮抗しているために、測定ごとにバタフライ型になったり、ノーマル型が現れることもある。

また、AFM と結合した AP1 の膜の保磁力が大きい場合ヒステリシスを示す場合もある。

### 4) ノーマル型（正常型）

$E_0 > |E_k(AP1) - E_k(AP2)|$  の場合、AP1 及び AP2 の磁気異方性が拮抗するために、どちらも系の状態を支配することができない。AFM と AP1 の結合

エネルギー $E_u$ が系の状態を支配する。したがって、トランスファー曲線はノーマル型（正常型）になる。

表 5-1 にエネルギー定数の大小関係とトランスファー曲線のタイプのまとめ表を示す。

以上の議論から、記録密度の増加に伴って現れた固定層の異常な磁化挙動を抑制し、170 Mbit/mm<sup>2</sup> (100Gb/in<sup>2</sup>) 級の再生ヘッドを実現するためには、次の3つが必要である。

- 1)  $E_k(\text{AFM})$ を増大し、局所ブロッキング温度の低温成分をなくし、 $H_p$ の消失するブロッキング温度を高くする。
- 2)  $E_u$ を増大する。
- 3) 固定層の一軸磁気異方性を制御し、 $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$  を極小化する。

## 5. 5 検討結果

前節において、固定層のさまざまな磁化挙動を分類し、分類された磁化挙動が生じる条件を明らかにし、170 Mbit/mm<sup>2</sup> (100Gb/in<sup>2</sup>) 級の再生ヘッドを実用化するために、強固な固定層を実現する対策として、3つの項目を挙げた。本節では、これら3項目の検討結果について述べる。また、今後のさらなる記録密度の進展について展望を述べる。

### 1) $E_u$ の増大と局所ブロッキング温度の低温成分の低減

第2章および第3章においては、CoとCrMnPtについて検討を行い、30ÅのCoに対して3500eの $H_p$ が得られることを述べた。この系では交換結合エネルギー $E_u$ は

$$E_u = 0.14 \text{ erg/cm}^2$$

であり、高記録密度化に対して十分に大きな値ではない。その理由は次のとおりである。センサ膜トラック幅の減少とともに、固定層が電極と永久磁石膜からうける圧縮応力が強くなり、AP1、AP2 に誘起される一軸磁気異方性が増大する。このために、前節の2) に説明したバタフライ型の磁化挙動を示すようになるためである。前節で述べたように、これを防止する方法の一つとして、



$E_a$ の増大がある。ここでは、反強磁性材料の検討を行った。検討した材料はCuAu型の規則合金であるMn-50at%Pt[1, 2, 3, 4]および不規則合金系であるMn-25at%Ir[5, 6]である。AP1としてはCoFe合金とし、Fe組成の検討を行なった。

#### a) MnPt系AFM

図5-8には膜厚150ÅのMnPtと20ÅのCoFe積層膜の交換結合エネルギー $E_a$ のFe組成依存性を示す。Fe組成ゼロで $E_a$ は0.22erg/cm<sup>2</sup>であるが、Fe組成増加とともに増加し、25%組成で最大値0.27erg/cm<sup>2</sup>をとり、さらにFe組成が増えると $E_a$ は減少する。したがって、 $E_a$ を最大にするためにFe組成25%を選択した。

結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の温度依存性を評価した。図5-9に、MnPtの膜厚を120Å、150Å、200Åとしたときの $H_p$ と $H_c$ の温度変化を示す。 $H_p$ は室温で1050~1200 Oeであり、温度上昇とともに上に凸の格好で減少し、300~400°Cで $H_p$ が消失する。一方、 $H_c$ は室温で500~600 Oeであり、温度とともに一旦減少した後、増加に転じ、 $H_p$ が急に減少し始める温度で $H_c$ は最大値をとり、その後減少する。この系の特徴は室温で既に $H_p$ の半分という大きな保磁力を有しているという点である。第3章で述べたCo/CrMnPt系および次に述べるCoFe/MnIr系では、室温の $H_c$ は $H_p$ の15%以下であるのに対して、CoFe/MnPt系は大きな保磁力を与える。

第2章で述べたモデルに基づいて考えると、室温で大きな保磁力を有することは、局所ブロッキング温度が室温以下である反強磁性粒が多く存在するという点である。この局所ブロッキング温度の室温以下の成分が保磁力を増大している。このような室温以下の局所ブロッキング温度を有する反強磁性粒成分は、磁界によりAP1の磁化が変化するとそれに追従して、その副格子磁化を変化させる。すなわち、異なる磁界履歴によって反強磁性粒の副格子磁化方位が変化する。したがって、固定層の磁化が磁界履歴により変化する。

図5-10には、MnPtを反強磁性膜に用いた170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級(再生トラック幅110nm)の試作再生ヘッドの強磁界トランスファー曲線を示す。先の

分類によれば、図中の(3)はトライアングル型、(4)と(6)はバタフライ型、(1), (2), (5), (7), (8), (9)はノーマル型の曲線である。このようにさまざまな曲線を生じる原因は、室温以下の局所ブロッキング温度を有する反強磁性粒成分が多いため、反強磁性粒の副格子磁化方位が安定しないためと考えられる。

(2.17)式から反強磁性粒子全体の副格子磁化 $\langle M_{AF} \rangle$ の温度変化は $H_p + H_c$ の温度変化に比例する。

$$H_p + H_c \propto J_i \langle M_{AF} \rangle \quad (5.4)$$

図 5-11 には $H_p + H_c$ の温度変化を示す。上に凸のブリュアン関数的な変化をしており、 $\langle M_{AF} \rangle$ の温度変化が得られる。ネール温度は 400°C である。

#### b) MnIr 系 AFM

図 5-12 に膜厚 75 Å の MnIr と 20 Å の CoFe 積層膜の交換結合エネルギー  $E_u$  の Fe 組成依存性を示す。Fe 組成ゼロで  $E_u$  は 0.12 erg/cm<sup>2</sup> と小さいが、Fe 組成の増加とともに急増し、25% 組成で最大値 0.35 erg/cm<sup>2</sup> をとる。さらに Fe 組成が増えると  $E_u$  は緩やかに減少する。 $E_u$  を最大化するために Fe 組成 25% を選択した。

CoFe の Fe 組成を 25% とし、MnIr の膜厚を 50 Å、75 Å、150 Å としたときの  $H_p$  と  $H_c$  の温度変化を図 5-13 に示す。 $H_p$  は室温で 1050~1500 Oe であり、MnIr の膜厚が厚くなるほど  $H_p$  が小さくなる。温度上昇とともに上に凸の関数で減少し、250~300°C で  $H_p$  が消失する。 $H_p$  が消失する温度  $T_b$  は MnIr が厚くなるほど高い。一方、 $H_c$  は室温で 250~400 Oe であり MnIr が厚いほど  $H_c$  は大きくなる。 $H_c$  は温度とともに一旦わずかに減少した後、増加し  $H_p$  が消失する温度付近で  $H_c$  は最大値をとり、その後減少していく。

この系は MnPt 系と異なり、 $H_c$  の値が小さい。室温での  $H_c$  は、膜厚 50 Å で 240 Oe、膜厚 75 Å で 300 Oe、膜厚 120 Å で 380 Oe である。 $H_c$  の  $H_p$  に対する割合は、膜厚 50 Å で 15%、膜厚 75 Å で 20%、膜厚 120 Å で 36% である。したがって、この系の膜厚 50~75 Å での室温以下の局所ブロッキング温度を有する成分は MnPt に比べると半分以下と小さい。その結果、室温での反強磁性の副格子磁化は MnPt 系に比べて安定であり、固定層の磁化挙動も安定化すると考えられる。

先にMnPt系で行なったと同じように、MnIrの副格子磁化 $\langle M_{AF} \rangle$ の温度変化を  $H_p + H_c$ の温度変化から求めた。その結果を図 5-14 に示す。MnPtの場合 130°C までは $\langle M_{AF} \rangle$ は変化せず、それ以上の温度から減少を始めたが、MnIrの場合には、室温で既に減少始めている。曲線の形は上に凸である点はMnPtと同じである。また、 $\langle M_{AF} \rangle$ がゼロになる温度は 320°Cであり、ネール温度を 320°Cと見積もることができる。

図 5-15 には、MnPt150Åと MnIr75Åを用いて GMR センサ（べた）膜を作成し、両者の強磁界トランスファー曲線を最大磁界 20kOe を印加して測定した結果を示す。MnPt を用いた GMR センサ膜の場合、大きなヒステリシスを磁界負側のピークおよび磁界正側のピークに認められる。これに対して、MnIr センサ膜では大きなヒステリシスは認められない。このように MnPt センサで大きなヒステリシスが見られる原因は、室温以下の局所ブロッキング温度をもつ AFM 成分が MnIr に比べて多いからと考えられる。

図 5-16 にはMnIrを用いたGMRセンサを用いた再生ヘッドの強磁界のトランスファー曲線を示す。ヒステリシスが小さく、すべての曲線はノーマル型であり、固定層の磁化挙動が安定した曲線が得られている。MnPtの場合バタフライ型やトライアングル型が多く現れたのに対して、MnIrを用いた場合の固定層挙動が正常である理由は、室温以下の局所ブロッキング温度を持つ成分がMnPtに比べて少ないこと、およびMnIrの方が $E_0$ が大きいことによるものと考えられる。

## 2) $E_k(AP1)$ と $E_k(AP2)$ の大小関係の影響

固定層の磁化挙動と  $|E_k(AP1) - E_k(AP2)|$  の関係について定性的に実験結果を述べる。AFMには $E_0$ の大きなMnIr75Åを用い、 $E_k(AP1)$  と  $E_k(AP2)$ の大小関係を変えたセンサ膜を用い 170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級(再生トラック幅 110nm) の再生ヘッドを試作し、強磁界のトランスファー曲線を評価した。その結果を図 5-17、図 5-18 および図 5-19 に示す。図 5-17 は $E_k(AP1)$  が  $E_k(AP2)$  に比べて大きい場合の評価結果を、図 5-18 は  $E_k(AP1)$  と  $E_k(AP2)$ がほぼ等しい場合の評価結果を、図 5-19 には $E_k(AP2)$  が  $E_k(AP1)$ に比べて大きい場合の

評価結果を示す。

$E_k$  (AP1) が  $E_k$  (AP2) に比べて大きい場合、図 5-17 からわかるように、ほとんどのヘッドの強磁界トランスファー曲線は AP1 マスター型のバタフライとなっている。この結果は前述の理論とよく一致する。

$E_k$  (AP1) と  $E_k$  (AP2) がほぼ等しい場合、図 5-18 からわかるように、すべてのヘッドの強磁界トランスファー曲線は正常型になっている。AP1 と AP2 の磁気異方性が拮抗するために、AP1 と AP2 のいずれもマスターにならず、AFM と AP1 の結合エネルギー  $E_a$  が支配するためである。

$E_k$  (AP2) が  $E_k$  (AP1) に比べて大きい場合、図 5-19 からわかるように、ヘッドの強磁界トランスファー曲線は、AP2 マスター型のバタフライが散見される。これらのヘッドでは、AP2 がマスターで AP1 がスレーブの関係となっている。

したがって、 $E_k$  (AP1) と  $E_k$  (AP2) を等しくするのが固定層の磁化挙動を正常にし、磁化挙動を安定化させるのに有効であることが認められた。

以上の検討結果から、図 5-1 の反強磁性材料を CrMnPt から MnPt、さらには MnIr とすることで、結合エネルギーを増大し、室温の局所ブロッキング温度成分を減少させ、 $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$  を極小化することによって 170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級の再生ヘッドにおける固定層の磁化挙動を正常型にし、固定層起因のヘッドの不安定性を抑止することができた。その結果として 170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級の製品を実現することができた。

### 3) $E_a$ 増大化の今後の展望

今後の一層の高記録密度化を実現するには、センサの微細化に対応するために一層の固定層の強化が必要になる。そのために最も重要なのは、AFM と AP1 の結合エネルギー  $E_a$  の改善である。ここでは、 $E_a$  の改善のための展望を述べる。

図 5-20 には、MnIr の下地膜に異なる何種類かのものを用いたときの CoFe との結合エネルギー  $E_a$  の MnIr の膜厚依存性を示す。MnIr と CoFe の結合の向きをそろえるために 3 k Oe の磁界中で 250°C x 3 時間の熱処理を行なっている。いずれの下地の場合も、MnIr 膜厚が 50 Å で  $E_a$  は最大となり、50 Å より厚くなる

とゆっくりと $E_u$ は減少する。この減少のメカニズムは、次のように理解できる。すなわち、AFMの膜厚が厚くなるほど、局所 $T_b$ が高いAFM粒成分が増加する。このために、 $250^\circ\text{C}$ を越える局所 $T_b$ をもつAFM結晶粒は、 $250^\circ\text{C}$ の磁界中熱処理では、副格子磁化を磁界方向に再配列しないでランダムに配向する。膜厚が厚いほど $250^\circ\text{C}$ を超える局所 $T_b$ 成分が増え、ランダムに副格子磁化配向した成分が増大するために、結合磁界が低下してくる。この効果によって、MnIr膜厚を $120\text{ \AA}$ から $50\text{ \AA}$ まで薄くすることによって、NiFeCr/NiFe下地では $E_u$ は $0.27\text{erg/cm}^2$ から $0.41\text{erg/cm}^2$ にまで、約50%増加できる。

また、下地をNiFeCr/NiFe下地からTa/Ru下地に変えることによって、 $50\text{ \AA}$ で $E_u$ は $0.41\text{erg/cm}^2$ から $0.58\text{erg/cm}^2$ にまで、約40%増加できる。

図5-21には、同じ構成の膜を同じ $250^\circ\text{C}$ で50時間まで長時間の磁界中熱処理を行なった結果を示す。長時間の熱処理によって、 $E_u$ の30%程度の増加改善ができることを確認した。

さらに、MnIr合金では、 $L_{12}$ 型の規則合金を作成することによって $E_u$ の値を $1.3\text{erg/cm}^2$ の値が得られることも報告されている[7]。

以上のような方法によって $E_u$ の値はさらに改善する余地があり、今後さらなる高密度磁気記録再生ヘッドの実現も可能と考える。

## 5.6 まとめ

GMRヘッドは、センサのトラック幅の狭小化にともない、固定層の磁化過程に異常な挙動が現れるようになり、磁気ディスク装置の不良を生じる事例が増加した。そこで、再生ヘッドの強磁界トランスファー曲線測定時の固定層の磁化挙動の解析をおこない、正常な磁化挙動を実現するための各種パラメータの条件を見出し、反強磁性材料の適切に選択することで $170\text{ Mbit/mm}^2$  ( $100\text{Gb/in}^2$ )級の再生ヘッドを実現した。さらに、今後の高密度化のための指針を得た。

- 1) 強磁界トランスファー曲線は次の6つに分類できる。A. ノーマル型、 B. トライアングル型、 C. 富士山型、 D. ピンローテーション型、 E. バタフライ型、 F. ヒステリシス型である。

- 2) トライアングル型/富士山型/ピンローテーション型が現れるのは、反強磁性膜の界面を含む副格子磁気モーメントがMRハイト方向から大きくずれる場合である。これを抑止するには、局所ブロッキング温度の低い成分を少なくし、ブロッキング温度を高くすることである。
- 3) AP1の一軸磁気異方性が強く、 $E_k(\text{AP1}) > E_k(\text{AP2}) + E_u$ の関係の場合、AP1マスター型のバタフライ型が現れる。
- 4) AP2の一軸磁気異方性が強く、 $E_k(\text{AP2}) > E_k(\text{AP1}) + E_u$ の関係の場合、AP2マスター型のバタフライ型が現れる。
- 5)  $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})| \sim E_u$ と同等の場合には、AP1、AP2及びAFMとの交換結合のいずれもが支配的とならないので、ヒステリシス型が現れる。
- 6) ノーマル(正常)型の特性を実現するためには、 $E_u$ を $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$ より十分大きくするのが有効である。この場合、AP1とAP2の異方性エネルギーが拮抗するために、AFMとAP1の交換結合が支配的となるために正常なタイプのトランスファー曲線が得られる。
- 7) 以上のことから、固定層を強化するための各パラメータの設計指針は次の通りである。
  - a) 局所ブロッキング温度分布の低温成分を少なくする。ブロッキング温度を高くする。
  - b)  $E_u$ を増大する。
  - c)  $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$ を極小化し、 $E_u > |E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$ とする。
- 8) AFMにMnPtを用いた場合、 $E_u$ が最大になるのはCo-25%Feの組成であり、 $E_u$ は0.27erg/cm<sup>2</sup>である。本系では室温以下の局所ブロッキング温度を持つ成分が多く、室温で結合磁界 $H_p$ の半分以上の大きな保磁力 $H_c$ を示す。
- 9) MnPtを用いた170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級の再生ヘッドの強磁界トランスファー曲線はヒステリシス型、トライアングル型が見られる。これは、MnPt系の室温以下の局所ブロッキング温度を有する成分が多いためである。
- 10) AFMにMnIrを用いた場合、 $E_u$ が最大になるのは、MnPt同様にCo-25%Feの組成である。 $E_u$ は0.35erg/cm<sup>2</sup>と大きい。本系では、室温以下の局所ブロ

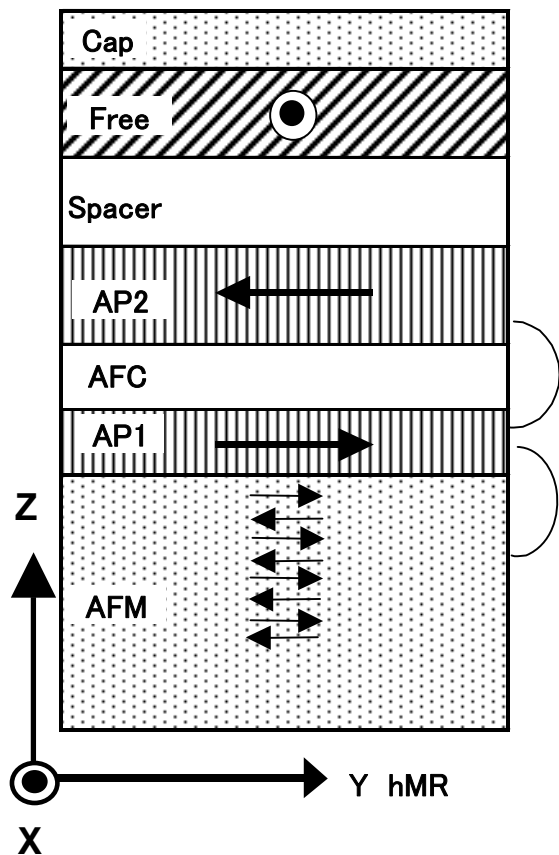
ッキング温度を持つ成分は少なく、保磁力 $H_c$ はMnPt系の半分以下と小さい。

- 11) MnIrを用いた再生ヘッドの強磁界トランスファー曲線系はほとんど正常型の曲線である。これは、MnIr系の室温以下の局所ブロッキング温度を有する成分が少ないことと $E_a$ が大きいことに起因する。これにより170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級の再生ヘッドを実現することができた。
- 12)  $E_k$ (AP1)が $E_k$ (AP2)に比べて大きい場合、ヘッドの強磁界トランスファー曲線はAP1マスター型となり、 $E_k$ (AP1)と $E_k$ (AP2)がほぼ等しい場合は、ほとんどすべてがノーマル型となり、また、 $E_k$ (AP2)が $E_k$ (AP1)に比べて大きい場合、AP2マスター型のバタフライ型がみられるようになることを実験的に確認した。
- 13) AFMの下地を適切に選択すること及び、長時間の熱処理をおこなうことによって、 $E_a$ を0.75erg/cm<sup>2</sup>まで増大できることを確認した。これにより、今後のさらなる高密度化に対処できる見通しを得た。

## 参考文献

- [1] E. Kren and J. Solyon, *Phys. Letters*, 22, 273 (1966)
- [2] L. Pal, E. Kren, G. Kadar, P. Szabo and T. Tarnoczi, *J. Appl. Phys.*, 39, 538 (1968)
- [3] E. Kren, L. Pal, E. Kadar, G. Szabo and T. Tarnoczi, *Phys. Rev.*, 171, 574 (1968)
- [4] 齐藤正路, 柿原芳彦, 渡边利徳, 長谷川直也, *日本応用磁気学会誌*, 21, 505 (1997)
- [5] T. Yamano, M. Mekata and H. Takaki, *J. Phys. Soc. Japan*, 31, 301 (1971)
- [6] 福家ひろみ, 上口裕三, *日本応用磁気学界誌*, 22, 58 (1998)
- [7] K. Imakita et al., *J. Appl. Phys.*, 97, 10K106 (2005)





交換結合定数	磁気モーメント	磁気異方性エネルギー定数
$E_j$	-	-
	$M(\text{Free})$	$E_k(\text{Free})$
	-	-
	$M(\text{AP2})$	$E_k(\text{AP2})$
	-	-
	$M(\text{AP1})$	$E_k(\text{AP1})$
	$E_u$	-

図5-1 センサー構成と固定層を特徴づけるパラメータ

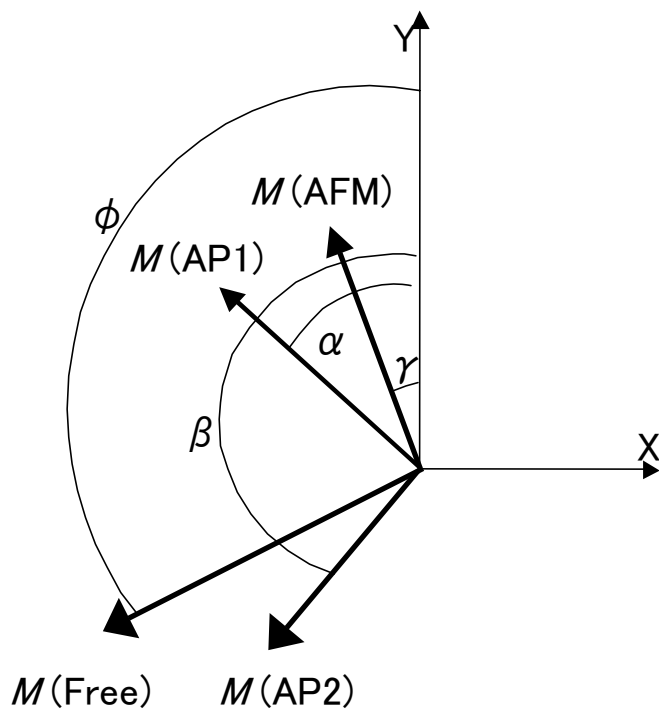
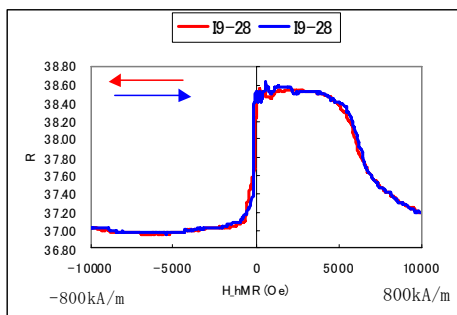
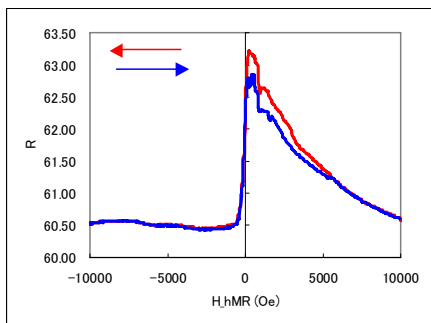


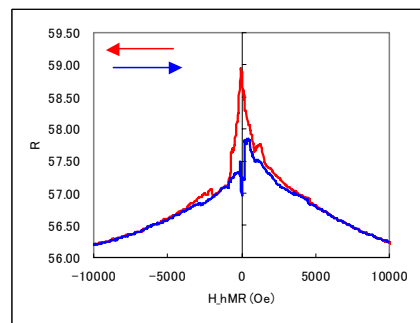
図5-2 各磁気モーメントの方位



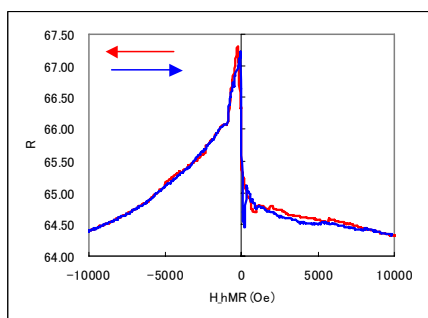
A. ノーマル型



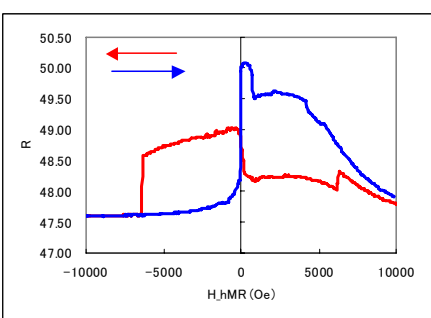
B. トライアングル型



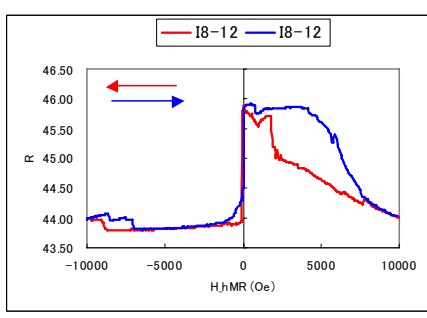
C. 富士山型



D. ピンローテーション型



E. バタフライ型



F. ヒステリシス型

図5-3 強磁界トランスファー波形の分類

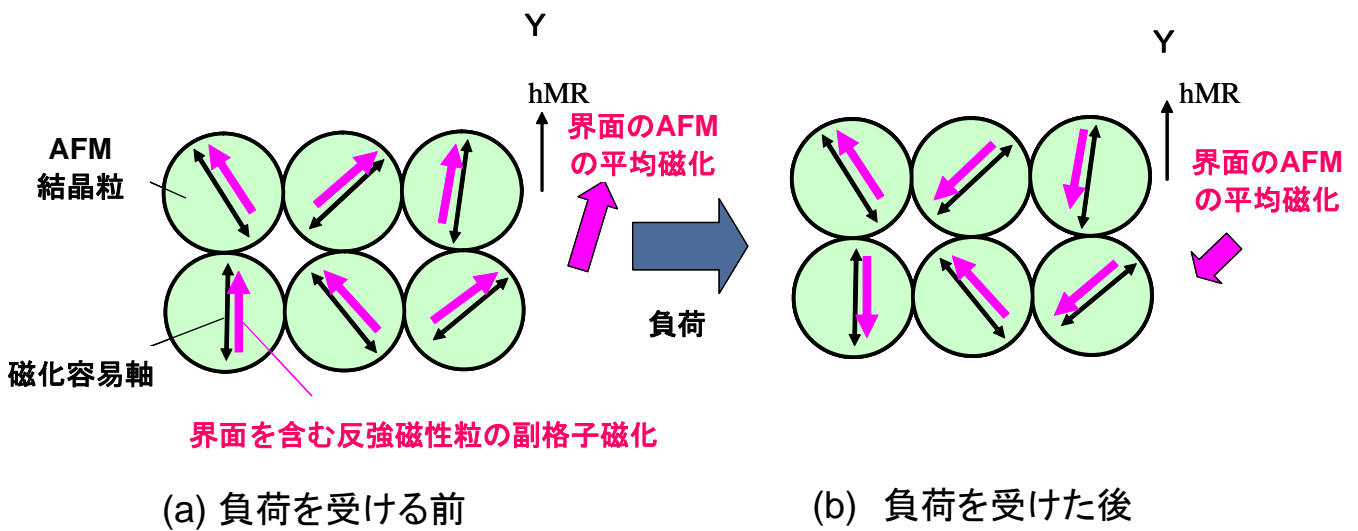


図5-4 負荷前後でのAFMの磁気モーメントの変化

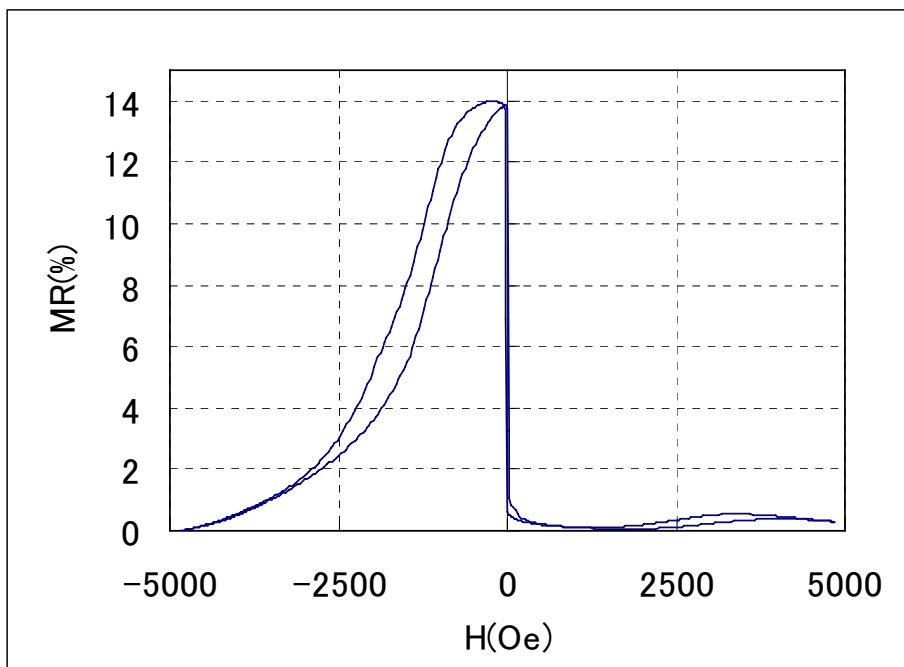
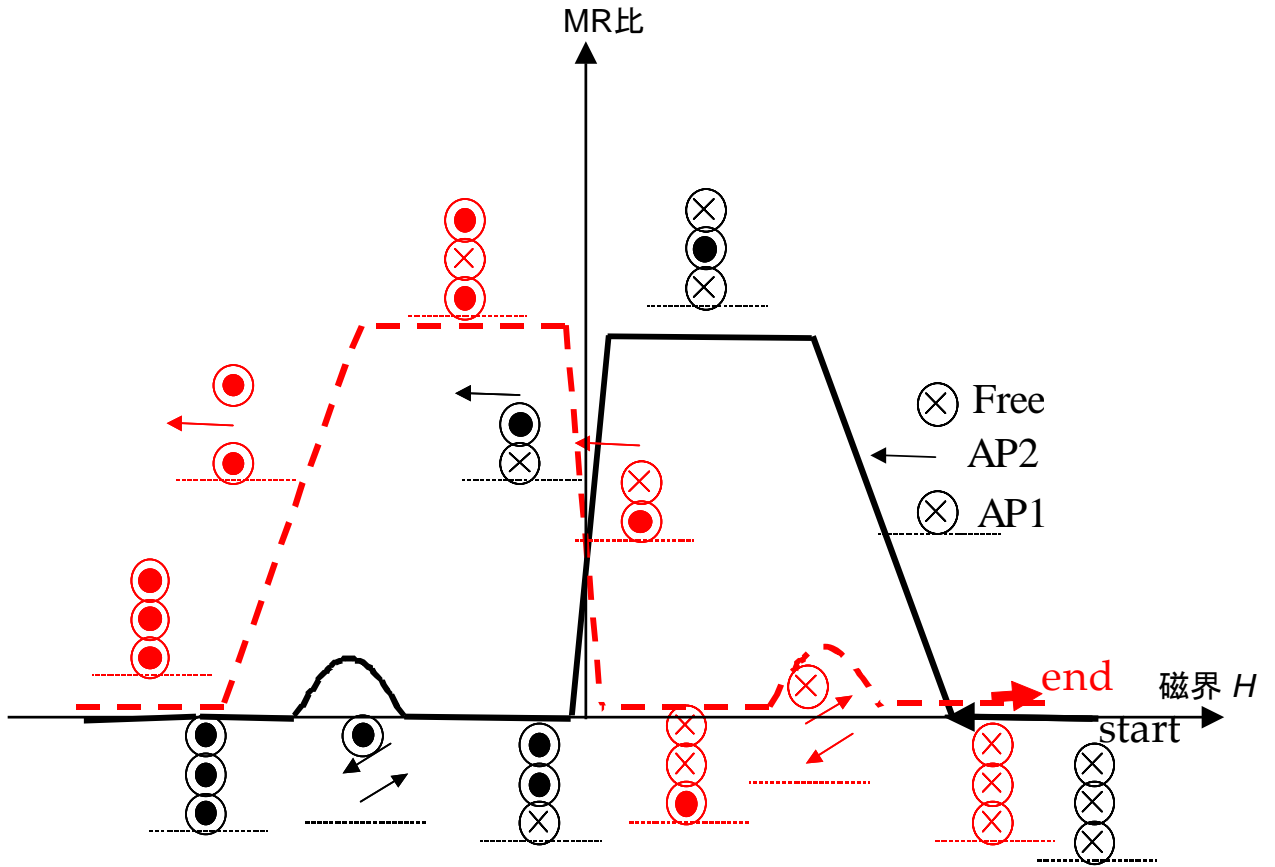


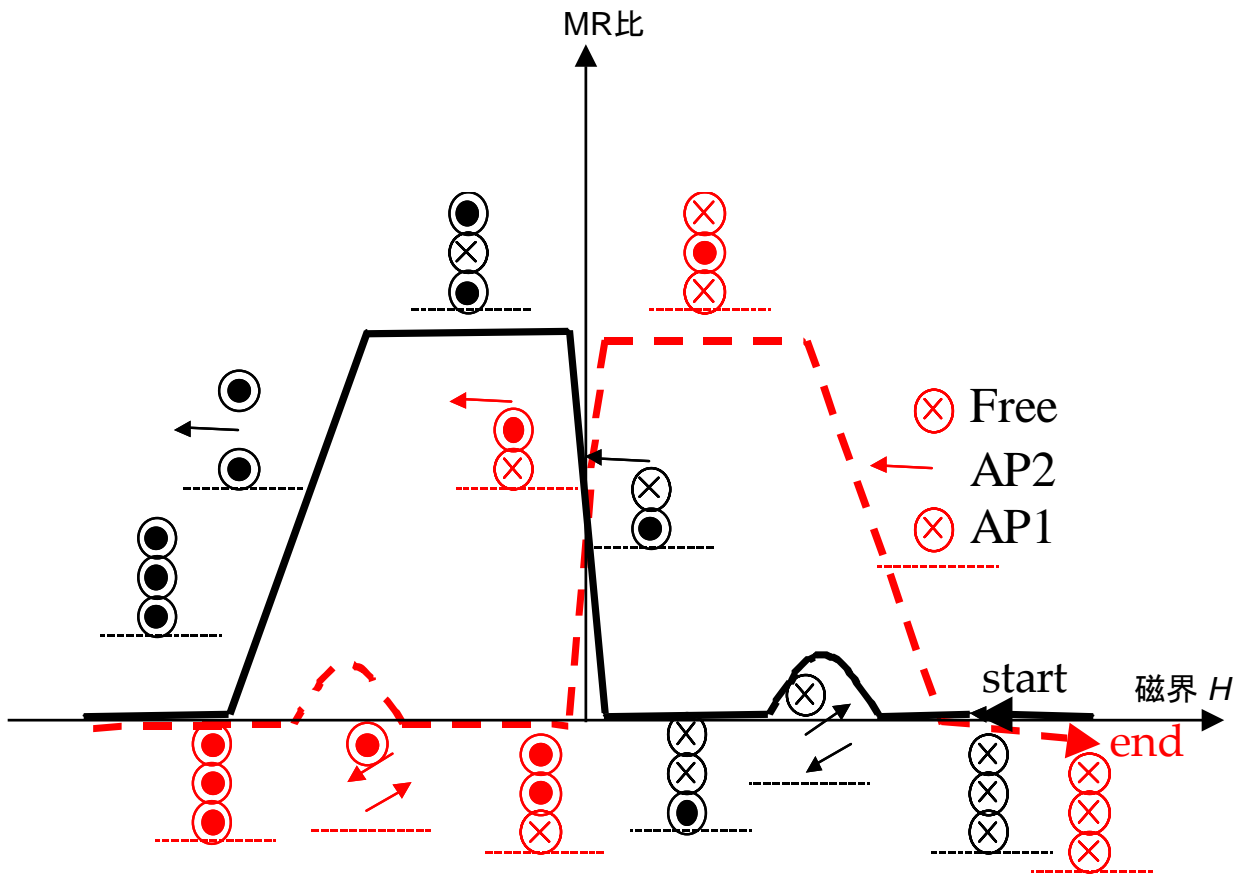
図5-5 シート状センサ膜のトランスファークラーク例



⊗ は紙面奥行き(+Y)方向の磁化を表す。

● は紙面手前(-Y)方向の磁化を表す。

図5-6 AP1マスター型バタフライ波形の模式図



⊗ は紙面奥行き(+Y)方向の磁化を表す。

⊙ は紙面手前(-Y)方向の磁化を表す。

図5-7 AP2マスター型バタフライ波形の模式図

表5-1 エネルギー一定数の大小関係とトランスファー曲線のタイプ

条件	トランスファー曲線のタイプ
$E_k(\text{AFM})$ 小により $\gamma_{\text{avg}}$ が大きく傾く	トライアングル型 / 富士山型 / ピンローテーション型
$E_u >  E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2}) $	ノーマル型(正常型)
$E_k(\text{AP1}) > E_k(\text{AP2}) + E_u$	AP1 マスターバタフライ型
$E_k(\text{AP2}) > E_k(\text{AP1}) + E_u$	AP2マスターバタフライ型
$E_k(\text{AP1}) \sim E_k(\text{AP2}) + E_u$	ヒステリシス型
$E_k(\text{AP2}) \sim E_k(\text{AP1}) + E_u$	



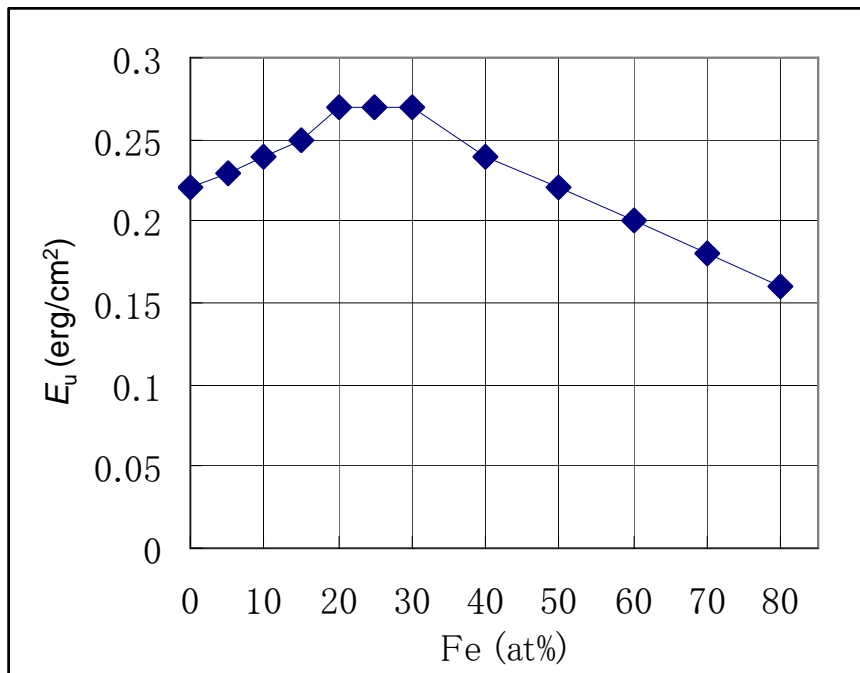


図5-8 MnPtとCoFeの交換結合エネルギー一定数 $E_u$ のFe組成依存性  
(MnPt 150 Å/CoFe 20 Å)

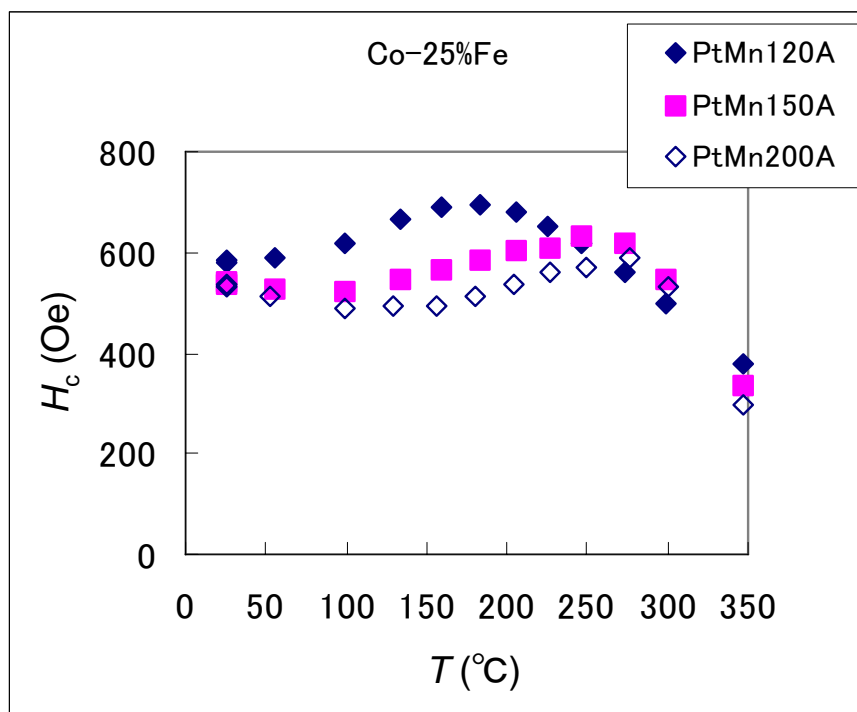
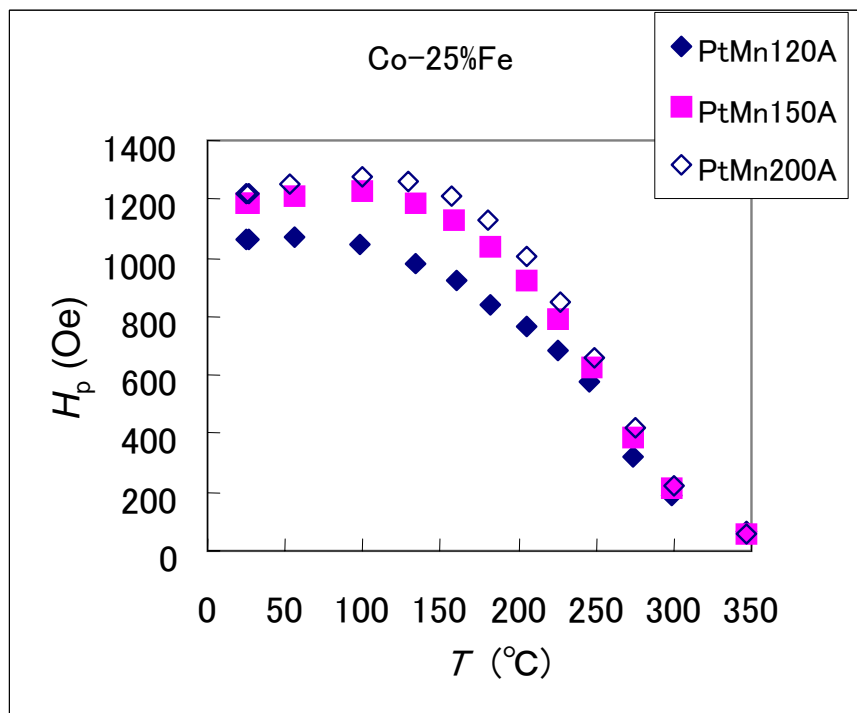


図5-9 MnPtとCo-25%Feの結合磁界と保磁力の温度依存性

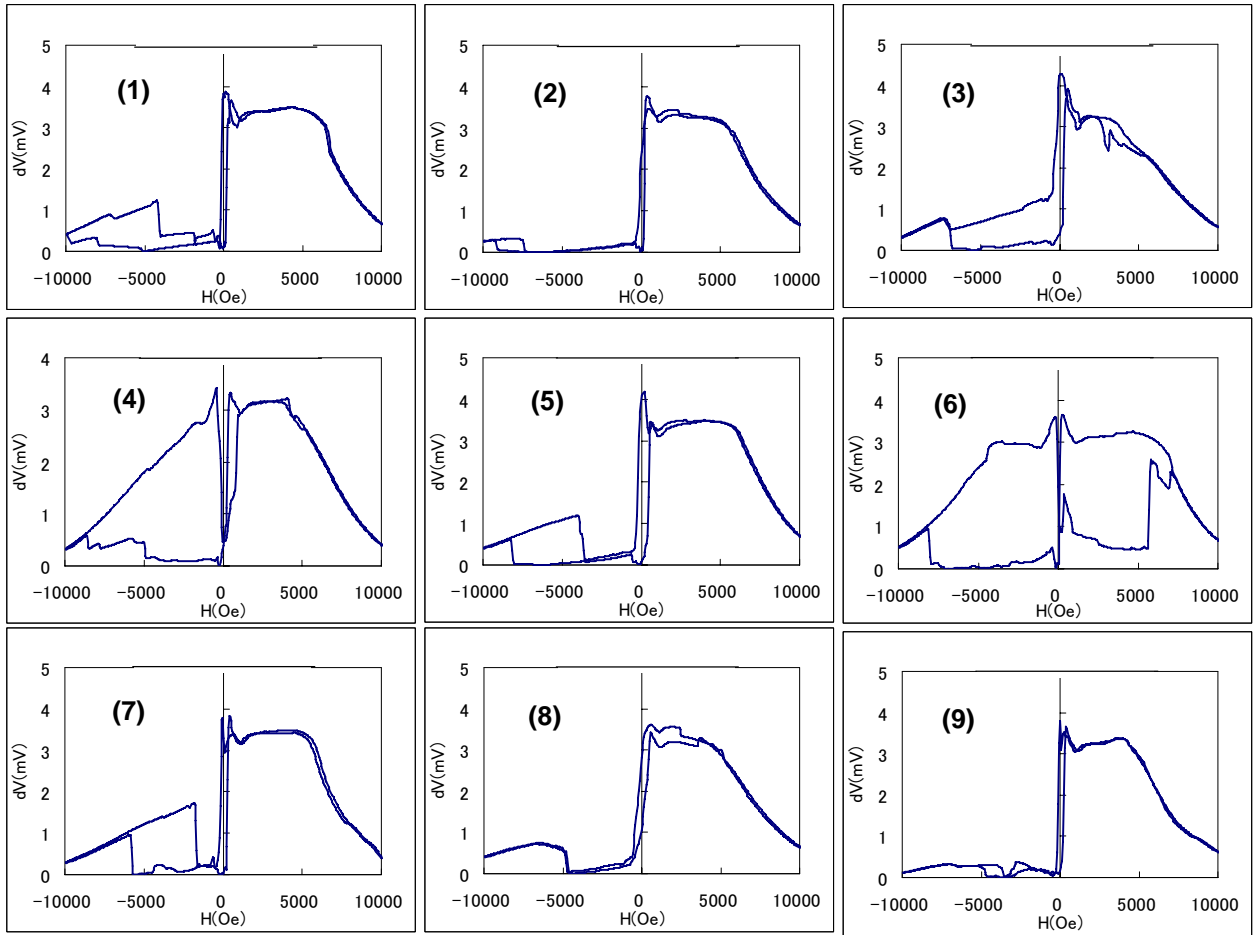


図5-10 MnPt GMRヘッドの強磁界トランスファー曲線の例

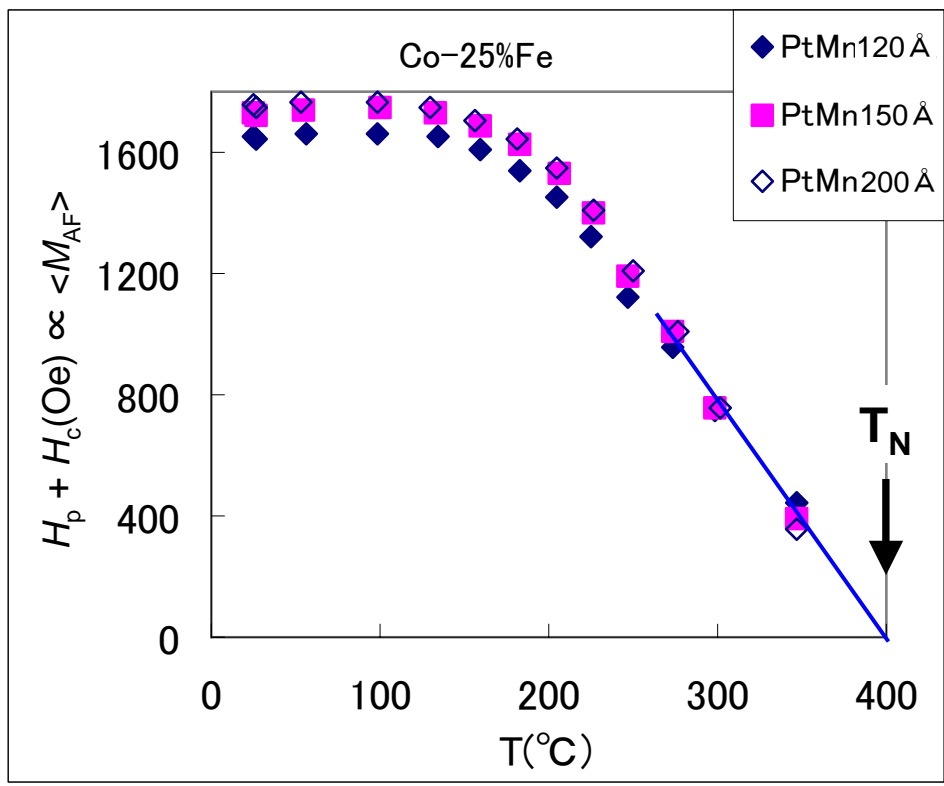


図5-11 MnPtとCo-25%Feの結合磁界と保磁力の和の温度依存性 ( $\langle M_{AF} \rangle$ の温度依存性)

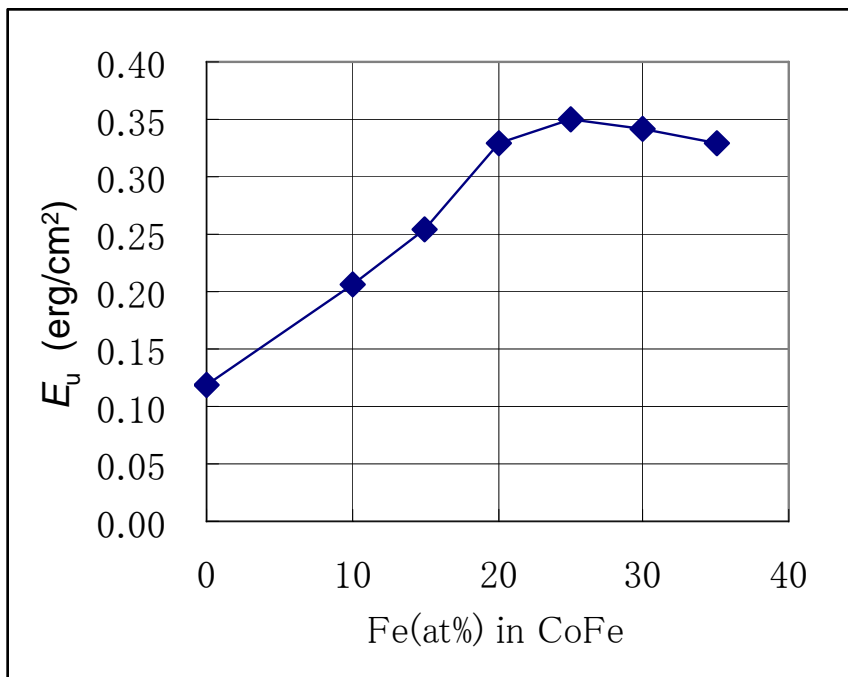


図5-12 MnIrとCoFeの交換結合エネルギー一定数 $E_u$ のFe組成依存性

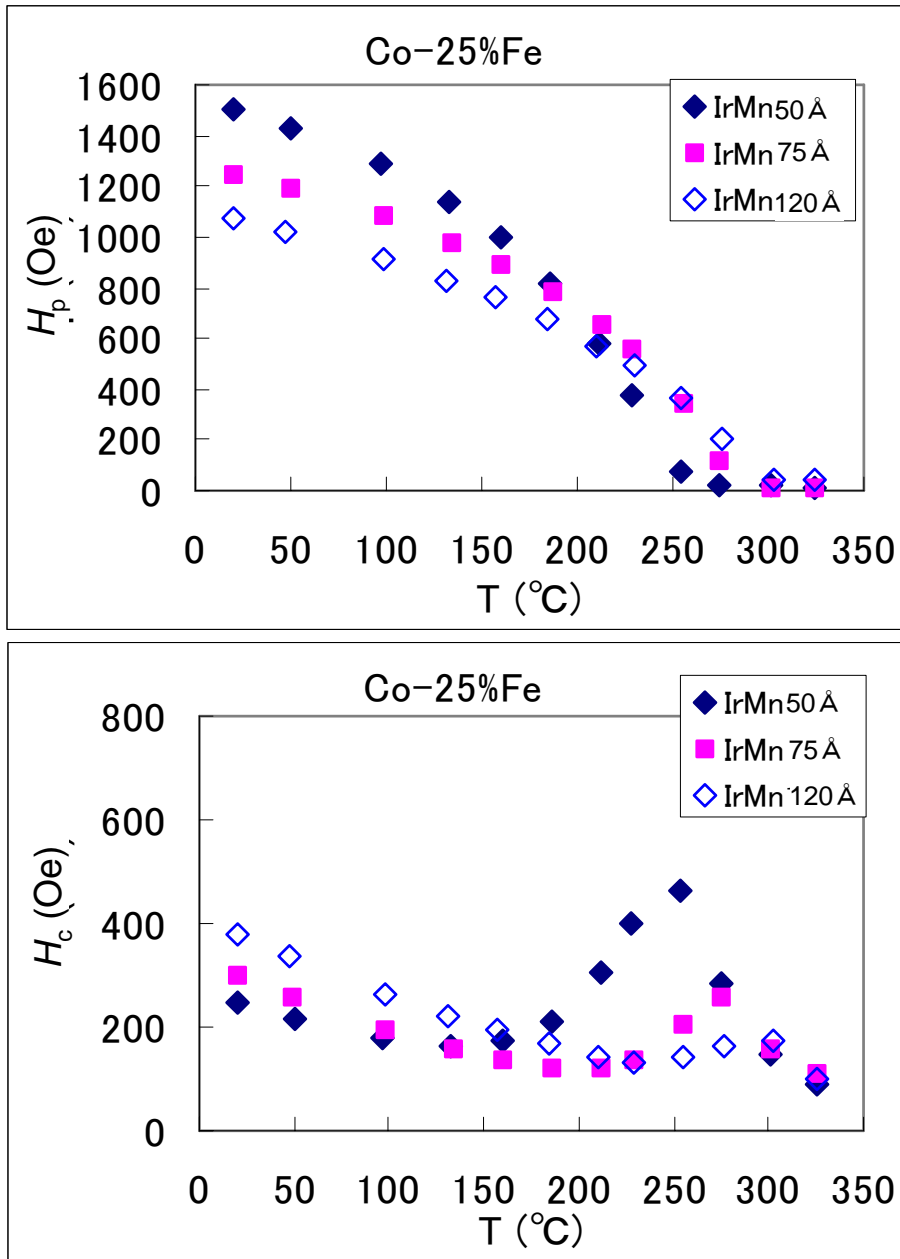


図5-13 MnIrとCoFeの結合磁界と保磁力の温度依存性

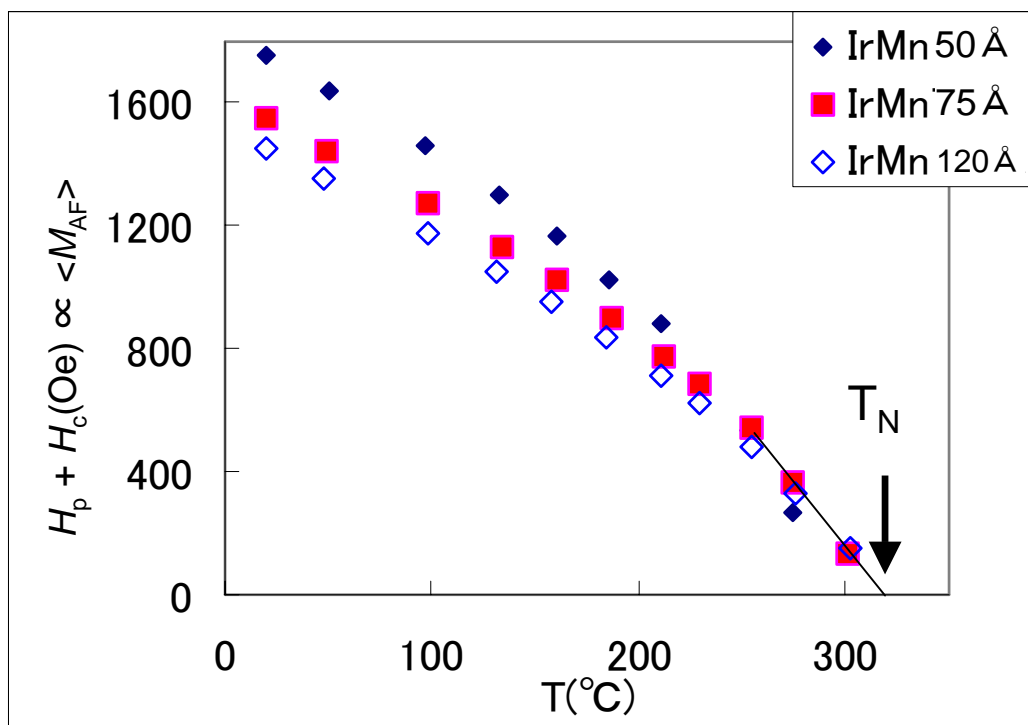
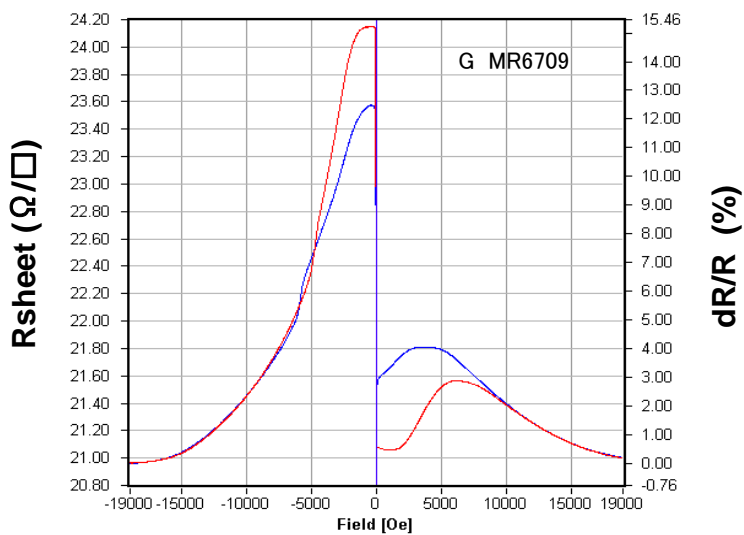
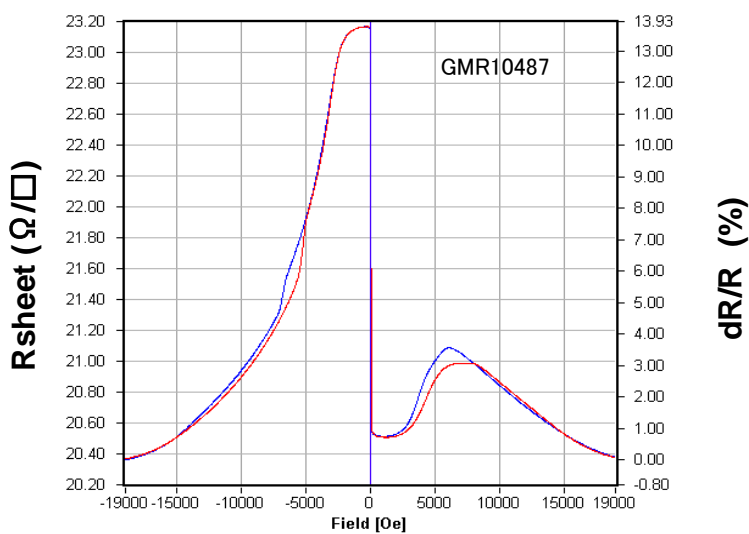


図5-14 MnIrとCo-25%Feの結合磁界と保磁力の和の温度依存性 ( $\langle M_{AF} \rangle$ の温度依存性)



a) MnPt GMR センサ膜



b) MnIr GMR センサ膜

図5-15 MnPt GMRセンサとMnIr GMRセンサのトランスファー曲線



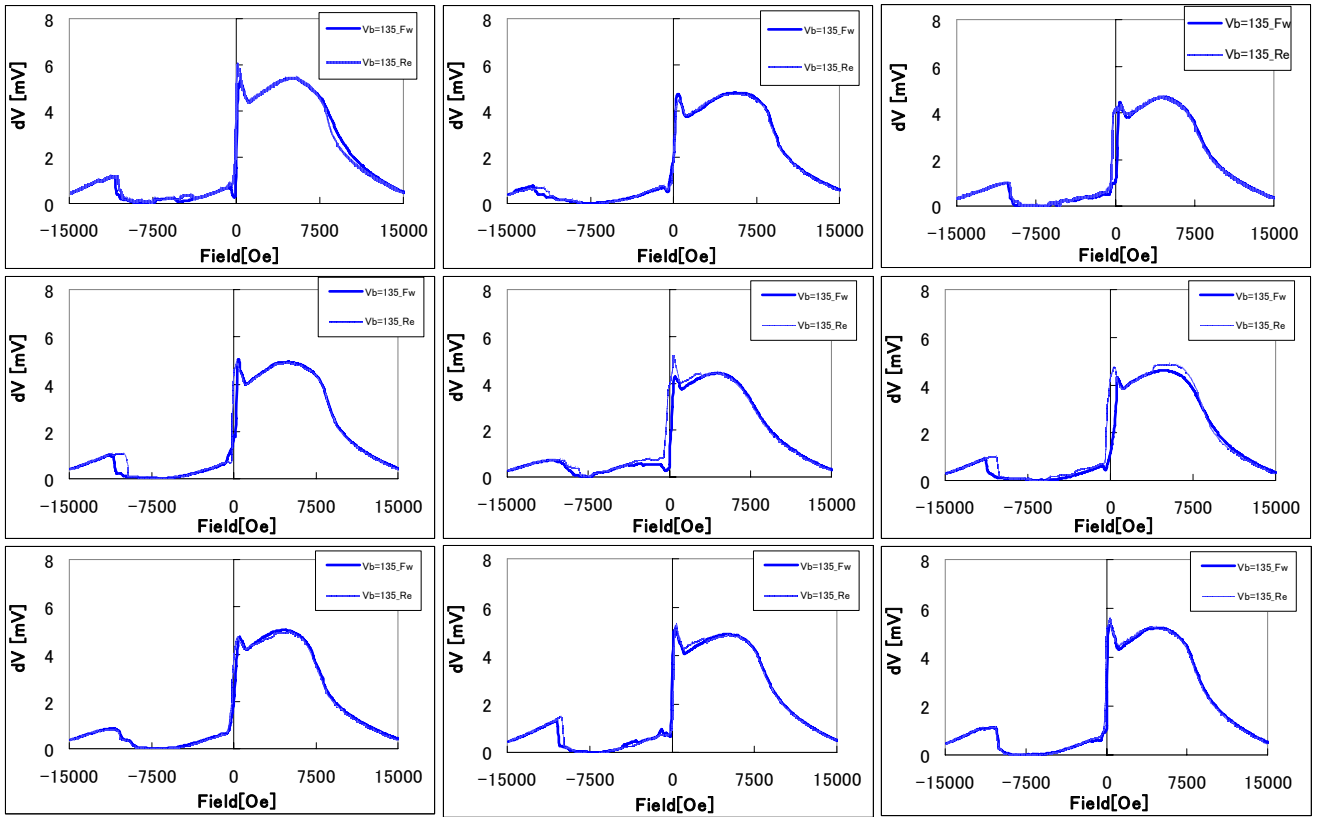
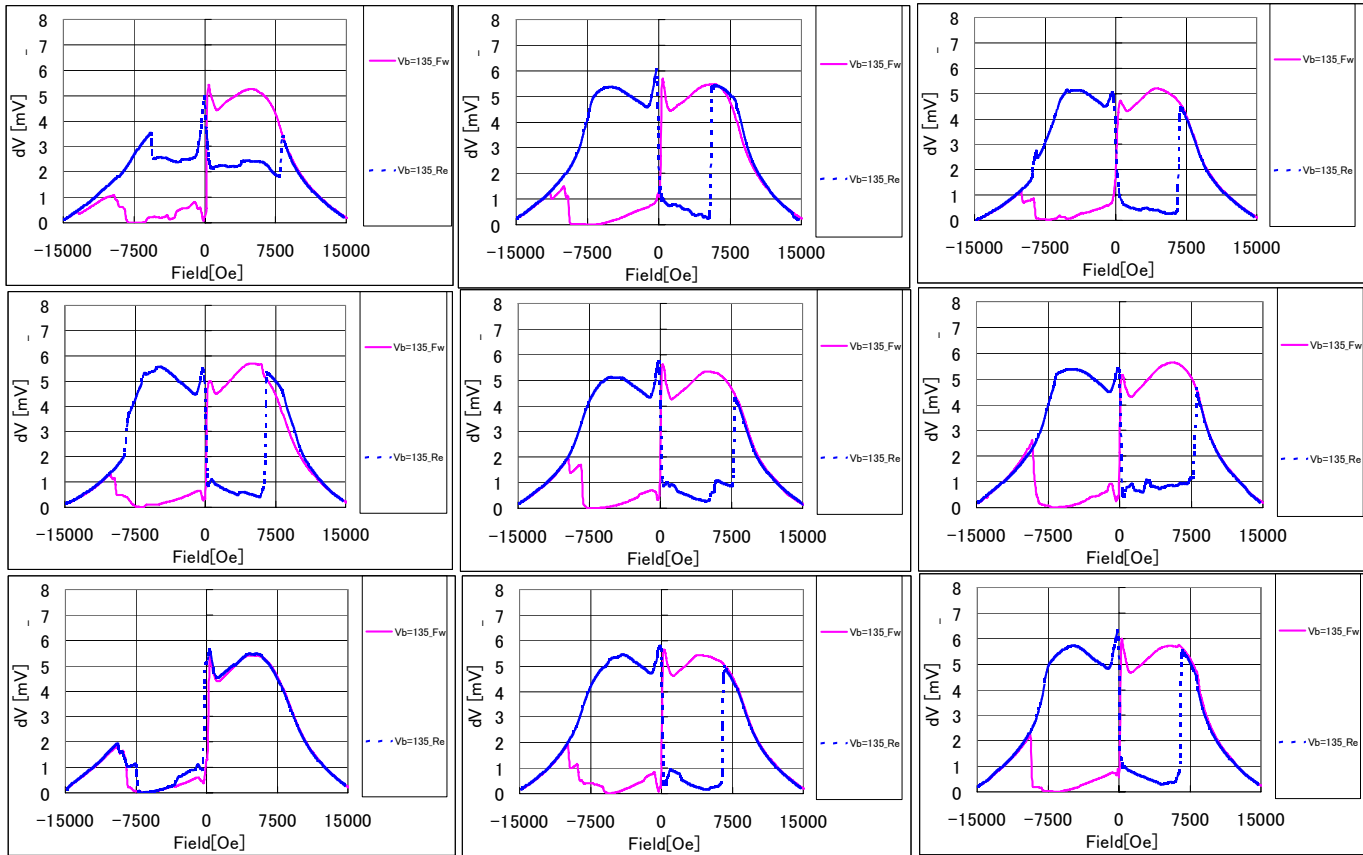
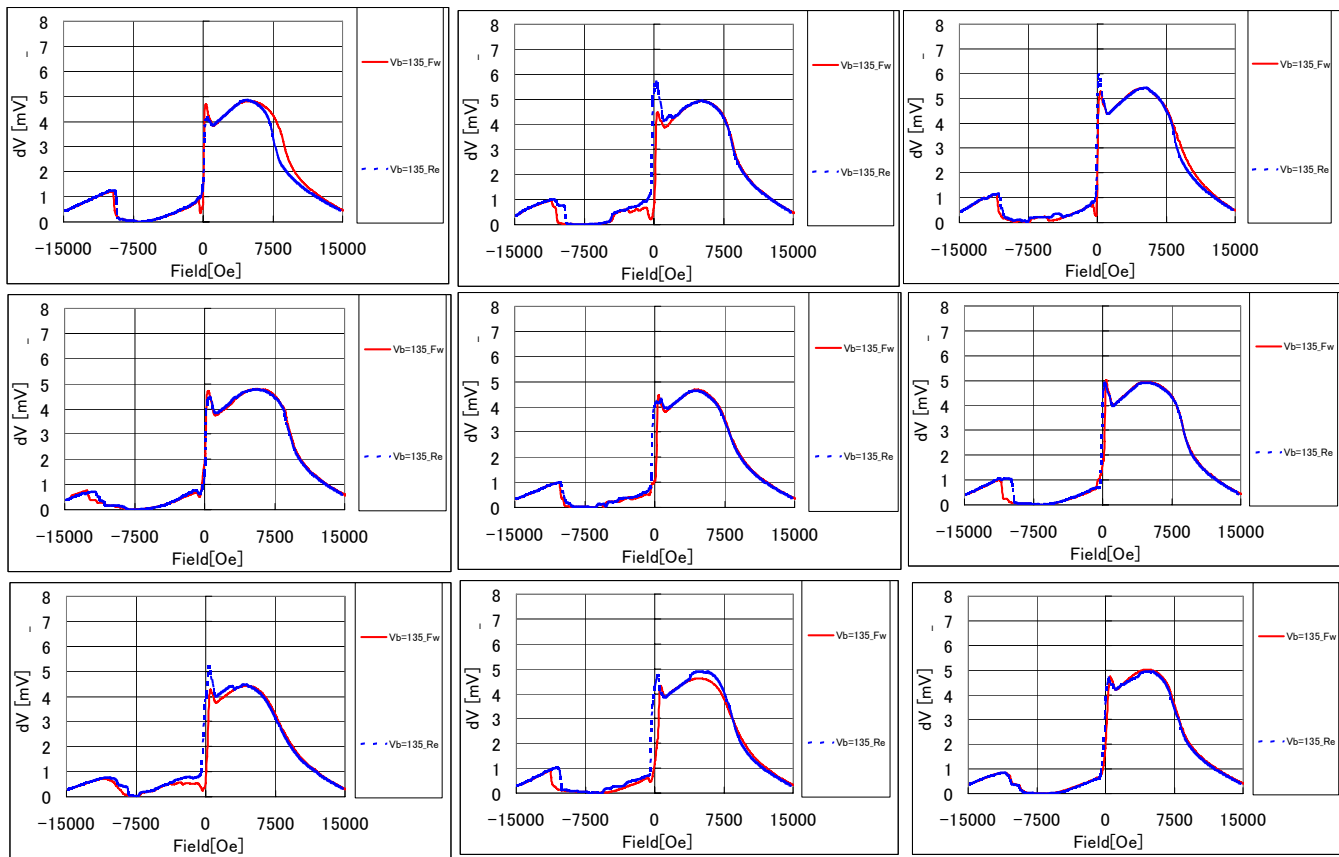


図5-16 MnIr GMRヘッドの強磁界トランスファークurveの例



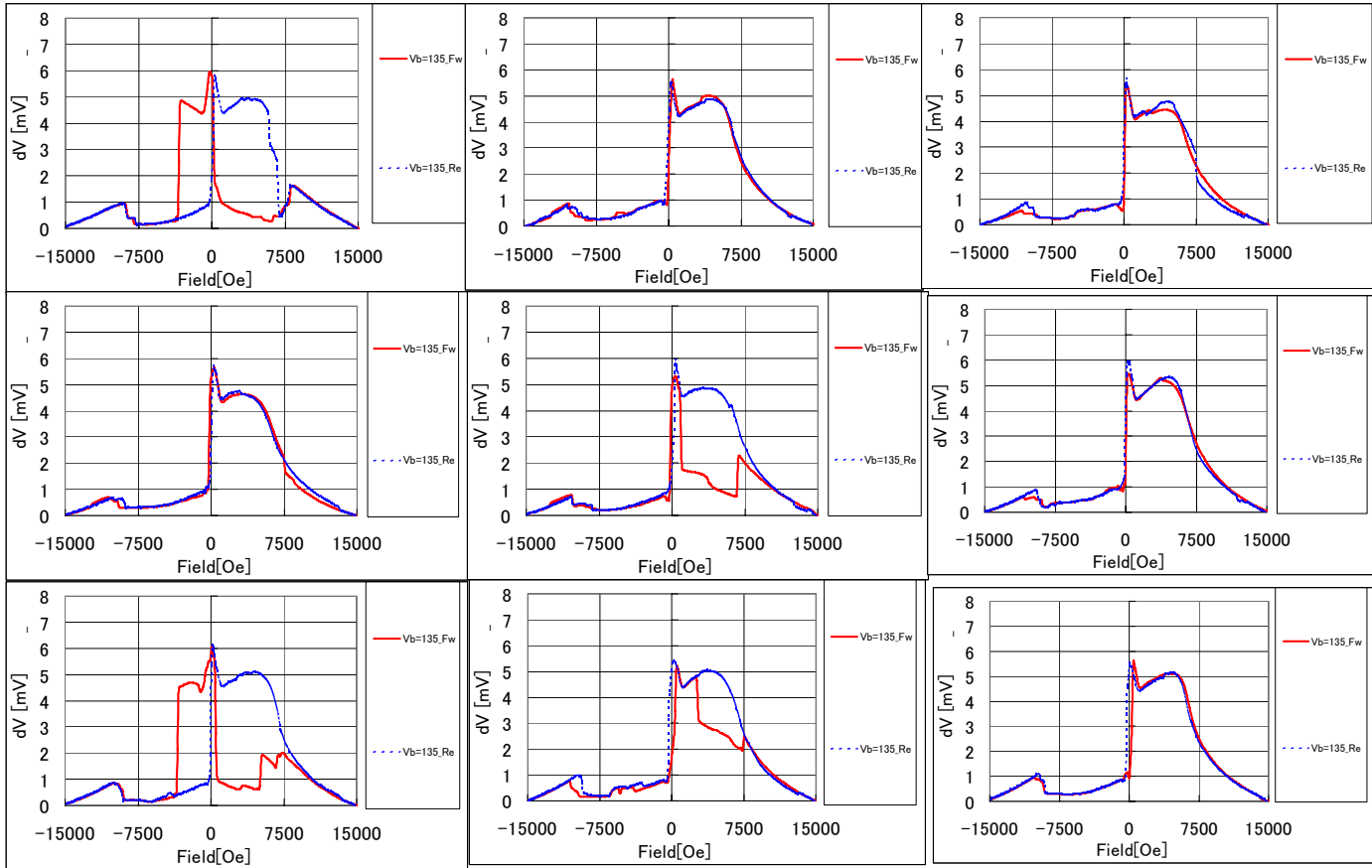
← Fw  
→ Re

図5-17  $E_k(AP2) \ll E_k(AP1)$  の場合のヘッドの強磁界トランスファー曲線



← Fw  
→ Re

図5-18  $E_k(AP2) \doteq E_k(AP1)$  の場合のヘッドの強磁界トランスファー曲線



← Fw  
→ Re

図5-19  $E_k(AP2) \gg E_k(AP1)$  の場合のヘッドの強磁界トランスファー曲線

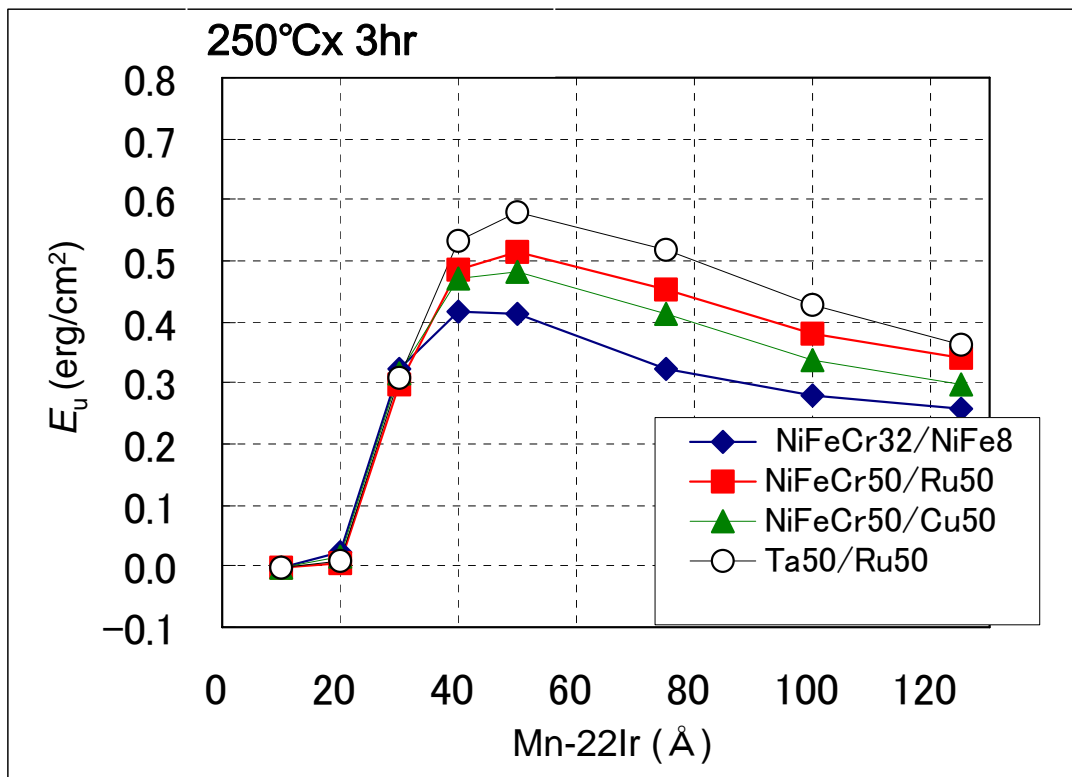


図5-20 MnIr/Co-30%Feの $E_u$ の各種下地による膜厚依存性  
(アニール時間3hr)

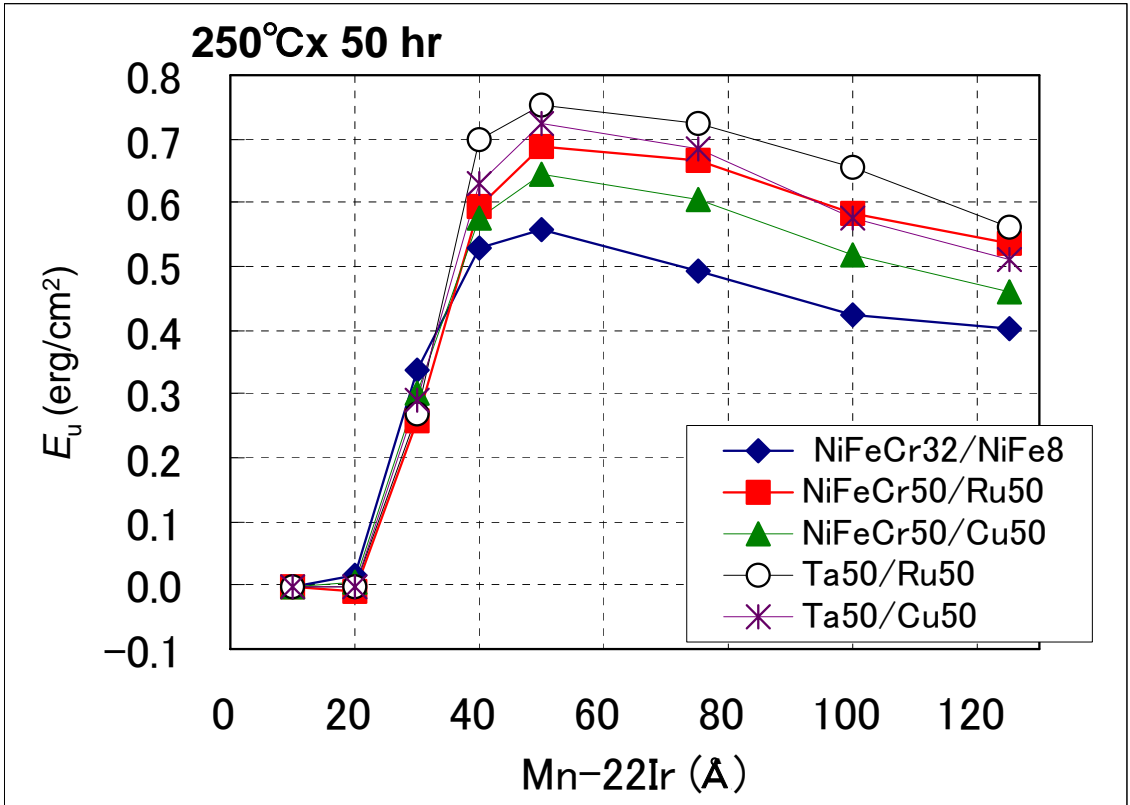


図5-21 MnIr/Co-30%Feの $E_u$ の各種下地による膜厚依存性  
(アニール時間50hr)

## 第 6 章 結論

本研究では、高密度磁気記録用再生ヘッドに用いられる反強磁性膜と交換結合した固定強磁性膜の磁化挙動の研究を行い、高密度記録を実現する固定層を検討した。交換結合特性の熱負荷による変化は、反強磁性粒が熱励起によって磁化反転するメカニズムであることを明らかにした。交換結合特性の熱的耐力を向上するには、反強磁性粒の結晶磁気異方性によるエネルギー障壁を大きくすることが有効である。柱状結晶を有する反強磁性膜の膜厚を厚くすることによって熱的耐力の改善をおこなった。また、高密度化によるトラック幅の減少は、固定層に異常な磁化挙動を生じる。この異常な挙動の原因は、反強磁性粒の室温以下の局所ブロッキング温度成分と固定層に誘起される一軸磁気異方性に起因する。反強磁性材料を適切に選択することによって、室温以下の局所ブロッキング温度成分を低減し、交換結合エネルギー定数 $E_a$ を増大化した。さらに、 $|E_k(AP1) - E_k(AP2)|$ を極小化することによって再生ヘッドの固定層の磁化挙動を正常型にすることができた。これにより、微小なトラック幅を有する再生ヘッドの異常な磁化挙動を抑止し、170Mbit/mm<sup>2</sup>(100Gb/in<sup>2</sup>)級の再生ヘッドを実現した。さらに、反強磁性膜と強磁性膜の交換結合エネルギー定数 $E_a$ のさらなる増大化を実現し、今後の高密度化に対処できる見通しを得た。以下、各章で得られた結論を簡潔にまとめる。

第1章では、磁気記録装置、記録再生ヘッド、及びセンサー膜の構造の概要を示し、さらに、反強磁性体と強磁性体の交換結合に関する従来の研究を示し、本研究の課題と目的を述べた。

第2章では、強磁性単結晶粒と反強磁性単結晶粒が隣接するモデルを作成した。界面に交換相互作用が働き、強磁性粒および反強磁性粒はそれぞれ一斉磁化回転を行い、反強磁性粒の磁化反転には熱励起を取り込んだ。結晶粒サイズの異なる系について交換結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の温度変化を計算した結果、交換結合磁界の消失する温度（以後ブロッキング温度 $T_b$ ）は、結晶粒が大きいほど高く、結晶粒が小さいほど低くなることがわかった。

現実の系は、強磁性膜、反強磁性膜ともに多結晶からなり、結晶粒のサイズ



は大から小まで大きく分布している。そこで、反強磁性膜を多結晶粒とし、反強磁性粒間の相互作用を無視するモデルを作成し、交換結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の温度変化を計算できるようにした。反強磁性粒径には実測の結晶粒径分布を取り入れ、反強磁性粒の磁化反転には熱励起を取り込んだ。

また、本章おけるひとつの重要な結論は、結合磁界 $H_p$ と保磁力 $H_c$ の和が反強磁性粒の副格子磁化 $\langle M_{AF} \rangle$ に比例することである。

第3章では、高いブロッキング温度を示すCo/CrMnPt交換結合膜の結晶形態、結合磁界と保磁力の温度特性を検討し、第2章のモデルにより近似計算を行った。実測のCrMnPtの粒径分布を取り込み、各膜厚の $H_p$ と $H_c$ の温度変化を近似した結果、実測値とよい一致が得られた。反強磁性結晶粒を単位とする副格子磁化の熱揺らぎが交換結合の温度特性を決定しており、反強磁性粒の結晶磁気異方性エネルギーを増大することが温度特性改善になることを明らかにした。反強磁性粒は柱状結晶であるので、膜厚を厚くすると結晶粒体積が増大し、結晶磁気異方性エネルギーが増大する。このため、局所ブロッキング温度分布の中心値が上昇し、局所ブロッキング温度の分布幅も狭くなり、低温成分が少なくなる。したがって、反強磁性膜の膜厚を厚くすることが、交換結合の温度特性を改善するのに重要である。

第4章では、Co/CrMnPt交換結合膜に外部磁界および熱的な負荷を加えて結合磁界の温度及び時間変化を調べた。結合磁界 $H_p$ の低下量は保持時間の初期に大きく、温度が高いほど、また保持時間が長いほど低下量は大きくなる。この現象は、第2章で述べたモデルによって説明される。粒径の小さな反強磁性粒は、異方性エネルギー障壁が小さいために、熱励起によって磁化反転しやすい。そのため、サイズの小さな粒が初期に一度に磁化反転するため、初期に $H_p$ の低下が大きい。熱励起現象であるため、温度が高いほど、また、時間が長いほど変化量は大きくなる。

130°C以下の $H_p$ の変化は、一斉回転を仮定した結晶粒径分布に基づく活性化エネルギー分布によって説明できるが、150°Cではより狭い活性化エネルギー分布

を仮定しないと説明できない。130°C以下では、反強磁性粒は一斉磁化反転し、150°C以上の高温領域では非一斉磁化回転で磁化反転と考えられる。高温領域の非一斉磁化回転は、強磁性膜との界面から反強磁性膜面内に磁壁が形成され、この磁壁が界面から遠ざかる方向に移動することにより起こると考えられる。

反強磁性体内部のスピン間の交換結合定数 $A_{AF}$ 、強磁性体と反強磁性体の界面でのスピン間の交換結合定数 $A_{12}$ とし、反強磁性体の異方性定数 $K_a$ として、 $\lambda = A_{12} / \{2 \xi (A_{AF} K_a)^{0.5}\}$ を定義すると、 $\lambda \ll 1$  の場合に反強磁性体内部の磁化反転は一斉回転となり、 $\lambda \gg 1$  の場合に非一斉回転になる。 $\lambda$ は温度とともに増加するため、温度上昇とともに、一斉回転から非一斉回転へと変化する。

以上の近似結果をもとに、逆磁界中保持を行ったときの2000時間後の結合磁界 $H_p$ を見積もった。110°Cの温度では、膜厚300 Åでは初期値の66%の200 Oeであるが、膜厚400 Åでは初期値の80%と大きく改善する。反強磁性膜厚を厚くすることが固定層の長期的な劣化を改善するのに有効である。

第5章では、高密度記録用再生ヘッドを実現するために、固定層の強化を行った。GMRヘッドは、センサーのトラック幅の狭小化にともない、固定層の磁化過程に異常な挙動が現れるようになり、磁気ディスク装置の不良を生じる事例が増加した。そこで、再生ヘッドの固定層の磁化挙動解析をおこない、正常な磁化挙動を実現するための各種パラメータの条件を見出し、反強磁性材料の適切に選択することで170 Mbit/mm<sup>2</sup> (100Gb/in<sup>2</sup>) 級の再生ヘッドを実現した。さらに、今後の高密度化のための指針を得た。

高密度記録用再生ヘッドの強磁界トランスファー曲線は次の6つに分類できる。ノーマル型、トライアングル型、富士山型、ピンローテーション型、バタフライ型、ヒステリシス型である。

トライアングル/富士山/ピンローテーション型が現れるのは、反強磁性膜の界面を含む副格子磁気モーメントがMRハイト方向から大きくずれる場合である。これを抑止するには、局所ブロッキング温度の低い成分を少なくし、ブロッキング温度そのものも高くすることである。

AP1 の一軸磁気異方性が強く、 $E_k(\text{AP1}) > E_k(\text{AP2}) + E_a$  の関係の場合、AP1 マスター型のバタフライが現れる。AP2 の一軸磁気異方性が強く、 $E_k(\text{AP2}) > E_k(\text{AP1}) + E_a$  の関係の場合、AP2 マスター型のバタフライ型が現れる。

$|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})| \sim E_a$  の場合には、AP1、AP2 及びAFMとの交換結合のいずれもが支配的とならないので、ヒステリシス型が現れる。

正常な特性を得るためには、 $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$  を極小化し、 $E_a$  を  $|E_k(\text{AP1}) - E_k(\text{AP2})|$  より十分大きくするのが有効である。

AFMにMnPtとMnIrを用い、AP1 組成を調整することによって、前者では  $E_a$  を  $0.27\text{erg/cm}^2$ 、後者では  $E_a$  を  $0.35\text{erg/cm}^2$  にまで増大できる。

MnPt系とMnIr系の磁気ヘッドの強磁界トランスファー曲線を比較するとMnPt系では、ヒステリシス型、トライアングル型など、異常な固定層の挙動が見られるのに対して、MnIr系ではノーマル型の波形を得ることができる。これは、MnIr系では室温以下の局所ブロッキング温度成分が小さいことに起因する。また、MnIr系において  $E_k(\text{AP1})$  と  $E_k(\text{AP2})$  を等しくすることで、正常型の波形を得ることができ、 $170\text{ Mbit/mm}^2$  ( $100\text{Gb/in}^2$ ) 級の再生ヘッドを実現した。

また、AFMの下地を適切に選択し、長時間の熱処理をおこなうことによって、 $E_a$  を  $0.75\text{erg/cm}^2$  まで増大できることを示し、今後のさらなる高密度化に対処できる見通しを得た。

## 謝 辭

## 謝辞

本論文の執筆に当たり、懇切なる御指導、御助言を頂いた、慶應義塾大学理工学部教授 椎木一夫博士に深く感謝の意を表します。

また、本論文の内容に関し有益な御討論と御助言を賜りました、慶應義塾大学理工学部教授 宮島英紀博士、慶應義塾大学理工学部教授 太田英二博士、慶應義塾大学理工学部教授 的場正憲博士に深く感謝いたします。

本研究は、米国アラバマ大学、(株)日立製作所ストレージシステム事業部(現日立グローバルストレージテクノロジーズ・ジャパン)、(株)日立グローバルストレージテクノロジーズ・ジャパン、および日立製作所中央研究所ストレージテクノロジー研究センターにおいて1994年から2005年の間に行われたものである。本研究の共同研究者であるアラバマ大学MINTセンタ教授 藤原英夫博士、同センタ教授 M. R. Parker 博士、同センタ教授 R. D. Metzger 博士、同センタ S. Gangopadhyay 博士(現シーゲートテクノロジー社)、同センタ C. Hou 博士(現シーゲートテクノロジー社)、同センタ 井関隆之氏(現日本ビクター)、日立製作所ストレージシステム事業部磁気記録部 成重真治博士(現日立製作所中央研究所)、同部 今川尊雄氏(現日立製作所日立研究所)、日立製作所中央研究所ストレージテクノロジー研究センター 呉 相文博士、同センタ 田中秀明氏、同センタ 関 高輝氏、同センタ 佐々木新治博士、同センタ 古澤賢司博士、日立グローバルストレージテクノロジーズ・ジャパン・ウエハ開発部 重松恵嗣氏、同部 田島康成氏、同社HGA開発・製造部 梅崎宏博士、同社ヘッド設計・CE統括部 小山直樹氏、同社ヘッド技術開発部 大津孝佳博士、同部 片岡宏治氏には、御指導および御検討を戴き、ここに心から感謝致します。

本研究の推進にあたって、アラバマ大学MINTセンタ B. Doyle 博士、日立グローバルストレージテクノロジーズ・ジャパン・ヘッド統括本部 福井宏博士、同社ヘッド技術開発部 岡田智弘博士、日立製作所中央研究所ストレージテクノロジー研究センター 中本一広博士のご協力・ご助言に深く感謝致します。

本研究の機会を与えてくださった日立グローバルストレージテクノロジー・ジャパン取締役社長 田宮敏彦氏、同社ヘッド統括本部長 萩原芳樹氏、同社ヘッド開発本部長 川辺隆博士、同社ヘッド技術開発部長 光岡勝也博士、日立製作所ストレージシステム事業部技術開発センタ長 菅沼庸雄博士（現日立製作所中央研究所研究戦略統括センタ）に心から感謝致します。

## 本研究に関する論文, 発表

### 論文

- [1] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, R. D. Metzger, “Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems”, *J. Appl. Phys.* 80, 4528 (1996)
- [2] K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa, S. Narishige, “Thickness effect on ferro/antiferromagnetic coupling of Co/CrMnPt systems, *J. Appl. Phys.*, 83, 3233 (1998)
- [3] K. Nishioka, “Thermal decay of ferro/antiferromagnetic exchange coupling in Co/CrMnPt systems, *J. Appl. Phys.*, 86, 6305 (1999)
- [4] K. Nishioka, S. Gangopadhyay, H. Fujiwara, M. Parker, “Hysteresis and Interaction between the Magnetic Layers in Spin Valves”, *IEEE Trans. Magn.*, 31, 3949 (1995)
- [5] K. Nishioka, T. Iseki, H. Fujiwara, M. R. Parker, “GMR properties of Spin Valves using Multilayered Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> for Free Magnetic Layer”, *J. Appl. Phys.*, 79, 4970 (1996)
- [6] S. Oh, K. Nishioka, H. Umezaki, H. Tanaka, T. Seki, S. Sasaki, T. Ohtsu, K. Kataoka, K. Furusawa, “The behavior of Pinned Layers Using a High-Field Transfer Curve”, *IEEE Trans. Magn.*, 41, 2950 (2005)

### 国際会議発表

- [1] K. Nishioka, C. Hou, H. Fujiwara, R. D. Metzger, “Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems”, *Intermag '96*, AP-01
- [2] K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa, S. Narishige, “Ferro-Antiferromagnetic coupling(2); Analysis of experimental results”, *The 7th Joint MMM-Intermag conference*, GD-04 (1998)
- [3] K. Nishioka, “Magnetic Aftereffect in Ferro-Antiferromagnetic coupling of Co/CrMnPt system”, *The 43th annual conference on magnetism & magnetic materials*, HA-03

## 国内学会，研究会発表

- [1] 西岡浩一，ハオ・チュンホング，藤原英夫，ロバート・メツガー，“強磁性 / 反強磁性結合に及ぼす結晶粒径の影響”，*日本応用磁気学会第 99 回研究会資料*，25 (1997)
- [2] K. Nishioka, S. Shigematsu, T. Imagawa, S. Narishige, “Thickness effect on ferro/antiferromagnetic coupling of Co/CrMnPt systems, *日本学術振興会薄膜第 188 回研究会・磁性薄膜分科会資料*，120 (1997)
- [3] 西岡浩一，重松恵嗣，今川尊雄，成重真治，“Co/CrMnPt 系の強磁性粒/反強磁性粒の交換結合(1)；モデリング”，*第 21 回日本応用磁気学界学術講演会*，2aC-5 (1997)
- [4] 西岡浩一，重松恵嗣，今川尊雄，成重真治，“Co/CrMnPt 系の強磁性粒/反強磁性粒の交換結合(2)；結果の解析”，*第 21 回日本応用磁気学界学術講演会*，2aC-6 (1997)
- [5] 西岡浩一，呉 相文，梅崎 宏，小山直樹，重松恵嗣，田島康成，“GMR ヘッド固定層磁化挙動解析と改善策”，*日本応用磁気学会第 140 回研究会 資料番号 140-8*，49 (2005)