

複写可

熱アシスト磁気記録における熱的安定性の検討

Investigation of Thermal Stability on Thermally Assisted Magnetic Recording



平成 20 年度

三重大学大学院工学研究科

博士前期課程 物理工学専攻

安田 友則

目次

第1章 序論.....	1
1-1 はじめに.....	1
1-2 磁気記録.....	1
1-2-1 方式.....	1
1-2-2 記録・再生.....	2
1-3 磁気記録のトリレンマ.....	3
1-4 ビットパターンドメディア(BPM).....	4
1-5 熱アシスト磁気記録 (TAMR).....	4
1-6 交換結合.....	5
1-7 TAMR の問題点.....	6
1-8 本研究の目的と概要.....	7
第2章 交換結合.....	9
2-1 はじめに.....	9
2-2 強磁性交換結合と反強磁性交換結合.....	9
2-3 スピン状態によるエネルギーの区別.....	9
2-4 フェロ磁性体における AFC と強さ.....	10
2-5 RE-TM 交換結合膜の性質と特徴.....	11
2-5-1 はじめに.....	11
2-5-2 磁氣的性質.....	11
2-5-3 温度依存性.....	12
2-5-4 FC と AFC の磁化状態.....	12
2-6 蓄積エネルギー.....	14
2-6-1 界面磁壁エネルギーと交換結合エネルギー.....	14
2-6-2 σ_w と J の比較.....	15
2-7 RE-TM 二層膜における蓄積エネルギーの算出法.....	16
第3章 実験方法.....	17
3-1 はじめに.....	17
3-2 試料作製.....	17
3-2-1 装置.....	17

3-2-2	条件.....	18
3-2-3	組成.....	18
3-3	測定方法.....	19
3-3-1	<i>M-H</i> ループ.....	19
3-3-2	膜厚.....	19
3-3-3	Kerr 効果.....	19
3-3-4	熱的安定性.....	19
第4章	シミュレーション方法.....	20
4-1	はじめに.....	20
4-2	導出方法.....	20
4-2-1	分子場近似.....	20
4-2-2	一元系のフェロ磁性体分子場近似.....	20
4-2-3	ニュートン法.....	22
4-3	TAMR 計算の種々の条件.....	23
4-3-1	媒体モデル.....	23
4-3-2	計算条件.....	23
4-3-3	熱揺らぎ指標.....	24
4-3-4	冷却速度.....	25
第5章	実験結果.....	27
5-1	はじめに.....	27
5-2	試料.....	27
5-3	<i>M-H</i> ループおよび Kerr ループ.....	28
5-4	$2M_s t H_w$ の Rh 膜厚依存性.....	30
5-5	$2M_s t H_w$ の熱的安定性.....	31
第6章	シミュレーション結果.....	32
6-1	はじめに.....	32
6-2	フェロ磁性体単層膜.....	32
6-2-1	フェロ磁性単層膜のエネルギー障壁.....	32
6-2-2	$t=5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$	33
6-2-3	$t=7.5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$	37
6-2-4	$t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$	40
6-2-5	各条件のフェロ磁性単層膜のスペック.....	42

6-2-6	Field gradient 方式.....	43
6-2-7	周囲温度変化.....	44
6-3	フェロ磁性反強磁性交換結合二層膜.....	44
6-3-1	はじめに.....	44
6-3-2	交換結合二層膜の磁化過程.....	46
6-3-3	交換結合二層膜のエネルギー障壁.....	47
6-3-4	$t_1=0.75\text{nm}$, $t_2=5.75\text{nm}$	50
6-3-5	Curie 温度.....	51
6-3-6	M_s の変化.....	52
6-3-7	J_{AFC} の変化.....	52
6-3-8	まとめ.....	53
第7章 総括.....		57
謝辞.....		59
参考文献.....		60
論文目録.....		61

第1章 序論

1-1 はじめに

近年、デジタル家電やインターネット等、各家庭への普及はめざましい。また、2011年7月には日本でもアナログ放送が停波される予定であり、デジタル放送への移行が進みつつある。こうした周囲環境の変化に伴い、1人1人が扱う情報量は年々増加しており、それらを記録する媒体として、磁気記録媒体であるハードディスクドライブ(Hard Disk Drive,HDD)が、パソコン、携帯用音楽プレイヤー等に幅広く利用されている。ハードディスクドライブの記録密度は1990年代に10年で100倍に増え⁽¹⁾、急速に発展を遂げてきた。しかし、最近では記録を担う磁性微粒子の微細化による超常磁性限界のため、記録密度の向上にブレーキがかかっている。超常磁性限界とは記録微粒子の体積を小さくしていくと、熱安定性が失われ、スピンの散乱し磁化方向を保てなくなることで、その結果として情報の劣化を招く。このような現状を打破するため、ビットパターンメディア(Bit Patterned Media,BPM) や、熱アシスト磁気記録(Thermally Assisted Magnetic Recoding,TAMR)など提案がされ、実用化に向けて研究がなされている。

1-2 磁気記録

1-2-1 方式

磁気記録は磁化の向きを検出し、それを1, 0にあてた2進法のデジタル記録である。従来、図1-1のように記録方向がディスクの面内(水平)方向である、面内磁気記録方式が用いられていた。しかし、この面内磁気記録方式では、記録ビットの磁化を反転させると、N極とN極、S極とS極同士が隣接し、反発力が生じる。記録密度を高めていくと、この反発力が相対的に大きくなり、記録された磁化が打ち消されてしまう。そこで、この弱点を克服する手段として、垂直磁気記録が考案された。この方法は、図1-2に示すように記録方向がディスク面に垂直方向であり、N極とS極を隣合わせに配置することにより、互いの磁化を強め合う方向の磁界を受けることから、記録磁化が安定する。

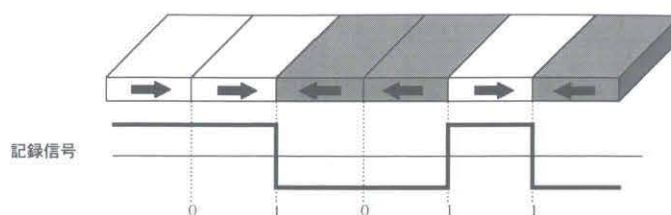


図 1-1 面内磁気記録方式

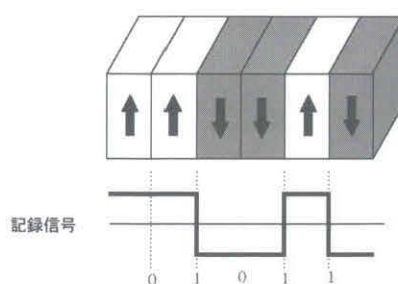


図 1-2 垂直磁気記録方式

1-2-2 記録・再生⁽²⁾

磁気記録媒体では、磁気ヘッド内部のコイルに電流を流すことにより磁界を発生させ記録を行う。垂直磁気記録方式では図 1-3 のような単磁極型のヘッドが用いられている。単磁極ヘッドは、コイル、主磁極、補助磁極で構成されており、主磁極を細くする事によって磁束密度を高めている。媒体側には磁性層(Magnetic layer)の下に軟磁性裏打層(Soft under layer)を設け、ヘッドと媒体間を磁束が貫くようにし、より高い磁界を媒体に印加することを可能にしている。再生には磁気抵抗効果(Magneto Resistance, MR)効果を利用した、GMR(Giant Magneto Resistance)素子を有したヘッドを用いている。記録媒体から発生する磁界によって、GMR 素子間に電圧の変化が生じ、この電圧を検出することで、記録データを再生する。

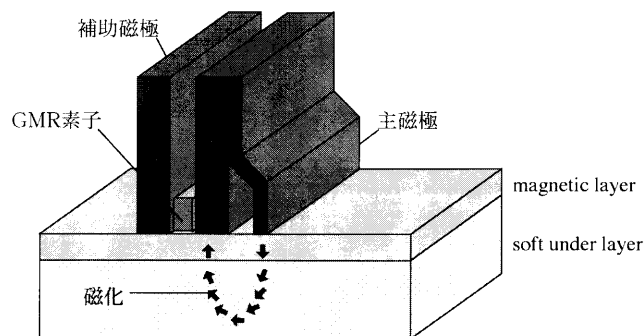


図 1-3 単磁極型ヘッド

1-3 磁気記録のトリレンマ

磁気記録では、図 1-4 に示すように記録媒体は磁性微粒子の不連続媒体で構成されており、それぞれの磁性微粒子は単磁区構造になっている。図 1-4 の磁性微粒子の色は、磁化の向きを表わしており、磁性微粒子、数 10 個～数 100 個が 1bit の情報を担っている。情報を記録する際に、磁気ヘッドから局所的に強い磁界を発生させ、記録媒体の磁化を反転させることによってデータの記録を行う。この発生磁界の強さはコイルの中の軟磁性材料の飽和磁束密度に比例する

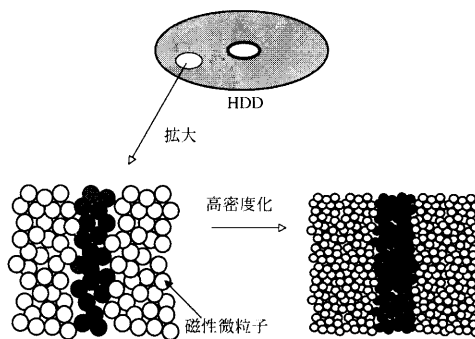


図 1-4 磁気記録媒体の構成図

また、磁性微粒子には磁化方向を保とうとするエネルギーが存在するが、熱エネルギーがこれを乱そうとする。ここで、磁性微粒子 1 個の体積を V 、磁性微粒子の磁気異方性を K_u 、ボルツマン定数を k 、絶対温度を T とすると、磁性微粒子の熱揺らぎ指標は

$$\frac{K_u V}{kT} \quad (1-1)$$

で表される。記録密度を上げるために、 V を小さくしようとすると、(1-1)式が小さくなり記録を保持できない。そこで、 V の減少と並行して K_u を上げることが考えられる。しかし、ヘッド磁界

は磁性微粒子の保磁力 H_c .

$$H_c \propto \frac{2K_u}{M_s} \quad (1-2)$$

よりも大きくなければならないが、上記に示したようにヘッド磁界はコイルの軟磁性材料によって決まるため上限がある。ここで、 M_s は磁性微粒子の飽和磁化である。したがって、磁性微粒子の K_u の大きさにも上限がある。

このように、高密度記録媒体を目指し熱安定性を保ちながら V を小さくしていくと、 V , K_u , H_c の3つの条件を満たすことができなくなる。これは、磁気記録のトリレンマと呼ばれ、今後の記録密度向上の課題となっている。

1-4 ビットパターンドメディア(BPM)

上記の熱的安定性の問題を解決する一つの方法として、図 1-5 に示すビットパターンドメディア(Bit Patterned Media, BPM)の使用が挙げられる。BPM は磁性材料を記録ビットごとに、人工的に規則正しく配列させたものである。磁気記録では 1bit を複数個 n の磁性微粒子を使って記録しているが、BPM では 1bit を nV の体積を持つ 1 つの領域で記録するので、熱揺らぎ指標が $K_u nV/kT$ となり、記録密度を上げてても熱安定性を確保することができる。

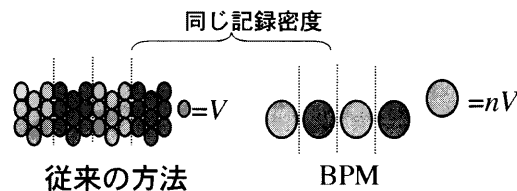


図 1-5 BPM

1-5 熱アシスト磁気記録 (TAMR)

TAMR は、記録媒体の保磁力が加熱により低下する現象を利用する記録方式である。図 1-6 は、典型的な磁気記録媒体の保磁力 H_c の温度変化である。(1-1)式を大きくするために K_u を高くすると、(1-2)式より H_c が大きくなって記録ができない。そこで、 H_c を低くするために記録時に媒体を加熱する記録方式を熱アシスト磁気記録という。

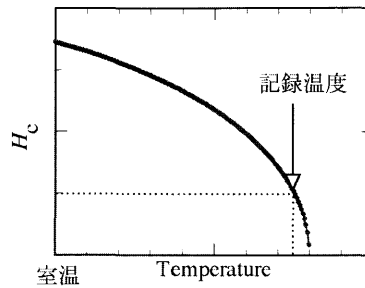


図 1-6 保磁力 H_c の温度変化

1-6 交換結合

磁性層内ではスピンスピン間交換相互作用が働いており、これは強磁性の起源である。磁性層を積層させたとき、磁性層間には交換相互作用が働き、交換結合している。通常のスピンスピン同士が平行に向いて安定状態になる場合を、強磁性交換結合(Ferromagnetic exchange Coupling, FC)と呼ぶ。また、磁性層間に薄い遷移金属を適量挟んだとき、層間のスピンスピン同士が逆を向き、反平行となって安定状態となる。この状態を反強磁性交換結合 (Anti Ferromagnetic exchange Coupling, AFC)と呼ぶ。FC と AFC の模式図を図 1-7 に示す。

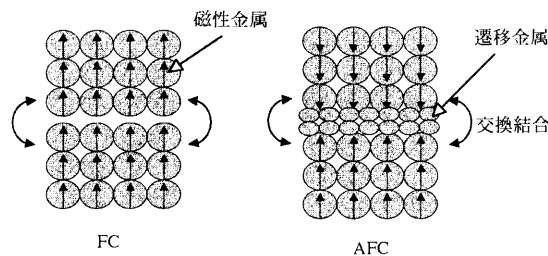


図 1-7 交換結合の模式図(矢印は磁気モーメント)

交換結合多層膜は単層膜では得られない磁気特性や温度特性を持つ。フェロ磁性体同士を AFC させた媒体では保磁力の増加が期待できる。しかし、反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} は強磁性交換結合エネルギーに比べて一桁程度小さい。また、媒体を設計する上で、交換結合の強さを正確に算出することは非常に重要なことである。これら交換結合や交換結合の強さについては、第 2 章で詳しく説明する。

1-7 TAMR の問題点⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾

1-5 節では、TAMR の仕組みを説明し、高密度磁気記録媒体として利用できる可能性があることを示した。しかし、 V を小さくし、(1-1) 式を安定限界近くになると、記録過程の直後に記録磁界が存在せず媒体が高温であるために、熱揺らぎが非常に大きくなる。これにより、記録媒体の記録信号が劣化してしまう。典型的な磁気記録媒体では、図 1-8(a) の破線のように磁気異方性 K_u は温度に対してリニアに変化する。このとき図 1-8(b) のように熱揺らぎ指標 $K_u V / k_B T$ は変化し、斜線部分の領域が不安定となる。横軸の t_1 は加熱開始時間、 t_2 は最も媒体の温度が高い時、すなわち記録書き込み時間を表わしている。

熱揺らぎ加速を低く抑えるには媒体の冷却速度を速くすることが有効である。熱伝導度の高い薄膜をヒートシンク層として堆積し、かつ加熱スポットを小さくすることができれば、実現できる。また、図 1-8(a) 実線のように K_u が記録温度付近で急峻に変化するような媒体であれば、熱的安定性の限界を下回っている時間を短くすることができ、熱揺らぎ加速をおさえることができ、図 1-8(c) のように不安定領域を少なくすることができる。

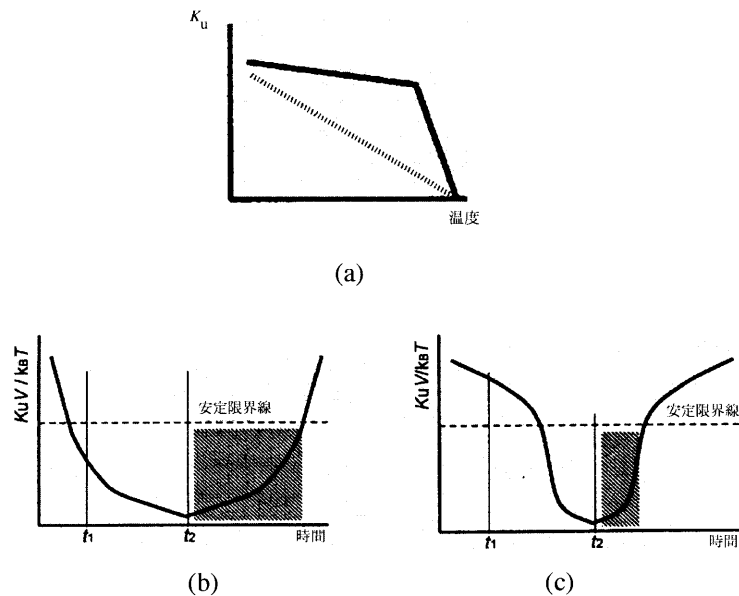


図 1-8 (a) K_u の温度依存性 (b),(c) $K_u V / k_B T$ の時間変化

このように、記録書き込み温度付近で急峻な変化を得られる媒体として、 K_u が大きく、キュリー温度 T_c が高い媒体と、 K_u が小さく、 T_c が低い媒体を一定の条件で FC させた媒体が考えられている。

また別の方法として、温度増加に伴って磁化が増加するような磁気特性を持つ媒体が考えられ

る。交換結合二層媒体の反転磁界 $H_{rev}(=H_c)$ は、 K_u/M_s に比例して変化するため、 M_s が温度増加に伴って増加すれば、 K_u の急峻な変化を必要とせず、 H_{rev} の低下を得ることができる。この場合、AFC 二層媒体の使用が考えられる。

前述の FC 媒体と同様に磁気特性の異なる二層を AFC させた時の、それぞれの層の飽和磁化と両層の飽和磁化を足し合わせた二層膜全体の飽和磁化の温度変化模式図を図 1-9 に示す。 M_{s1} 、 M_{s2} はそれぞれの層の飽和磁化、 M_{sTotal} は二層膜全体の飽和磁化である。各層の飽和磁化の向きは反平行になっているので、

$$M_{sTotal} = |M_{s1}| - |M_{s2}| \quad (1-3)$$

となり、片方の層(T_c の低い方)の飽和磁化が 0 になるまでの領域で、 M_s を温度とともに増加させることができる。

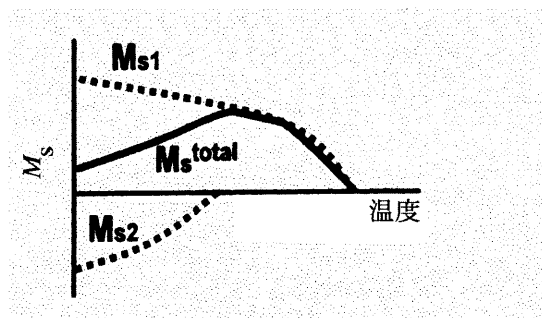


図 1-9 AFC 二層膜の磁化温度変化

1-8 本研究の目的と概要

近年の磁気記録媒体の記録密度の向上を妨げている主たる要因は、磁性微粒子の微細化に伴う熱揺らぎ現象によるものである。これを解決する方法として、BPM や TAMR 方式などの次世代技術が研究されているが、問題も多い。本研究では BPM 媒体に TAMR 方式を取り入れることを考え、媒体設計時に想定される諸問題についてシミュレーションを行い、解決を試みる。

TAMR において、記録ビットへの加熱後に磁化が劣化することが懸念される。また、加熱ビットの隣接ビットにも記録プロセスの度に熱が加わるため、磁化の劣化が懸念される。そこで、分子場近似を用いて、様々な条件の単層膜媒体の磁気特性の温度依存を計算し、加熱による記録劣化を抑えられる媒体を探索する。

また、TAMR では温度とともに K_u や H_c の急激な変化が望まれるが、単層膜ではそのような特性を得ることが難しい。そこで、特性の異なる磁性薄膜を二層膜とすることを考える。TAMR で二層膜を用いる場合においても、磁気特性をシミュレーションする。交換結合は強いほど、二層を結合させる力が強く、AFC においては保磁力の増加が期待できる。また、媒体設計時に、交換

結合の強さを正確に制御する必要がある。そこで、フェリ磁性体 Tb-Fe-Co 層の間に Rh を挟んだ媒体を作製し、Rh の膜厚を変化させることによって、交換結合の強さを制御することを試みる。同時に、交換結合の熱安定性についても調べる。

第 1 章では、磁気記録の方式や、記録再生原理、さらに最近の技術動向について簡単に説明した。

第 2 章では、交換結合の種類や、交換結合の強さを表す量、フェロ磁性における交換結合、RE-TM 膜の磁気特性などを示す。

第 3 章では、本研究で行った実験方法、実験条件を示す

第 4 章では、本研究で行ったシミュレーション方法、シミュレーションを行った TAMR 用媒体のドットサイズや計算条件を示す。

第 5 章では、Tb-Fe-Co/Rh/Tb-Fe-Co 二層膜における交換結合の強さについて、実験から明らかになった Rh 膜厚依存性と交換結合の熱安定性についてを示す。

第 6 章では、TAMR 用媒体として、フェロ磁性体を記録媒体として用いた単層膜について、加熱後の記録ビットとその隣接ビットの熱安定性に関してシミュレーションした結果を示す。また保磁力の増加が見込めるフェロ磁性 AFC 二層膜についての同様のシミュレーション結果についても示す。

最後に、第 7 章では本研究の総括を行う。

第2章 交換結合

2-1 はじめに

磁性層内では原子のスピン-スピン間に交換相互作用が働く。これは強磁性の起源であり、この力が大きくなるとスピンを同一方向へ向ける力が強くなる。複数の磁性層を堆積させたときには、その界面においても同様に交換相互作用が働き、この現象は交換結合と表現される。この交換結合は、磁気記録媒体や磁気ヘッドなどに積極的に利用されており、交換結合の強さを正確に測定することはこれらの技術発展のために重要である。

2-2 強磁性交換結合と反強磁性交換結合

界面における磁性層間のスピン同士が同一の方向を向き平行となって、安定状態になる場合を強磁性交換結合 (FC: Ferromagnetic exchange Coupling) と呼ぶ。また、磁性層間に非常に薄い (数Å程度) の非磁性金属を挟んだとき、層間のスピン同士が逆を向き、反平行となって安定状態となることがある。この状態を反強磁性交換結合 (AFC: Anti Ferromagnetic exchange Coupling) と呼ぶ。

2-3 スピン状態によるエネルギーの区別⁶⁾

交換結合の強さを表す量は、磁性層の界面付近の状態により、界面磁壁エネルギー σ_w と、交換結合エネルギー J とに区別される。図 2-1 は二層構造をとる磁性体の FC の場合の界面付近の磁気モーメントの様子を表している。図のように、界面で磁気モーメントが徐々に回転し界面磁壁をつくる場合 (図 2-1(a)), 界面には界面磁壁エネルギー σ_w が蓄積される。 σ_w は界面の交換積分 J_{12} (erg), 各層の交換積分 J_1, J_2 (erg), 各層の異方性エネルギー K_1, K_2 (erg/cm³) に依存する。また、図のように界面付近で磁気モーメントが 180° 回転している場合 (図 2-1(b)), 界面には交換結合エネルギー J が蓄積される。 J は界面の交換積分 J_{12} (erg) のみに依存する。ちなみに、Co 層間に非磁性金属を挟んでできた合金膜に適当な磁界を印加したときの界面は、Co に磁気異方性が存在しないことから、磁気モーメントが 180° 回転する。よってこの場合、界面に蓄積されているエネルギーは交換結合エネルギー J となる。

このように、界面のスピン状態によって交換結合の強さを表す量は変わり、両者を単純に比較できないことがわかる。 σ_w の場合、エネルギーの量は磁性層の磁気異方性エネルギーの影響を受けることから、交換結合の本質的な強さを測定することは難しい。 σ_w と J については、2-6 で詳しく説明する。

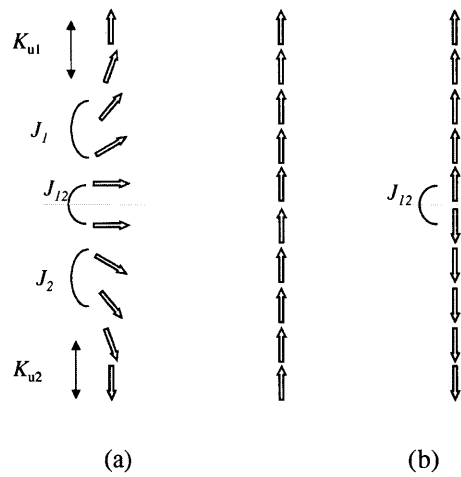


図 2-1 界面付近の状態(FC 時)

2-4 フェロ磁性体における AFC と強さ

Co などのフェロ磁性体において、磁性層間に Ru,Rh,Cu,などの遷移金属の薄い層 (Spacer 層) を適量挟むことで、隣接する磁性層間に AFC が働くことは良く知られている。今後、AFC しているときの J を反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} と表す。フェロ磁性体である Co の層間に 3d, 4d, 5d 遷移金属を挟んだときの J_{AFC} が詳細に報告されているので、表 2-1 に示す⁷⁾。 J_{AFC} が最大となる遷移金属の膜厚が t_1 , そのときの J_{AFC} が J_1 である。Ru を挟んだときは $J_1=5 \text{ erg/cm}^2$ ($t_1=3 \text{ \AA}$), Rh を挟んだときは $J_1=1.6 \text{ erg/cm}^2$ ($t_1=7.9 \text{ \AA}$) となり大きな値を示した。

表 2-1 各元素における AFC の強さ⁷⁾

Ti	V		Cr		Mn		Fe		Co		Ni		Cu	
No Coupling	9.0	0.1	7	0.24			Ferro-magnet	Ferro-magnet	Ferro-magnet	8	0.3			
Zr	Nb		Mo		Tc		Ru		Rh		Pd		Ag	
No Coupling	9.5	0.02	5.2	0.12			3	5	7.9	1.6	No Coupling	No Coupling	No Coupling	No Coupling
Hf	Ta		W		Re		Os		Ir		Pt		Au	
No Coupling	7	0.01	5.5	0.03	4.2	0.41			4	1.85	No Coupling	No Coupling	No Coupling	No Coupling

Element	
t_1 (\AA)	J_1 (erg/cm^2)

2-5 RE-TM 交換結合膜の性質と特徴

2-5-1 はじめに

Tb-Fe-Co や Gd-Fe-Co は、希土類 (RE : Rare Earth)-3d 遷移金属(TM : Transition Metal)合金とよばれている。この RE-TM 合金はアモルファス構造を持ち、媒体雑音が小さく、広面積の薄膜でもスパッタリング法などで比較的簡単に作製できることから、広く光磁気記録媒体として用いられてきた。中でも、Tb-Fe-Co は非常に高い磁気異方性を持つことから、TAMR 用媒体としての応用が期待され、現在も研究がなされている。この節では、RE-TM 合金膜の磁氣的性質、ならびに二層膜の FC,AFC 時の磁化の遷移の様子について述べる。

2-5-2 磁氣的性質⁽⁸⁾

RE-TM 合金では、RE のスピンのと TM のスピンの結合している。また、多くの RE はスピン磁気モーメントに加え、軌道磁気モーメントを有する。[La,Ce,Pr,Nd,Pm,Sm,Eu] をグループとする軽希土類 (LRE : Light Rare Earth) は、スピン S_{LRE} と軌道角運動量 L_{LRE} が反平行で、 S_{LRE} より L_{LRE} が大きい。そのために、LRE-TM 合金では LRE の全角運動量 J_{LRE} と TM のスピン S_{TM} が平行に結合し、フェロ磁性となる。一方で、[Gd,Tb,Dy,Ho,Er,Tm,Yb,Lu] をグループとする重希土類 (HRE : Heavy Rare Earth) はスピン S_{HRE} と軌道角運動量 L_{HRE} が平行であるため、HRE の全角運動量 J_{HRE} と J_{TM} は反平行に結合する。図 2-2 に軽希土類、重希土類と遷移金属合金膜のスピンの結合模式図を示す。

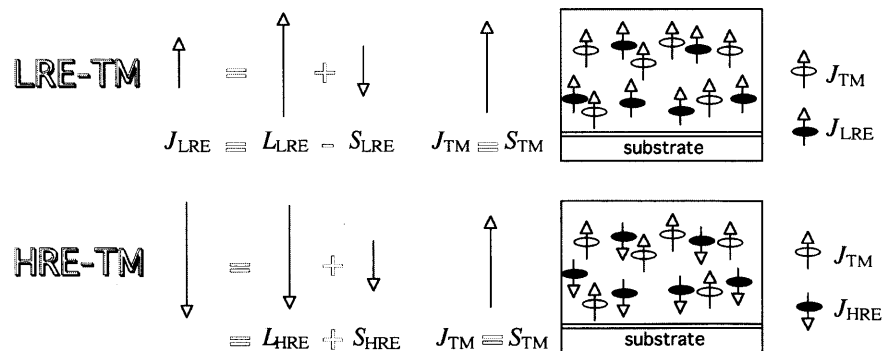


図 2-2 RE-TM 膜における原子磁気モーメントの結合様式と模式図

2-5-3 温度依存性

RE-TM 合金における飽和磁化 M_s , RE と TM の各副格子磁化 M_{RE}, M_{TM} , 保磁力 H_c の温度依存性を図 2-3 に示す. M_{RE} と M_{TM} はそれぞれ温度依存性が異なるため, その差分の絶対値によって M_s が表される. ある組成の RE-TM 合金では, Curie 温度 T_c に達する前に M_s が 0 になる補償温度 T_{comp} が存在する. また, RE-TM 合金における H_c は M_s に反比例するため, T_{comp} で非常に大きくなり T_{comp} から離れるに従って低下していく.

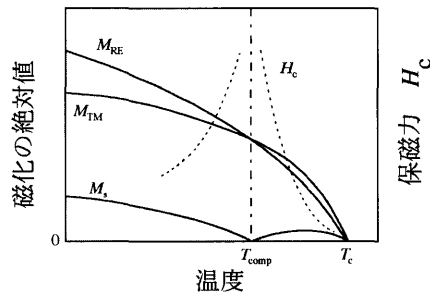


図 2-3 RE-TM 合金の磁気特性温度依存

2-5-4 FC と AFC の磁化状態⁹⁾

RE-TM 二層膜において, 図 2-4 に示すように, 外部磁界が 0 で第一層の磁化 M_{s1} と第二層の磁化 M_{s2} が平行で安定しているものを, P-type (Parallel-type), 図 2-5 に示すように, 反平行で安定しているものを, A-type (Antiparallel-type), と呼ぶ.

FC 時, 外部磁界が 0 で各層の TM 磁気モーメント同士, 及び RE 磁気モーメント同士が平行に結合する. よって, FC P-type においては図 2-4(b)に示すように, 第一層, 第二層ともに TM-rich, または RE-rich の組み合わせ, FC A-type においては図 2-5(b)に示すように, 第一層が TM-rich, 第二層が RE-rich, またはその逆に組み合わせとなる.

AFC 時, 外部磁界が 0 で各層の TM 磁気モーメント同士, 及び RE 磁気モーメント同士が反平行に結合する. よって AFC P-type においては図 2-4(c)に示すように, 第一層が TM-rich, 第二層が RE-rich, またはその逆に組み合わせ, AFC A-type においては図 2-5(c)に示すように, 第一層, 第二層ともに TM-rich, または RE-rich の組み合わせとなる.

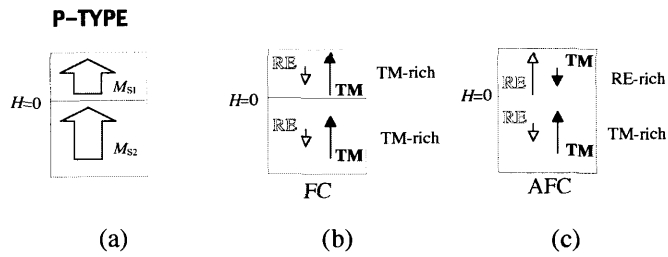


図 2-4 RE-TM 二層膜 P-type

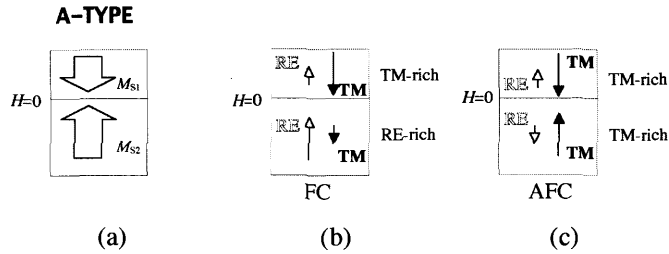


図 2-5 RE-TM 二層膜 A-type

図 2-6 に RE-TM 膜の FC A-type 及び AFC A-type の $M-H$ ループと Kerr ループの例を示す. $M-H$ ループを見ただけでは, FC か AFC であるかは判断できないが, 赤色光範囲では, Kerr 効果は主として TM の磁気モーメントによって引き起こされていることから, Kerr ループの極性によって, それを判断することが可能となる. 本研究では, TM-rich の時を右上がりの Kerr ループとして, FC と AFC の判断は Kerr ループによって行なった. 図 2-6 に示す $M-H$ ループのマイナーループから交換結合の強さを算出できる. ちなみに, P-type では, 二層の磁化が同時に反転し, マイナーループから交換結合の強さを算出できないことがある. よって, 本研究では A-type のみを作製し評価した.

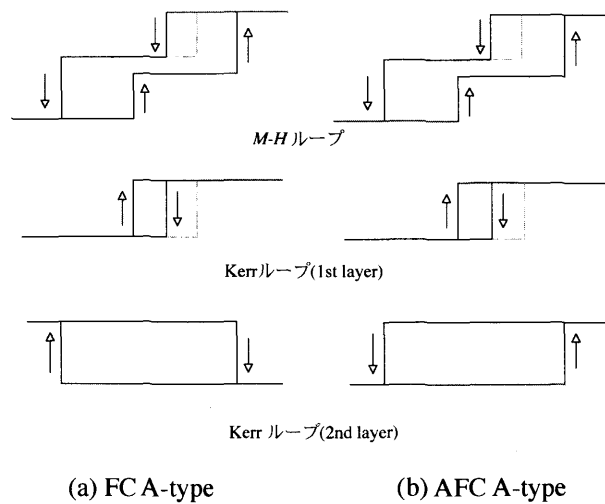


図 2-6 FC-Atype と AFC A-type の $M-H$ ループと Kerr ループ
(破線はマイナーループ)

2-6 蓄積エネルギー

2-6-1 界面磁壁エネルギーと交換結合エネルギー

図 2-7 に示すように、FC において第一層、第二層のスピン向きが反平行になるとき、また、図 2-8 の AFC において第一層、第二層のスピン向きが平行になるときに界面付近には余分なエネルギーがたまる。このエネルギーは界面磁壁エネルギー σ_w 、または交換結合エネルギー J と表され、このエネルギーの量によって、磁性層間の交換結合の強さを見積もる。2-3 にも示したように、この二つのエネルギーの起源は異なる。

図 2-7 に FC 時に界面磁壁ができていない場合とできていない場合のスピンモード図を、図 2-8 に AFC 時の界面磁壁ができていない場合とできていない場合のスピンモード図を示す。FC、AFC において、図 2-7、図 2-8 の(a),(b)の二つの状態が考えられる。

図 2-7(a)、図 2-8(a)のように、界面磁壁ができていないとき、界面付近には各層の交換積分、各層の異方性、界面の交換積分に依存したエネルギーがたまる。これを界面磁壁エネルギー σ_w と呼ぶ。一方、図 2-7(b)、図 2-8(b)のように界面磁壁ができていないとき、界面の交換積分のみに依存したエネルギーがたまる。これを交換結合エネルギー J と呼ぶ。また、図 2-7(b)ではスピンの向きが反平行、図 2-8(b)ではスピンの向きが平行になっており、この状態をそれぞれ 180° スピン回転、 0° スピン回転と呼ぶこととする。このように界面に蓄積されるエネルギーは、その起源の違いから、界面磁壁エネルギー σ_w と交換結合エネルギー J とに区別される。

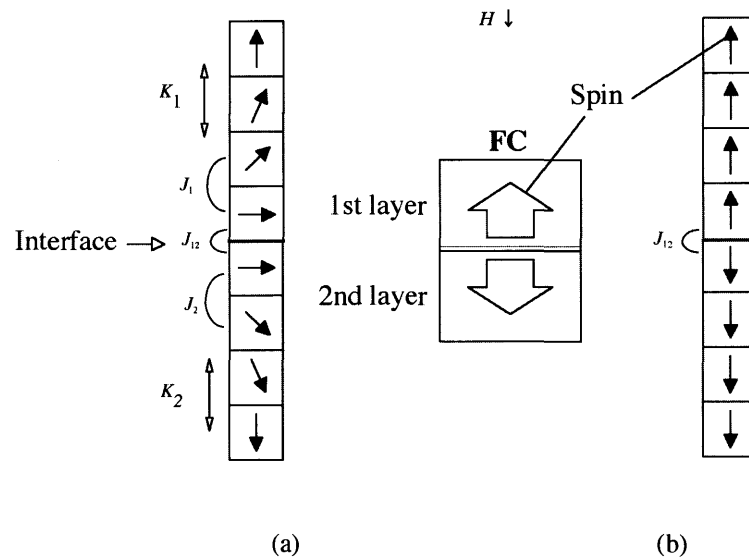


図 2-7 FC における(a)界面磁壁と(b) 180° スピン回転

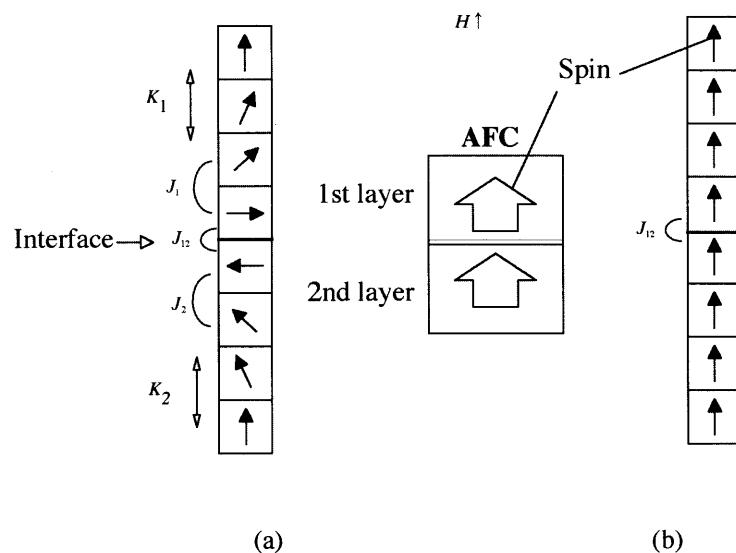


図 2-8 AFC における(a)界面磁壁と, (b) 0° スピン回転

2-6-2 σ_w と J の比較

図 2-9(a)に Gd-Fe-Co/Rh/Gd-Fe-Co における交換結合の強さの Rh 膜厚依存性を示す. 交換結合の強さは FC のときは負, AFC の時は正として表わすことにする. 図 2-9(a)から AFC の強さの最大値 ($t_{\text{Ru}}=8-10 \text{ \AA}$) と FC の強さの最大値 ($t_{\text{Ru}}=0 \text{ \AA}$) はそれほど変わらない. しかし, 強磁性体を直接積層させた J と, 二層間に Rh を挟み強制的に磁気モーメントを反平行に結合させた時の J_{AFC} が似た値を示すことは考えにくい. これは, AFC のときは界面磁壁ができていないため交換結合の強さを, 界面の交換積分 J_{12} のみで表しているのに対し, FC のときは大きなエネルギーがたまらないように界面磁壁ができており, σ_w を求めているからだと考えられる. 仮に, 界面磁壁を作らず 180° スピン回転している場合のエネルギー, すなわち交換結合エネルギー J を見積もると図 2-9(b)に示すように, J_{AFC} と比べて 1 桁~2 桁程度大きくなる. よって, AFC の強さは界面磁壁ができていない通常の FC の強さに比べ, 非常に小さな値となるため, 直接 σ_w と J を比較することはできない.

Gd-Fe-Co/Rh/Gd-Fe-Coの例

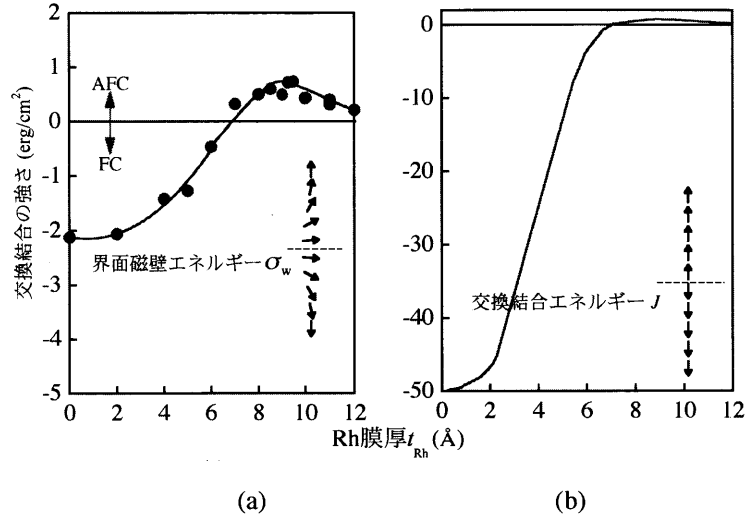


図 2-9 交換結合の強さの Rh 膜厚依存性⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾

2-7 RE-TM 二層膜における蓄積エネルギーの算出法

RE-TM 膜である Tb-Fe-Co 二層膜の AFC の場合、磁界をかけてスピンを平行に揃えたときの界面付近の状態は、界面磁壁をつくる場合と 0° スピン回転する場合の 2 通りが考えられる。界面に蓄積されたエネルギーは図 2-10 のような $M-H$ ループより、実験的に $2M_s t H_w$ と求められる。ここで、 M_s 、 t はループシフトする層の飽和磁化、膜厚で、 H_w はループシフト量である。界面磁壁ができていない場合、 $2M_s t H_w = \sigma_w$ となり、 0° スピン回転している場合は $2M_s t H_w = 2J$ となる。 $M-H$ ループから界面磁壁の有無を知ることは不可能であり、今後、 σ_w と $2J$ のどちらになるか判断できない場合、界面に蓄積されるエネルギーは $2M_s t H_w$ で示す

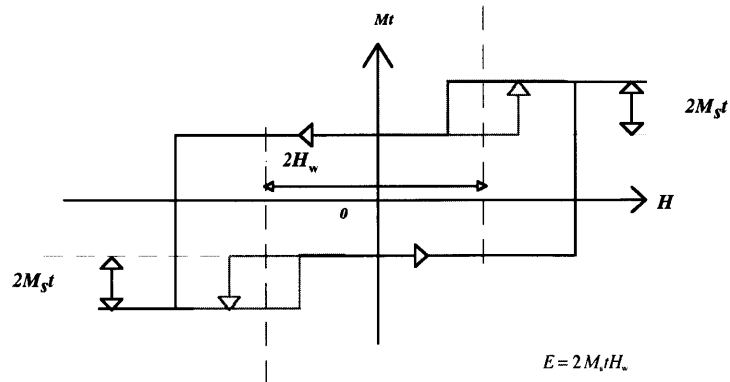


図 2-10 界面に蓄積されるエネルギー $2M_s t H_w$ の算出

第3章 実験方法

3-1 はじめに

本研究では、試料である薄膜の作製にスパッタ法を用いた。スパッタ法は、各種記録媒体、半導体、電子部品などの製造の幅広い分野で必要不可欠な技術となっている。本章では、スパッタ装置の紹介と試料の作製条件および試料の評価方法について述べる。

3-2 試料作製

3-2-1 装置

本研究では、図 3-1 に示す高速 3 元マグネトロン型スパッタリング装置 (日本真空技術製 MHL-2304RD) を用いて試料を作製した。マグネトロンスパッタ法とは、陰極となるターゲットから放出される二次電子を磁石によりターゲット近傍に束縛させ、ターゲット近傍で希ガスの電離を促進させることにより、高密度プラズマを生成させ、効率のよいスパッタリング法を行う方法である。スパッタ源として、マグネトロン型スパッタ源を 3 つ有している。また、スパッタ用電源として、RF13.56MHz、出力 1kW の高周波電源を 3 つ有しているため、3 元同時スパッタリングも可能である。基板は LOAD LOCK CHAMBER 内と SPUTTER CHAMBER 内を移動することが可能である。そのため、ターゲット交換以外は、SPUTTER CHAMBER 内を常に真空に保つことができ、ターゲットの酸化を極力防ぐことができる。

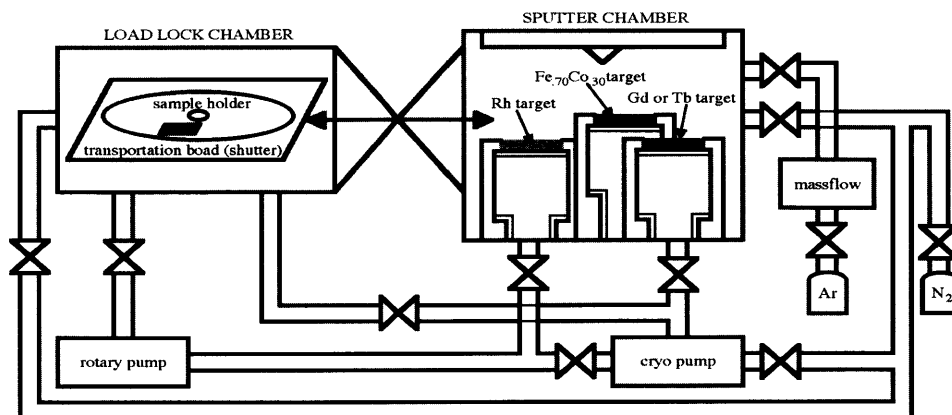


図 3-1 高速 3 元 RF マグネトロン型スパッタリング装置

3-2-2 条件

試料の基板には、通常のスライドガラス (76mm×26mm×0.8~1.0mm)を用い、脱イオン水で10分間、続いて洗浄液 (セミコクリーン)で10分以上、最後に脱イオン水で10分以上超音波洗浄を行ない、アルコールで水分を飛ばしドライヤーで乾燥させた。

試料作製にあたり、真空槽内の排気は油回転ポンプにより LOAD LOCK CHAMBER 内及び SPUTTER CHAMBER 内を 40 Pa まで粗引きし、クライオポンプに切り替えて LOAD LOCK CHAMBER 内及び SPUTTER CHAMBER 内を 2.0×10^{-4} Pa 以下まで本引きを行った。ターゲットには Fe₇₀Co₃₀ 合金, Rh, Tb を用いた。以上の条件を表 3-1 に示す。なお、膜構成やスパッタレートなどの条件は第 5 章に示すことにする。

表 3-1 試料作製条件

vacuum level	$\leq 2.0 \times 10^{-4}$ Pa
Ar gas pressure	0.4 Pa
presputter time	3 minutes
substrate rotational speed	20 rpm

3-2-3 組成

Tb と Fe-Co のスパッタリングレートは次の手順で決定した。Tb の堆積速度、原子量、密度をそれぞれ $V(\text{Tb})$, $W(\text{Tb})$, $\rho(\text{Tb})$, Fe_{1-y}-Co_y [$y=0.3$] の堆積速度を $V(\text{Fe-Co})$, Fe の原子量、密度をそれぞれ $W(\text{Fe})$, $\rho(\text{Fe})$, Co 原子量、密度をそれぞれ $W(\text{Co})$, $\rho(\text{Co})$, アボガドロ数を N_A とし、単位時間、単位面積に堆積する Tb, Fe-Co の原子数をそれぞれ $N(\text{Tb})$, $N(\text{Fe-Co})$ とすると、

$$N(\text{Tb}) = \frac{V(\text{Tb})}{W(\text{Tb})} N_A \quad (3-1)$$

$$N(\text{Fe-Co}) = \frac{V(\text{Fe-Co})}{(1-y) \frac{W(\text{Fe})}{\rho(\text{Fe})} + y \frac{W(\text{Co})}{\rho(\text{Co})}} N_A \quad (3-2)$$

となり、Tb の原子量パーセントは、

$$\frac{N(\text{Tb})}{N(\text{Tb}) + N(\text{Fe-Co})} \times 100 \quad (3-3)$$

として与えられる。RE-TM 膜は補償組成付近でしか垂直磁化膜が得られないことから、(3-3)式で与えられる値が補償組成に近くなるように、 $V(\text{Tb})$ と $V(\text{Fe-Co})$ を決めた。Tb-Fe-Co の補償組成は Tb が約 24 atm%⁽¹²⁾ と報告されている。

3-3 測定方法

3-3-1 M-H ループ

本研究において、磁化曲線の測定は、作製した試料を 1.0cm×1.0cm に切り、振動試料型磁力計 (東英工業(株)VSM_5 型) によって測定した。VSM は、S.Forner によって考案された磁化の測定方法で、一定周波数、一定幅で試料を振動させ、それによって検出コイルに誘起される交流の誘導起電力をロックインアンプにより検出するものである。この測定は、相対測定であるので標準試料によって校正を行う必要があり、標準試料には、測定試料と同じ形状の高純度 Ni を使用した。

3-3-2 膜厚

膜厚測定には触針式表面粗測定器 (株式会社 東京精密 surfcom) を使用した。触針式とは、針の先に曲率半径数 μm からその 1/10 程度のダイヤモンドやサファイヤをつけた触針が、ステップの位置で上下に変化するのを試料の移動によって機械的、光学的あるいは電氣的に拡大して読み取るものである。本研究では、あらかじめガラス基板に水性マジックで線を引いておき、その上からスパッタリングをした後、線を引いた部分をエタノールで拭いて取り除き、その段差を測定した。

3-3-3 Kerr 効果

Kerr 効果とは、1876 年にスコットランドの科学者である Kerr (1824-1907) によって発見、報告された。磁性体表面に直線偏光の光が入射したとき、反射光の偏光面が磁化の向きによって異なる方向に回転する現象を指し、光磁気ディスクの再生に使用されている。Kerr 回転角の測定には分光垂直カー効果測定装置 (ネオアーク株式会社 BH-M800 型) を使用した。この装置は、偏光子によって直線偏光させた光を試料に入射させ、試料からの反射光の Kerr 回転角成分を検光子により光の強度成分に変換し、フォトディテクタで電気信号に変換して検出するものである。

3-3-4 熱的安定性

試料の加熱には試料加熱チャンバー (ネオアーク株式会社 BH-800TC4) を使用した。大気中で 3 分間、加熱温度下に保持した後、5 分間以上空冷してから M-H ループを測定し、 $2M_s t H_w$ を求めた。加熱温度を少しずつ上げ、以上の過程を $2M_s t H_w$ が算出できなくなるまで繰り返して熱的安定性を求めた。

第4章 シミュレーション方法

4-1 はじめに

本章では、TAMR 媒体として、フェロ磁性体を使用することを想定し、各材料における磁気特性の導出方法について説明する。

4-2 導出方法

4-2-1 分子場近似⁽¹³⁾

分子場近似とは、ある磁気モーメントに着目したとき、周囲の磁気モーメントの及ぼす相互作用をある平均的な磁場と近似するものである。フェロ磁性体では、原子の磁気モーメントが交換相互作用によってある一定方向に、強く平行に結合している。各原子は、互いに作用し合っているため各原子について詳細に磁気特性を知ることは難しい。そこで、 N 個の原子で構成される磁性体の、原子一個に注目し、周りの原子群から受ける交換相互作用を磁場(分子磁界)で近似し、計算を行う。それをすべての原子に当てはめることで、その全体の磁気特性を近似計算する。TAMR 媒体には、フェロ磁性体は、Fe や Co と非磁性元素との合金を想定し、非磁性元素は磁性を単純希釈すると仮定した。

4-2-2 一元系のフェロ磁性体分子場近似

TM の組成が x 、非磁性元素 M の組成が $1-x$ である、 $\text{TM}_x\text{M}_{1-x}$ である一元系のフェロ磁性体の分子場近似を考える。非磁性元素 M は希釈元素である。

温度 T における TM のスピン角運動量の熱平均を $\langle S_i \rangle$ とすると、温度 $T(\text{K})$ における $\langle S_i \rangle$ と、分子磁界 H_1 は次式で与えられる。

$$\langle S_i \rangle = S_i B_{S_i}(g_i \mu_B S_i H_1 / k_B T) \quad (4-1)$$

$$H_1 = \frac{2J_{11}z_{11}\langle S_i \rangle}{g_i \mu_B} \quad (4-2)$$

ここで、 S_i は TM のスピン、 $B_f(x)$ は Brillouin 関数

$$B_f(x) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S}x\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{x}{2S}\right), \quad (4-3)$$

g_1 は TM 原子の g 係数, μ_B は Bohr 磁子, H_1 は TM 原子に働く分子磁界, k_B は Boltzmann 定数, J_{11} は TM 原子間の交換積分 ($J_{11} > 0$), z_{11} は一つの TM 原子の最近接位置にある TM 原子の数で, 最近接原子の総数は 12 個と仮定し,

$$z_{11}=12x \quad (4-4)$$

となる. 温度 T における, TM の磁化 $M_s(T)$ は,

$$M_s(T) = N\mu_B x g_1 \langle S_1 \rangle \quad (4-5)$$

となる. ここで N は単位体積当たりの全原子数で,

$$N = \frac{1}{xV_{TM} + (1-x)V_M} \quad (4-6)$$

と近似される. ここで V_{TM} , V_M , はそれぞれ TM 原子, 非磁性原子 M 一個当たりの体積である. 計算に用いた各元素の体積 V を表 4-1 に示す.

表 4-1 原子一個当たりの体積

Volume of atom	
element	V (10^{-23}cm^3)
Fe	1.17
Co	1.10
Pt	1.47
Cr	1.20

$x \ll 1$ のとき, $B_J(x) \approx (J+1)x/3J$ と近似でき,

$$A_{11} = J_{11}z_{11} S_1(S_1+1) \quad (4-7)$$

とおくと, Curie 温度 T_c は $t_c = 3k_B T_c$ として,

$$\begin{vmatrix} 2A_{11} - t_c & 0 \\ 0 & -t_c \end{vmatrix} = 0 \quad (4-8)$$

より求められる. これを解くと

$$T_c = \frac{2A_{11}}{3k_B} = \frac{2J_{11}z_{11}S_1(S_1+1)}{3k_B} \quad (4-9)$$

となる. すなわち, Curie 温度は(4-9)式より, $S_1(S_1+1)$ に比例する.

異方性エネルギー K_u は

$$K_u = D_{11}x_1z_{11}N\langle J_1 \rangle^2 + D_1x_1N\langle J_1 \rangle^2 \quad (4-10)$$

で表される. ここで,

$$x_1 = x \quad (4-11)$$

であり, 結晶場の影響によって軌道角運動量の消失している鉄族金属において, TM については, $J_1 = S_1$ となる. また, (4-10)式の右辺第一項, 第二項はそれぞれ, pair ordering による異方性, single-ion 異方性として定義され, D_{11} は異方性係数, D_1 は single-ion 異方性定数である.

以上の一元系のフェロ磁性体分子場近似によって, 温度 T における $M_s(T)$, $K_u(T)$ を知ることができる. また, 式(4-9)から, TM の組成と, TM 原子間の交換積分を変えることで, Curie 温度

を任意に設定することができる。シミュレーションに使用する媒体を一斉回転モデルの垂直磁化膜と仮定すれば、温度 T における媒体の保磁力 $H_c(T)$ は、

$$H_c(T) = H_k(T) = \frac{2K_v(T)}{M_s(T)} \quad (4-12)$$

と表せる。これにより、媒体の温度特性をシミュレーションすることができる。

4-2-3 ニュートン法

分子場近似を解く上で、2 つの非線形関数を解く必要があるため、本研究ではニュートン法を使用した。以下にその概要を示す。

$$f(x, y) = 0 \quad (4-13)$$

$$g(x, y) = 0 \quad (4-14)$$

の 2 式において、求める解をそれぞれ (x_0, y_0) とすると、その近似解 (x_1, y_1) が与えられていれば、一般に (x_1, y_1) よりも (x_0, y_0) に近い近似解 (x_2, y_2) を

$$x_2 = x_1 - \frac{f(x_1, y_1)}{\frac{\partial f(x_1, y_1)}{\partial x}} \quad (4-15)$$

$$y_2 = y_1 - \frac{g(x_1, y_1)}{\frac{\partial g(x_1, y_1)}{\partial y}} \quad (4-16)$$

と求めることができる。求めた近似解 (x_2, y_2) を使い新たな近似解を求め、この操作を繰り返す事により、解 (x_0, y_0) により近い近似解を求めることができる。一般的な近似解は

$$x_{k+1} = x_k - \frac{f(x_k, y_k)}{\frac{\partial f(x_k, y_k)}{\partial x}} \quad (4-17)$$

$$y_{k+1} = y_k - \frac{g(x_k, y_k)}{\frac{\partial g(x_k, y_k)}{\partial y}} \quad (4-18)$$

の計算を繰り返せば求めることができる。このような解法をニュートン法と呼ぶ。

4-3 TAMR 計算の種々の条件

4-3-1 媒体モデル

本研究では、2 Tbit / inch²のビットパターンド媒体 (Bit-Patterned-Media,BPM)を想定し媒体の仕様を図 4-1 のように決める。記録方式は図 4-2 に示す熱アシスト磁気記録(Thermally Assisted Magnetic Recording,TAMR)の Thermal gradient 方式⁽¹⁴⁾である。Thermal gradient 方式とは、記録対象のビットにだけに、レーザー-光をあてて昇温させる方法で、磁界は記録対象ビット以外にも広く印加される。光スポット径を1ビットサイズにまで絞る必要がある。

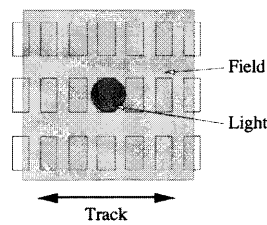
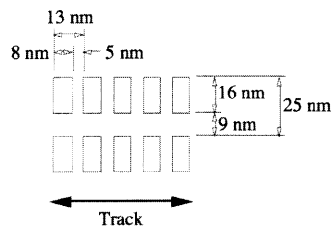


図 4-1 2Tbit/inch²の BPM 媒体寸法

図 4-2 Thermal gradient 方式

4-3-2 計算条件

本研究における計算条件を表 4-1 に示す。媒体の膜厚 t は 5.0nm-7.5nm の範囲とした。これは、 t が薄いと単位面積あたりの磁気モーメント $M_s t$ が小さくなり漏洩磁界が小さく読み出せず、 t が厚いと軟磁性裏打層からのヘッド磁界が、貫通できなくなるおそれがあるためである。300K における $M_s t$ は 0.25 memu/cm² に固定した。小さすぎると前述の理由から、また、大きすぎると静磁相互作用が大きくなりすぎるからである。無磁界、300K において必要な熱揺らぎ指標 $K_\beta = K_u V / kT$ を 120 以上と仮定した。熱揺らぎ指標については次節で詳しく説明する。そして、書き込み温度 T_w を 450K- 500K の範囲とし、 T_w における異方性磁界 H_k ($H_k = 2K_u / M_s$) または保磁力 H_c を 5kOe とした。これはヘッド磁界に上限があるためである。以上から計算パラメータは t と T_w となる。

表 4-1 計算条件

thickness t (nm)	5.0-7.5
$M_s t(300K)$ (memu/cm ²)	0.25
$K_\beta = K_u V / kT(300K)$	>120
writing temperature T_w (K)	450-500
$H_k(T_w)(H_c(T_w))$ (kOe)	5

4-3-3 熱揺らぎ指標

TAMR では、加熱することで媒体の保磁力を下げ、磁化を書き込みやすくすると同時に、媒体の熱的安定性も急激に低下する。さらに、媒体はある範囲で一様に書き込み磁界が印加されている状態にある。よって、一定の安定限界を熱揺らぎ指標 K_β が下回ると、加熱後の記録ビットや記録過程における隣接ビットの磁化が不安定になってしまう。そこで、安定に記録できる K_β を見積もる。

無磁界のとき K_β は、

$$K_\beta = \frac{K_u V}{kT} \quad (4-19)$$

であるが、記録方向と逆向きにヘッド磁界 H を印加した場合、エネルギー障壁は、

$$\left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 \quad (4-20)$$

だけ減少するので、 H が存在するときの K_β は、

$$K_\beta = \frac{K_u V}{kT} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 \quad (4-21)$$

となる。

図 4-2 の Thermal gradient 方式の TAMR の場合、書き込み後の冷却過程において、記録方向と逆向きに H が加わることが考えられる。

無磁界で 10 年間 (3.2×10^8 s) のデータ保持のために K_β が 120 以上必要、すなわち

$$K_\beta = \frac{K_u V}{kT} > 120 \quad (4-22)$$

とすると、書き込み後の冷却過程の時間 (e.g. $1 \text{ ns} = 1 \times 10^{-9}$ s) に対しては、

$$\ln\left(\frac{1 \times 10^{-9}}{3.2 \times 10^8} \exp 120\right) \approx 80 \quad (4-23)$$

の K_β が必要である。したがって、書き込み後の冷却過程に対して必要な K_β は、

$$K_\beta = \frac{K_u V}{kT} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 > 80 \quad (4-24)$$

となる。 $K_\beta = 80$ となる媒体の温度を T_{rec} 、 T_w との温度差を $\Delta T_{\text{rec}} = T_w - T_{\text{rec}}$ とする

また、Thermal gradient 方式の TAMR の場合、書き換えの度に隣接トラックにも H が印加される。上記と同様に考えると、 10^5 回の書き換え (e.g. 10^5 ns) に対して必要な隣接トラックの K_β は、

$$K_\beta = \frac{K_u V}{kT} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 > 91 \quad (4-25)$$

となる。 $K_\beta = 91$ となる媒体の温度を T_{adj} 、 T_w との温度差を $\Delta T_{\text{adj}} = T_w - T_{\text{adj}}$ とする。以上を図 4-3 にまとめる。なお、時間を 1 ns と仮定したが、時間が 2 倍や 1/2 倍になっても、 $\ln 2 = 0.69$ なので、必要な K_β の値はほとんど変わらない。

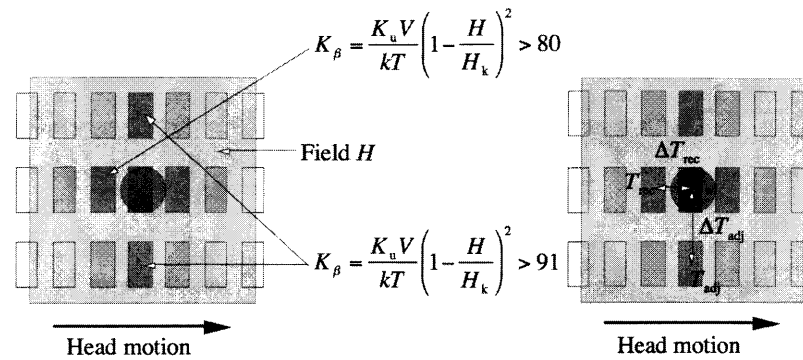


図 4-3 Thermal gradient 方式における熱揺らぎ指標 K_β

4-3-4 冷却速度

ここでは、 K_β が低下する加熱後の過程における、必要な冷却速度の値を見積もる。

図 4-4 に示すように、上向き磁化を記録後、媒体が 1 ドット移動し、次に下向き磁化を記録することを考える。最初に上向きに記録されたドットは、1 ドットすなわち $\Delta x = 13\text{nm}$ 移動後、温度が室温まで戻る前に下向き磁界が印加されるが、その状態でも上向き磁化状態を保存しなくてはならない。

したがって、トラック方向の位置に対する媒体の必要な冷却速度 $\partial T / \partial x$ は、

$$\frac{\partial T}{\partial x} > \frac{\Delta T_{\text{rec}}}{\Delta x} \quad (4-26)$$

から見積もることができる。なお、Zone Bit Recoding(ZBR)ならば、媒体の内外周で Δx はほとんど変わらない。ZBR は記録書き込みの方式の一つで、ディスクを内周からいくつかの領域(Zone)に分けて、外周に向かうにつれて段階的にセクタ数を増やし、常にディスクの回転数を等しく保ち作動させる方式である。

時間に対する媒体の必要な冷却速度 $\partial T / \partial t$ は、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} > \frac{\Delta T_{\text{rec}}}{\Delta x} \cdot v \quad (4-27)$$

よりもとめることができる。ここで、 $v = \partial x / \partial t$ は媒体の線速度である。様々な条件のハードディスクドライブにおける v を表 4-2 にまとめる。

同様にして、半径方向の位置に対する媒体の必要な冷却速度 $\partial T / \partial r$ は、

$$\frac{\partial T}{\partial r} > \frac{\Delta T_{\text{rec}}}{\Delta r} \quad (4-28)$$

から見積もることができる。ここで、 Δr はトラックピッチで、 $\Delta r = 25\text{nm}$ である。

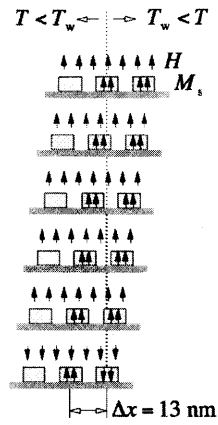


図 4-4 書き込み後の冷却過程

表 4-2 ハードディスクドライブにおける線速度

	Linear velocity (m/s)			
	3.5 inch		2.5 inch	
	45 mm	20 mm	30 mm	15 mm
3,600 rpm	17.0	7.5	11.3	5.7
5,400 rpm	25.4	11.3	17.0	8.5
7,200 rpm	33.9	15.1	22.6	11.3

第5章 実験結果

5-1 はじめに

交換結合多層膜媒体は単層膜媒体とは違った特性を持ち、TAMR に応用できると考えられている。交換結合にはFCとAFCが存在する。媒体の保磁力を増すためには、AFC媒体を使うことが必須だが、一般に反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} はFCの交換結合エネルギーに比べ桁程度小さい。また、交換結合の強さを制御するために、挟んだ中間層のエネルギー-膜厚依存についても正確に知る必要がある。ここでは、スパッタリングによって作製したRhを挟んだ交換結合二層膜の蓄積エネルギー-Rhの膜厚依存性を調べ、また蓄積エネルギーの熱安定性についても調べた。

5-2 試料

図5-1に実験で作製した試料の膜構成を示す。(a)はFC二層膜の膜構造、(b)はAFC二層膜の膜構造である。磁性層Tb-Fe-CoはTbターゲットと $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ 合金ターゲットの同時スパッタによって成膜した。下地層と保護層のRhはTb-Fe-Co層の酸化を防ぐための層として設けてある。AFC層のRhは二層間に反強磁性交換結合を働かせるための層である。

表5-1に試料の作製条件を示す。成膜はすべてRFマグネトロンスパッタ法にて行った。 $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ とTbのスパッタリングレートは、 $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ のみ、Tbのみをそれぞれスパッタして求めた。スパッタリングレートが高いと、AFC層界面の $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ 濃度が変動してしまうおそれがある。AFC層界面にCoが多くなるとEnhancement層として交換結合を強める働きがあるとの報告から⁽¹⁵⁾、 $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ の濃度は交換結合に大きな影響を与えると考えられる。また、磁性層のスパッタリングレートを低くすることで、積層された表面が滑らかになるとの報告もある⁽¹⁶⁾。以上から交換結合エネルギーの場所的揺らぎをなくす点と、AFC層界面におけるFe-Co濃度がなるべく変動しないようにする点から、磁性層のスパッタリングレートは低い値とした。またAFC層、下地層、保護層は同じRhターゲットを使用しており、各層スパッタ時に異なるスパッタリングレートを使用すると、膜の均一性を保持できない可能性があるため、各層ですべて同じスパッタリングレートとした。

また、2-5-2で示したようにTM副格子磁化の温度変化の方がRE副格子磁化の温度変化よりも小さいことから、TM-richの組成の膜の方が広い温度範囲において、比較的、組成が安定する膜を得ることができるので、二層の組成が同じでよいAFC二層膜をつくる場合には、両層がTM-richとなるように成膜した。

70 Å	protective layer Rh	70 Å
300 Å	magnetic layer Tb-Fe-Co	300 Å
<i>t</i> Å	AFC layer Rh	<i>t</i> Å
300 Å	magnetic layer Tb-Fe-Co	40-100 Å
70 Å	under layer Rh	70 Å
	glass substrate	

(a)FC (b)AFC

図 5-1 膜構成

表 5-1 スパッタリングレート

AFC layer		
under layer	Rh	0.11 Å/sec
protective layer		
Tb-Fe-Co		
TM-rich	Tb	0.15 Å/sec
	Fe-Co	0.24 Å/sec
RE-rich	Tb	0.23 Å/sec
	Fe-Co	0.19 Å/sec

5-3 M-H ループおよび Kerr ループ

図 5-2(a)に FC A-type (Rh=3 Å), (b)に AFC A-type (Rh=9 Å) の M-H ループと Kerr ループの測定結果を示す. 本研究では, 試料の膜面側を 1st layer, 基板側を 2nd layer と呼ぶこととする. (a)において Kerr ループより, 1st layer は TM-rich, 2nd layer は RE-rich となっており, 1st layer が逆ループを示していることから, FC A-type であることがわかる. また, (b)において Kerr ループより, 1st layer, 2nd layer 共に TM-rich となっており, 2nd layer が逆ループを示していることから, AFC A-type であることがわかる. ここで, Kerr ループが二段になっているが, これは 2nd layer が 40 Å と非常に薄いために, 1st layer まで光が透過しその磁化状態まで測定してしまったことによる. これらの結果から, Tb-Fe-Co 二層膜において, 層間に Rh を挟むことにより, 反強磁性交換結合させることができたと言える.

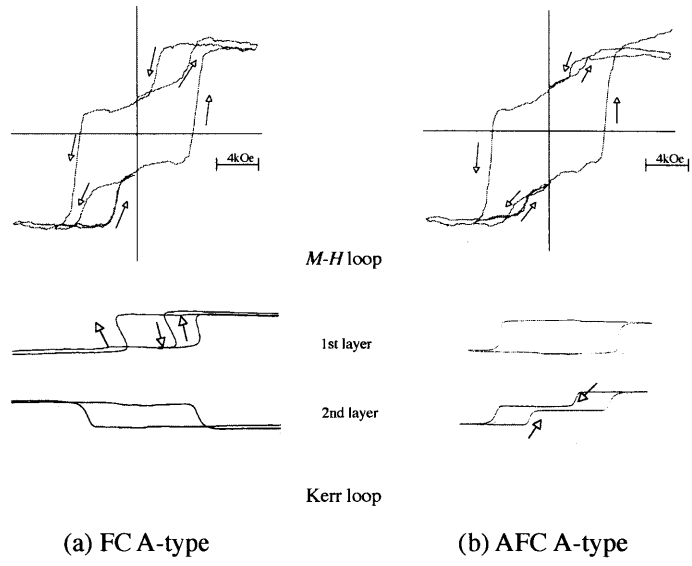


図 5-2 Tb-Fe-Co/Rh/Tb-Fe-Co の *M-H* ループと Kerr ループ

5-4 $2M_s t H_w$ の Rh 膜厚依存性

界面に蓄積されるエネルギー $-2M_s t H_w$ の Rh 膜厚依存性を図 5-3 に示す。 $2M_s t H_w$ の値は FC の場合は負、AFC の場合には正として表わした。Rh 膜厚が 1.0\AA から 6.0\AA の間で FC, 9.0\AA で AFC となった。ここで、AFC 層に Rh ではなく、Ru を挟んだ場合では磁性層の種類に関係なく、Ru 膜厚が 3.0\AA のときに $2M_s t H_w$ のピーク値を得ており⁽¹⁷⁾, Gd-Fe-Co/Rh/Gd-Fe-Co のときのピーク値を得た Rh 膜厚を考慮すると、今回の Tb-Fe-Co/Rh/Tb-Fe-Co では、Rh 膜厚が約 $7.5\text{--}10.0\text{\AA}$ 前後でピーク値を得られると推測できる。よって、 $2M_s t H_w$ の最大値は 0.7erg/cm^2 程度であると考えられる。

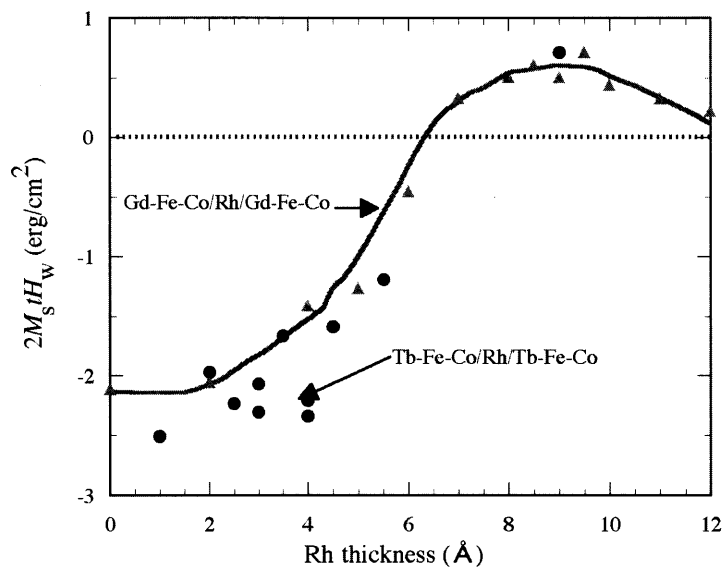


図 5-3 $2M_s t H_w$ の Rh 膜厚依存性

5-5 $2M_s tH_w$ の熱的安定性

図5-4に熱処理温度に対する $|2M_s tH_w|$ 変化を示す。熱処理実験に用いた試料は、[Tb-Fe-Co 150 Å / Rh 3.0 Å / Tb-Fe-Co 300 Å]のFC二層膜と、[Tb-Fe-Co 300 Å / Rh 9.0 Å / Tb-Fe-Co 40 Å]のAFC二層膜である。図より、FC二層膜は熱処理温度が130°C以上になると、熱処理温度の上昇とともに $|2M_s tH_w|$ が減少した。それに対してAFC二層膜は熱処理温度が100°C以上になると $|2M_s tH_w|$ が減少した。このAFC二層膜の場合の $|2M_s tH_w|$ の減少は、熱処理によってAFC層のRh拡散してしまったことにより、局所的に交換結合を維持できなくなってしまったためだと考えられる。これらの結果からTb-Fe-Co/Rh/Tb-Fe-CoをAFCさせた場合は、FCさせた場合に比べ、熱的安定性が悪くなることがわかった。

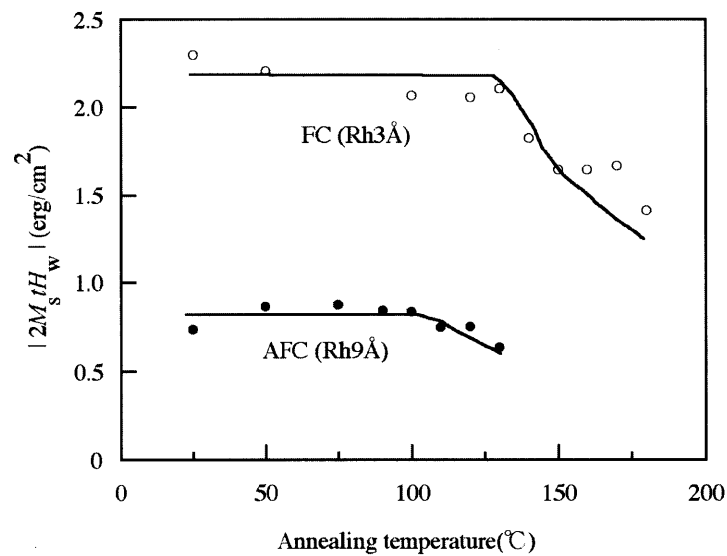


図5-4 $2M_s tH_w$ の熱的安定性

第6章 シミュレーション結果

6-1 はじめに

TAMR 方式による磁気記録媒体を考えると、加熱プロセスによる記録ビットとその隣接トラックの情報の劣化が問題になる。この章では、熱によるビットの耐性を分子場近似により見積もり、さらに実際のハードディスクドライブとして使用することを想定し、媒体の磁化が安定となる条件を試算する。様々な条件を変えて磁気特性を計算し、TAMR 方式の磁気記録媒体としての最良の条件を探索する。

6-2 フェロ磁性体単層膜

6-2-1 フェロ磁性単層膜のエネルギー障壁

TAMR 方式による磁気記録媒体として、一般的なフェロ磁性体単層膜を用いることを考える。第4章で示した計算条件から、計算パラメータは膜厚 t と書き込み温度 T_w だけとなる。

まず、フェロ磁性単層膜のエネルギー障壁を求める。図6-1において、 $\theta = \pi$ で、磁界 H を印加して $\theta = 0$ に磁化を反転させることを考える。 $\theta = \pi$, 0 がエネルギー極小であり、 $\theta = \pi$ のときのエネルギーを E_0 とする。また $0 < \theta < \pi$ の間にエネルギー極大が存在し、そのときのエネルギーを E_1 とする。 $E_1 - E_0 = \Delta E$ がエネルギー障壁となる。

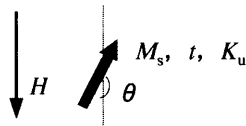


図6-1 単層膜のエネルギー障壁

単位面積あたりのエネルギー E は、

$$E = -M_s t H \cos \theta + K_u t \sin^2 \theta \quad (6-1)$$

であるので、エネルギー極値は、

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = M_s t H \sin \theta + 2K_u t \sin \theta \cos \theta = \sin \theta (M_s t H + 2K_u t \cos \theta) = 0 \quad (6-2)$$

より求めることができる。エネルギー極小は

$$\sin \theta = 0, \therefore \theta = 0, \pi \quad (6-3)$$

エネルギー極大は,

$$M_s t H + 2K_u t \cos \theta = 0, \therefore \cos \theta = -\frac{M_s H}{2K_u} \quad (6-4)$$

で現れる. E_0 は(6-1)式において $\theta = \pi$ を代入して,

$$E_0 = M_s t H \quad (6-5)$$

と求まり, E_1 は(6-1)式において(6-4)式を代入して,

$$\begin{aligned} E_1 &= -M_s t H \cos \theta + K_u t \sin^2 \theta = -M_s t H \cos \theta + K_u t (1 - \cos^2 \theta) \\ &= -M_s t H \left(-\frac{M_s H}{2K_u} \right) + K_u t \left(1 - \left(-\frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 \right) = \frac{M_s^2 t H^2}{2K_u} + K_u t - \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} \\ &= \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} + K_u t \end{aligned} \quad (6-6)$$

と求まる. したがって, エネルギー障壁 ΔE は,

$$\begin{aligned} \Delta E &= E_1 - E_0 = \frac{M_s^2 t H^2}{4K_u} + K_u t - M_s t H = K_u t \left(\frac{M_s^2 H^2}{4K_u^2} + 1 - \frac{M_s H}{K_u} \right) \\ &= K_u t \left(1 - 2\frac{M_s H}{2K_u} + \left(\frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 \right) = K_u t \left(1 - \frac{M_s H}{2K_u} \right)^2 = K_u t \left(1 - \frac{H}{\frac{2K_u}{M_s}} \right)^2 \end{aligned} \quad (6-7)$$

となる. $H_k = 2K_u / M_s$ とおくと,

$$\Delta E = K_u t \left(1 - \frac{H}{H_k} \right)^2 \quad (6-8)$$

と書ける. $H=0$ のとき, ΔE は,

$$\Delta E = K_u t \quad (6-9)$$

となる.

6-2-2 $t=5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$

単純な分子場近似により磁気特性の温度変化を計算した. 表 4-1 のうち t を 5nm , T_w を 450K とした. 表 6-1 にパラメータを示す. K_u の温度変化は, M_s の 2 乗に比例するとした.

表 6-1 分子場近似パラメータ

g-factor	2
angular momentum	0.6
magnetic momentum (μ_B)	1.2

300K における M_s を 0.25memu/cm^2 設定したので, t を 5nm とすると, 300K における M_s は 500emu/cm^3 となる. Curie 温度を 460K としたときの磁気特性の温度変化を図 6-2 に示す. V は $8 \times 16 \times 5\text{nm}^3$ である.

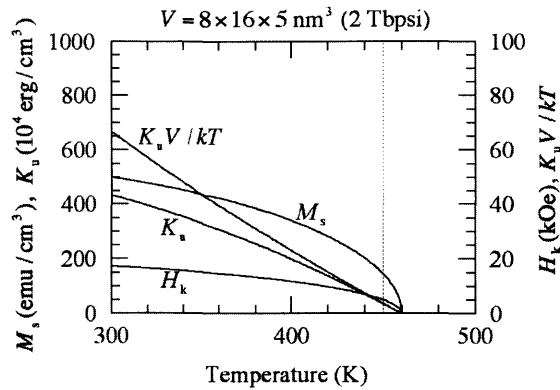


図 6-2 フェロ磁性単層膜の磁気特性の温度変化($t=5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$, $T_c=460\text{K}$)

この条件では、 $K_u V/kT(300\text{K})$ は67となり、 $K_u V/kT(300\text{K}) > 120$ を満たせない。 t を決めると、300Kにおける M_s が決まる。そして、 T_c を決めると、 T_w における M_s が決まり、 T_w における $H_k=2K_u/M_s$ が決まっているので、 T_w における K_u が決まる。以上より、 T_w における $K_u V/kT$ や300Kにおける $K_u V/kT$ が決まってしまう。

したがって、 t と T_w を指定した条件下では、計算パラメータは T_c のみとなる。図6-3(a)に T_c を変化させたときの $K_u V/kT$ の変化を、(b)に K_u と H_k の変化を示す。 T_c を460Kから453.0Kに下げると、 $K_u V/kT(300\text{K})$ は67から120に増加した。

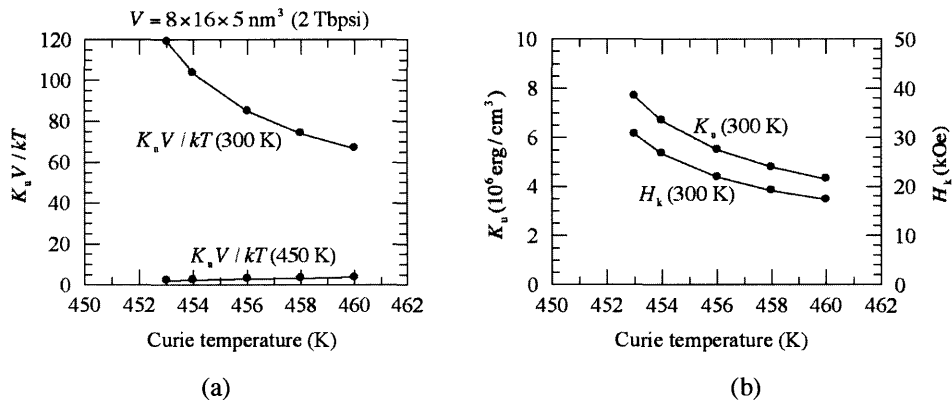


図 6-3 Curie 温度に対する各磁気特性の変化

(a)から、 T_c を下げると、 $K_u V/kT(300\text{K})$ が大きくなる。この理由を以下で説明する。図6-4に温度に対する(a) H_k 、(b) K_u 、(c) M_s の変化を示す。 $H_k(450\text{K})$ が決まっているので、図6-4(a)に示すように T_c を低くすることにより $H_k(300\text{K})$ が大きくなる。同様にして、 T_c を低くすることにより $K_u(300\text{K})$ が大きくなり、 $K_u V/kT(300\text{K})$ も大きくなる。図6-4(b)で、 $K_u(450\text{K})$ の値が T_c の上昇とともに大きくなっているが、これは図6-4(c)に示す $M_s(450\text{K})$ の違いによる。すなわち、 T_c が高くなると、450Kにおける M_s が大きくなり、 $H_k(450\text{K})=2K_u(450\text{K})/M_s(450\text{K})$ が決まっているので、 K_u

(450K)も大きくなる

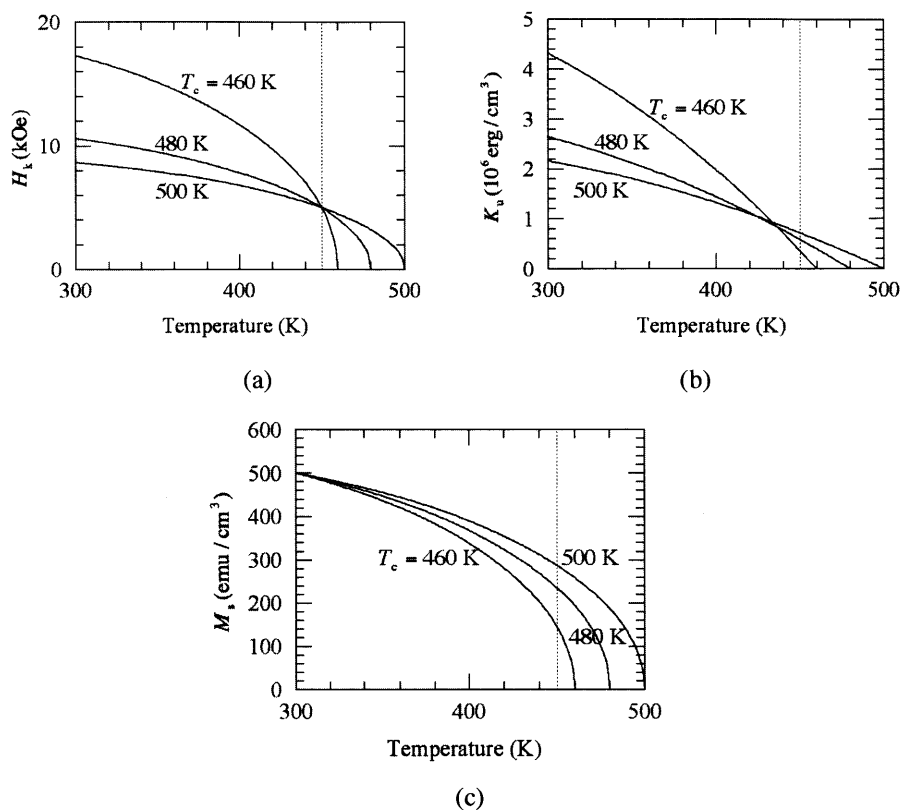


図 6-4 温度に対する各磁気特性の変化

以上より、 $K_u V/kT(300\text{K})$ が決まっているので、これにより T_c も決まってしまう。したがって、表 4-1 と $t=5\text{ nm}$ の条件では、 T_w が決まればすべて決まってしまう。

次に、図 6-5 に $K_u V/kT(300\text{K})=120$ ($T_c=453.0\text{K}$) の媒体の印加磁界 $H=5\text{kOe}$ における熱揺らぎ指標 K_β を示す。書き込み後の冷却過程に対して必要な $K_\beta=80$ と、書き換えに対する隣接トラックの必要な $K_\beta=91$ も示す。これを見ると、 K_β が小さすぎて以上の条件では TAMR 媒体として使用できないことがわかる。

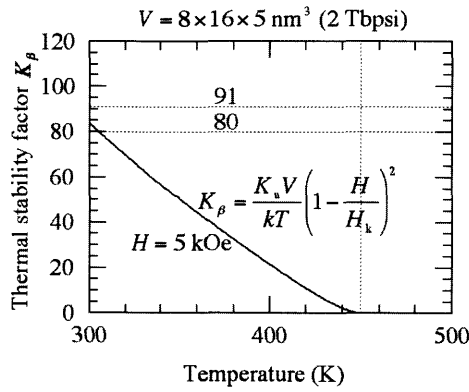


図 6-5 温度に対する K_β の変化($t=5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$, $T_c=453.0\text{K}$)

そこで、300K における $K_u V/kT$ を 120 よりも大きくすることを考える。

図 6-6 に $K_u V/kT(300\text{K})$ と、(a) T_{rec} , ΔT_{rec} , T_{adj} , ΔT_{adj} (b) K_u , H_k の関係を示す。 T_{rec} や T_{adj} は 300K よりも高く、 $T_w=450\text{K}$ に近いほうがよい。(a)より、 $K_u V/kT(300\text{K})$ が大きいほど T_{rec} , T_{adj} は高くなる。そのためには、適当な T_{rec} , T_{adj} を決める必要があるが、 T_{adj} を 350K と仮定すると必要な $K_u V/kT(300\text{K})$ は 185 となる。このときの K_β の温度変化を図 6-7 に示す。300K における K_β ($H=5\text{kOe}$)=80 から $T_{\text{rec}}=360\text{K}$, $\Delta T_{\text{rec}}=90\text{K}$ となる。必要な $K_u(300\text{K})$ は $11.9 \times 10^6 \text{erg/cm}^3$, $H_k(300\text{K})$ は 48kOe である。

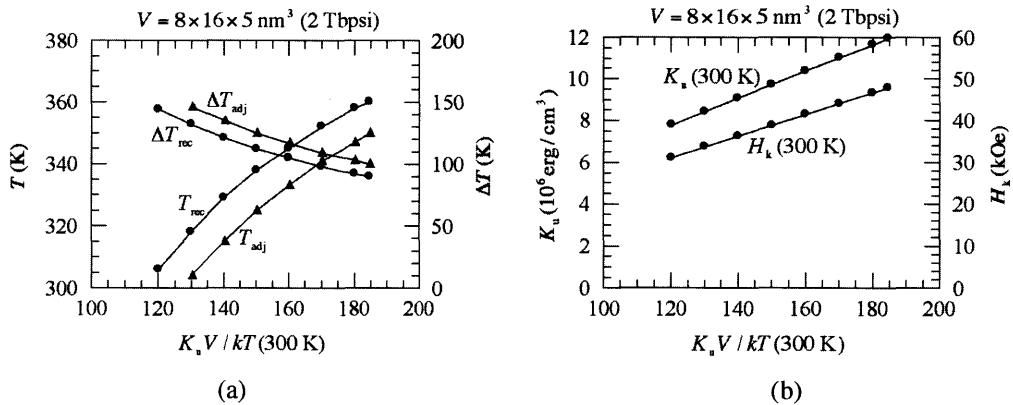


図 6-6 $K_u V/kT(300\text{K})$ と各磁気特性の関係

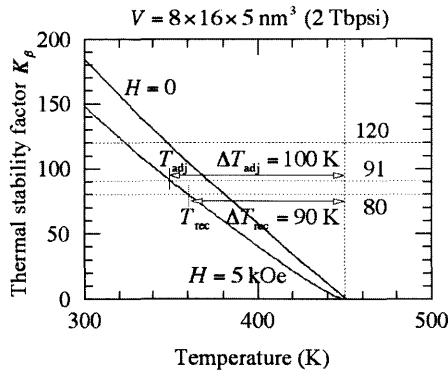


図 6-7 温度に対する K_β の変化 ($t=5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$, $T_{\text{adj}}=350\text{K}$)

6-2-3 $t=7.5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$

$t=7.5\text{nm}$ として、それ以外の条件は前節と同じとした媒体について計算した。このとき、 300K における M_s は 333emu/cm^3 となる。

図 6-8 に $t=5\text{nm}$ と $t=7.5\text{nm}$ に対して、Curie 温度 T_c を変化させたとき (a) $K_u V/kT$ の変化、(b) K_u , H_k の変化を示す。 300K における $M_s t$ が一定の条件では、 $K_u V/kT(300\text{K})$, $K_u V/kT(450\text{K})$ は t による変化はない。

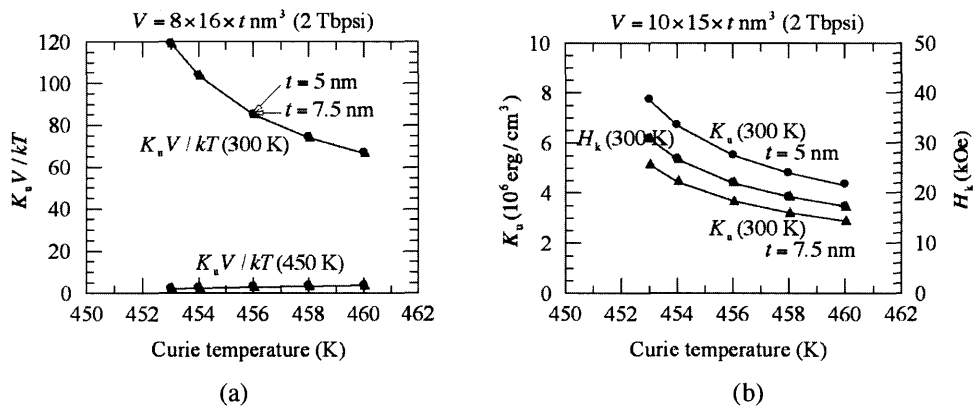


図 6-8 Curie 温度に対する各磁気特性の変化
($t=5\text{nm}$ と $t=7.5\text{nm}$ の比較, $T_w=450\text{K}$)

t を a 倍だけ厚くする、すなわち $t' = at$ とすると、 300K における $M_s t$ を一定としたので、 300K における M_s は $M_s'(300\text{K}) = M_s(300\text{K})/a$ だけ小さくなる。同様に T_w における M_s も $M_s'(T_w) = M_s(T_w)/a$ だけ小さくなる。 T_w における $H_k (=5\text{kOe})$ は一定なので、 T_w における K_u も

$$H_k'(T_w) = H_k(T_w) \quad (6-10)$$

$$\frac{2K_u'(T_w)}{M_s'(T_w)} = \frac{2K_u'(T_w)}{M_s'(T_w)} = \frac{2K_u(T_w)}{M_s(T_w)} \quad (6-11)$$

$$\therefore K_u'(T_w) = \frac{K_u(T_w)}{a} \quad (6-12)$$

だけ小さくなる。ドットの体積 V は、 $V' = aV$ だけ大きくなるので、 T_w における $K_u V/kT$ は、

$$\frac{K_u' V'}{kT}(T_w) = \frac{K_u aV}{kT}(T_w) = \frac{K_u V}{kT}(T_w) \quad (6-13)$$

となって変わらない。同様に、300K における $K_u V/kT$ も変わらない。ただし、 t を厚くすると、300K における K_u を小さくできる。

次に、図 6-9 に $K_u V/kT(300K)=120(T_c=453.0K)$ の媒体の印加磁界 $H=5kOe$ における熱揺らぎ指標 K_β の温度変化を示す。図 6-6 と同様に K_β が小さすぎて以上の条件では、TAMR 媒体はできない事がわかる。

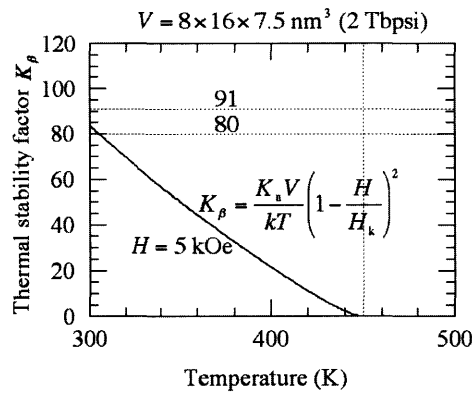


図 6-9 温度に対する K_β の変化($t=7.5nm$, $T_w=450K$, $T_c=453.0K$)

図 6-9 の $K_\beta'(300K)$ は、

$$K_\beta'(300K) = \frac{K_u' V'}{kT}(300K) \left(1 - \frac{H}{\frac{2K_u'(300K)}{M_s'(300K)}} \right)^2$$

$$= \frac{K_u}{a} aV (300\text{K}) \left(1 - \frac{H}{2 \frac{K_u(300\text{K})}{\frac{a}{M_s(300\text{K})}}} \right)^2$$

$$\frac{K_u V}{kT} (300\text{K}) \left(1 - \frac{H}{2 \frac{K_u(300\text{K})}{M_s(300\text{K})}} \right)^2 = K_\beta(300\text{K}) \quad (6-14)$$

となり、図 6-7 の $K_\beta(300\text{K})$ と同じになる。したがって、 t を厚くしても K_β に与える結果は変わらない。

そこで、 $t=5\text{nm}$ のときと同じように、 300K における $K_u V/kT$ を 120 よりも大きくすることを考える。 T_{adj} を 350K と仮定し計算を行った。 図 6-10 に $K_u V/kT(300\text{K})$ と、(a) T_{rec} , ΔT_{rec} , T_{adj} , ΔT_{adj} , (b) K_u , H_k の関係を示す。 また、図 6-11 に T_{adj} を 350K としたときの熱揺らぎ指標 K_β の温度変化を示す。 t を 5nm から 7.5nm に厚くしても $K_u V/kT(300\text{K})$ は 185 必要であるが、 $K_u(300\text{K})$ を $11.9 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ から $8.0 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ に小さくできる。

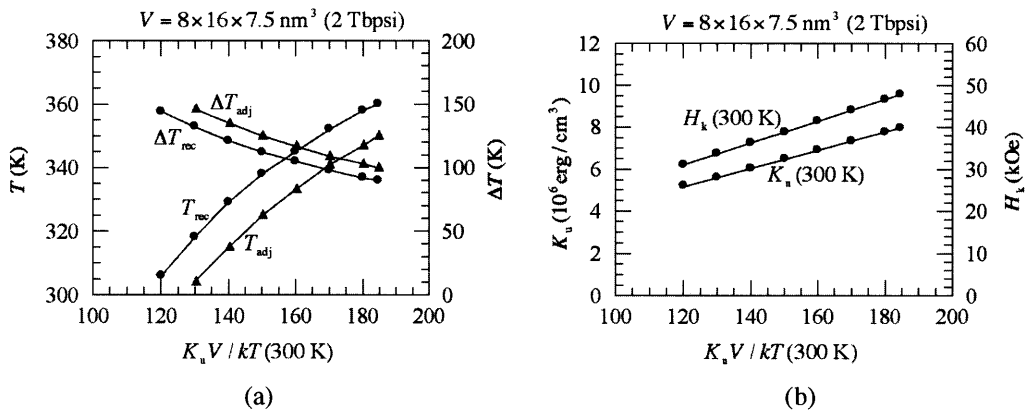


図 6-10 $K_u V/kT(300\text{K})$ と各磁気特性の関係

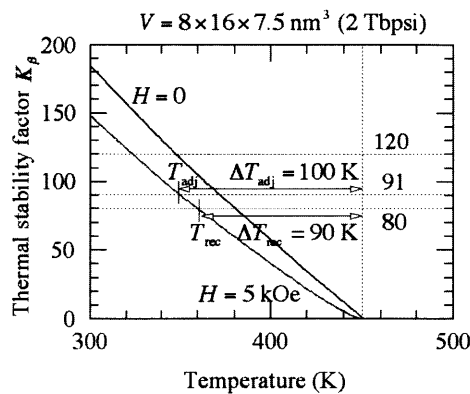


図 6-11 温度に対する K_β の変化 ($t=7.5\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$, $T_{\text{adj}}=350\text{K}$)

6-2-4 $t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$

最後に $t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$ の条件で計算を行なった. 図 6-12 に T_c を変化させたときの (a) $K_u V/kT$, (b) K_u と H_k の結果を示す.

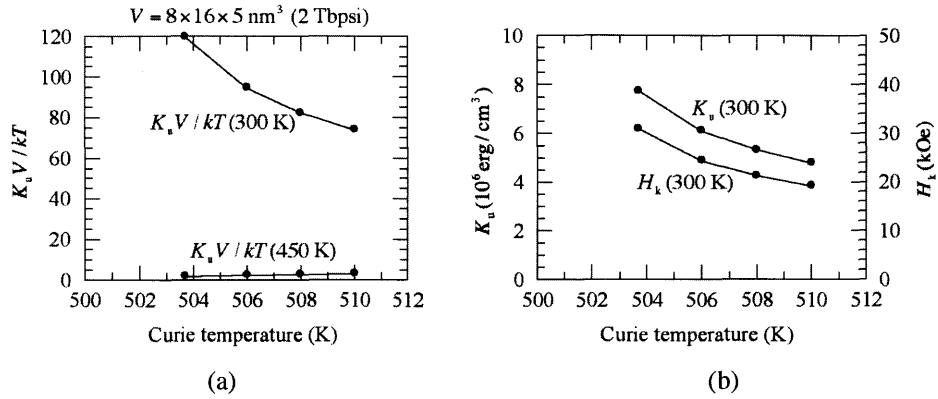


図 6-12 Curie 温度に対する各磁気特性の変化

(a)より, T_c を 503.7K にまで下げると, $K_u V/kT(300\text{K})$ が 120 となる.

そこで, 図 6-13 に $K_u V/kT(300\text{K})=120$ ($T_c=503.7\text{K}$) の媒体の印加磁界 $H=5\text{kOe}$ における熱揺らぎ指標 K_β の温度変化を示す. この場合も図 6-7 と同様に, K_β が小さすぎて TAMR 媒体にはできない. 図 6-13 と図 6-7 で 300K における $K_u V/kT$ は同じであるので $K_u(300\text{K})$ も同じである. また, 300K における M_s も同じであるので, $H_k(300\text{K})$ も同じである. したがって, $K_\beta(300\text{K})$ も同じになるので, T_w を高くしても結果は同じとなる.

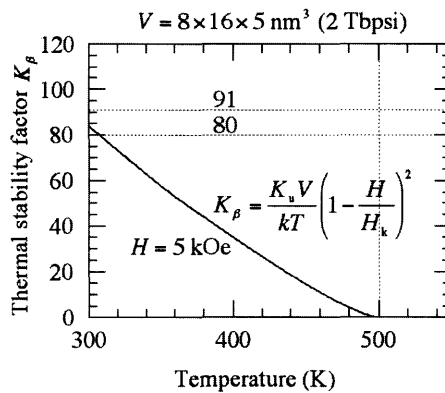


図 6-13 温度に対する K_β の変化($t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$, $T_c=503.7\text{K}$)

次に前節と同様に, $K_u V/kT(300\text{K})$ を 120 よりも大きくすることを考える. 図 6-14 に $K_u V/kT(300\text{K})$ と, (a) T_{rec} , ΔT_{rec} , T_{adj} , ΔT_{adj} , (b) K_u , H_k の関係を示す.

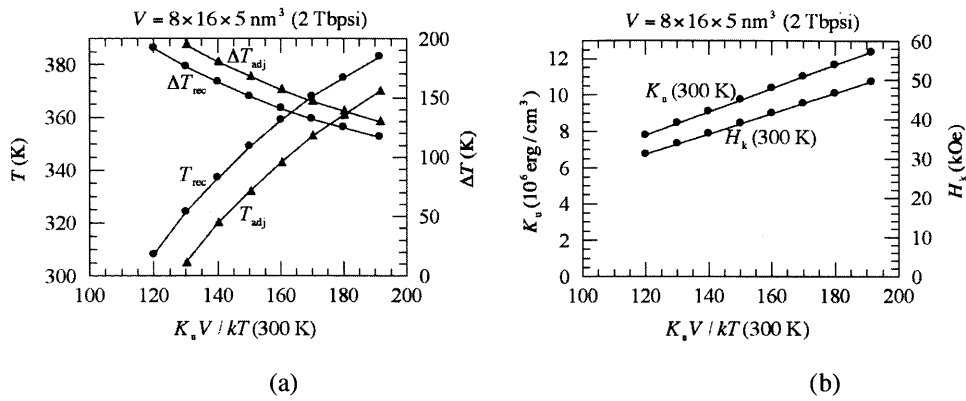


図 6-14 $K_u V / kT$ (300K) と各磁気特性の関係

前節と比べ、 T_w を450Kから500Kに高くしたので、 T_{adj} を350Kと370Kに仮定した。このときの K_β の温度変化を図6-15、図6-16に示す。 $T_{\text{adj}}=350\text{K}$ の場合、 T_w を450Kから500Kに高くしたとき、 $K_u V / kT$ (300K)は185から167に減少し、 K_u (300K)も $11.9 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ から $10.89 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ にやや小さくなる。しかし、 T_c が高くなる分だけ K_u の温度変化が緩やかになるので、図6-15に示すように ΔT_{rec} は90Kから135Kに広がり、 $\partial T / \partial t$ が大きくなる。

$T_w=500\text{K}$ で、 $T_{\text{adj}}=350\text{K}$ と $T_{\text{adj}}=370\text{K}$ を比較すると、必要な K_u (300K)は大きくなるが、図6-16に示すように、 ΔT_{rec} が狭くなるので、 $\partial T / \partial t$ は小さくできる。

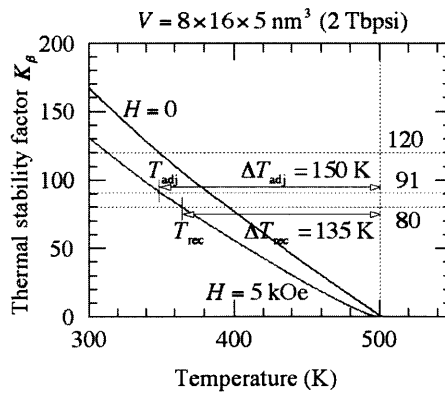


図 6-15 温度に対する K_β の変化 ($t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$, $T_{\text{adj}}=350\text{K}$)

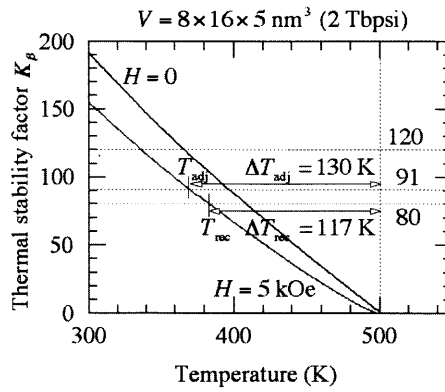


図 6-16 温度に対する K_β の変化 ($t=5\text{nm}$, $T_w=500\text{K}$, $T_{\text{adj}}=370\text{K}$)

6-2-5 各条件のフェロ磁性単層膜のスペック

$K_u V / kT(300\text{K}) > 120$ の条件下におけるフェロ磁性単層膜のスペックを表 6-2 にまとめて示す。なお、 $\partial T / \partial t$ は、3.5inch, 7200rpm のハードディスクドライブに使用すると想定して計算してある。

表 6-2 $K_u V / kT(300\text{K}) > 120$ における TAMR 特性

$T_w(\text{K})$	450	450	500	500
$T_c(\text{K})$	451.2	451.2	501.9	501.4
$t(\text{nm})$	5	7.5	5	5
$M_s(300\text{K})(\text{emu}/\text{cm}^3)$	500	333	500	500
$K_u(300\text{K})(10^6 \text{erg}/\text{cm}^3)$	11.9	8.0	10.8	12.4
$H_k(300\text{K})(\text{kOe})$	48	48	43	50
$H_k(T_w)(\text{kOe})$	5	5	5	5
$K_u V / kT(300\text{K})$	185	185	167	191
$\Delta T_{\text{rec}}(\text{K})$	90	90	135	117
$\partial T / \partial x(\text{K}/\text{nm})$	>6.9	>6.9	>10.4	>9.0
$\partial T / \partial t(\text{K}/\text{ns})$	>235	>235	>352	>305
(3.5inch, 7,200rpm)				
$T_{\text{adj}}(\text{K})$	350	350	350	370

$T_w=450\text{K}$ のとき、 t を厚くすると $K_u(300\text{K})$ を小さくできる。しかし、記録特性に変化はない。 T_w

を高くすると T_c が高くなり、 T_{rec} や T_{adj} を高くするには有効だが、 K_u の温度変化が緩やかになるので、 ΔT_{rec} と ΔT_{adj} が広がり $\partial T/\partial t$ が大きくなってしまふ。 T_{adj} を高くすると、 $K_u(300K)$ は大きくなるが、 ΔT_{rec} が狭くなるので、 $\partial T/\partial t$ は小さくできる。言い換えれば、 $K_u(300K)$ が大きいほど $\partial T/\partial t$ が小さくなるので、より大きな $K_u(300K)$ が望まれる。300K において記録媒体だけを考えたとき $K_u V/kT$ は 120 もあれば十分であるが、記録後の冷却過程における情報の安定性、および書き換えに対する隣接トラックの情報の安定性を考慮すると 300K における $K_u V/kT$ は 170-190 程度必要になってくる。TAMR を実現するには、より高い K_u を持つ媒体を探索する必要がある。

6-2-6 Field gradient 方式⁽¹⁴⁾

ここでは、図 6-17 に示すような Field gradient 方式の可能性について検討する。Field gradient 方式とは、記録時に記録磁界は記録ドットのみ印加され、レーザー光は記録ドットだけでなく隣接トラックにも照射される方式のことである。光スポット径は Thermal gradient 方式と比べ、あまり絞る必要はない。ここでは、記録時、記録直後、および隣接トラックの温度は同じと仮定した。

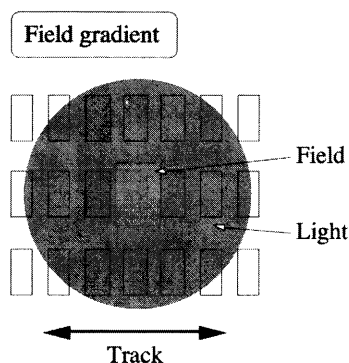


図 6-17 Field gradient 方式

$K_u V/kT(300K) > 120$ の条件下では、記録後の情報の安定性に必要な $K_u V/kT$ は 80、書き換えに対する隣接トラックの情報の安定性に必要な $K_u V/kT$ は 91 となる。記録時、記録直後、および隣接トラックの温度は同じと仮定したので、 $K_u V/kT$ が 91 となる温度における H_k が記録磁界となる。 $K_u V/kT(300K) = 120$ としたときの $K_\beta = K_u V/kT$ と H_k の温度変化を図 6-18 に示す。図より、300K における H_k は 31kOe であるが、 $K_u V/kT$ が 91 となる温度が 333K と低く、そのときの H_k は 28kOe までしか下がらない。以上より、TAMR の本来の目的である媒体の温度を上げて、保磁力 H_c をヘッド磁界よりも下げるといふことは、Field gradient 方式では難しいと思われる。

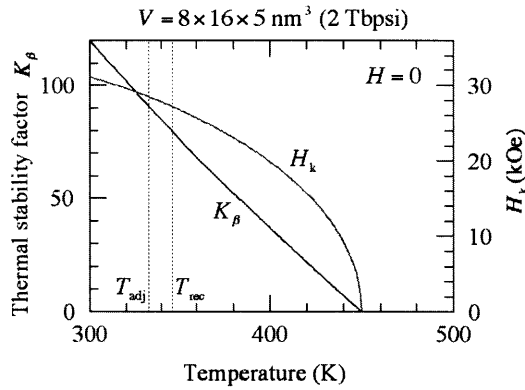


図 6-18 K_β と H_k の温度変化 ($t=5\text{nm}$, $T_c=450\text{K}$)

6-2-7 周囲温度変化

ハードディスクドライブは、周囲温度が変化しても動作を保証する必要がある。例えば、5～55°Cの温度範囲で使うことを想定すると、 $\Delta T_{\text{amb}} = 50\text{K}$ の温度差がある。そのため、 $\Delta T_{\text{amb}}/(\partial T/\partial x)$ だけ記録のタイミングずれを起こす。タイミングずれの許容範囲を Δx の10%と仮定すると、 $\Delta T_{\text{amb}}/(\partial T/\partial x) < 0.1\Delta x$ より、必要な $\partial T/\partial x$ は、

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\Delta T_{\text{amb}}}{0.1\Delta x} = \frac{50\text{K}}{0.1 \times 13\text{nm}} = 38\text{K/nm} \quad (6-15)$$

となる。そして、3.5inch, 7,200rpmのハードディスクドライブでは、必要な $\partial T/\partial t$ は、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} > \frac{\Delta T_{\text{amb}}}{0.1\Delta x} \cdot v = 38\text{K/nm} \times 33.9\text{m/s} = 1300\text{K/ns} \quad (6-16)$$

となる。これは非常に大きいので、何らかの温度補償が必要になるかもしれない。

6-3 フェロ磁性反強磁性交換結合二層膜

6-3-1 はじめに

次に TAMR 媒体として、交換結合二層膜を用いることを考える。

1-7 節や 2 章で示したように、交換結合二層膜は単層膜には見られない温度特性や磁気特性を有する。図 6-19 のような構造のフェロ磁性反強磁性交換結合(AFC)二層膜を考える。膜面側の飽和磁化、膜厚、キュリー温度をそれぞれ M_{s1} , t_1 , T_{c1} 、基板側の飽和磁化、膜厚、キュリー温度をそれぞれ M_{s2} , t_2 , T_{c2} とする。また、膜面側を 1st layer、基板側を 2nd layer と呼ぶこととする。二つの層の飽和磁化は常に同じ値とした。1st layer と 2nd layer は、反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} で AFC しているとする。なお、ドットサイズは単層膜と同じで、1 ドットの体積 V は、 $V=16 \times 8$

$\times(t_1+t_2)$ (nm³)となる。

計算パラメータを表 6-3 に示す。磁界 0, 300K での磁気モーメントは 0.25 memu/cm² に設定した。また, 単層膜の時と同じように, 最大膜厚は 7.5nm, 書き込み磁界は 5kOe, 書き込み温度は 450K とした。M-Hループにおいて, 磁界を+∞から下げていったとき, 磁界が 0 に達する前の 500Oe で, 膜面側の層の磁化が反転するようにした。これは, 磁界が 0 のときに膜面側の層と基板側の層との磁化を反平行にするためである。M_st が 0.25(memu/cm²) に設定してあり, 1st layer と 2nd layer の飽和磁化は同じ値としているので, 磁界 0 において, M_st = M_{s2}t₂ - M_{s1}t₁ = M_s(t₂ - t₁) となり, 単層のときより磁性層の膜厚を増やすことができ, 熱安定性が増す。

次に, 計算の手順を示す。まず, 1st layer, 2nd layer の T_c を設定して, 媒体を個別に計算し, 各温度における磁気特性を算出する。その後 300K における J_{AFC} を設定する。このとき, 各温度における J_{AFC} は, 300K における飽和磁化とその温度における飽和磁化の比に準ずるとした。温度 T における J_{AFC}(T) は,

$$J_{AFC}(T) = J_{AFC}(300K) \times \frac{M_{s1}(T)}{M_{s1}(300K)} \times \frac{M_{s2}(T)}{M_{s2}(300K)}$$

となる。その後, 各温度におけるシフト磁界 H_{w1}, H_{w2} を算出する。1st layer では, 300K における磁化反転磁界を 500Oe とし, 2nd layer では, 書き込み温度 T_w において H_{k2} + H_{w2} = 5kOe としたので, 各 H_k が設定した値になるように再度各温度における磁気特性を計算した。

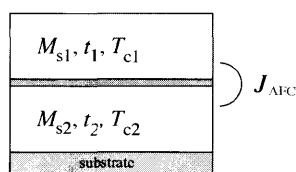


図 6-19 フェロ磁性 AFC 二層膜

表 6-3 AFC 二層膜計算条件

moment at 300 K (memu/cm ²)	0.25
H _k (H _c) at writing temp.(kOe)	5.0
writing temperature T _w (K)	450.0
maximum thickness (nm)	7.5
J _{AFC} (exchange coupling energy) (erg/cm ²)	optional
Curie Temperature T _{c1} (K)	optional
Curie Temperature T _{c2} (K)	optional
thickness t ₁ (nm)	optional
thickness t ₂ (nm)	optional

6-3-2 交換結合二層膜の磁化過程

垂直磁化膜の P-type の交換結合二層膜について、簡単なモデルを用いて計算した磁化過程を図 6-20 に示す。それぞれの磁化過程が実現される条件と、各々の磁化反転磁界の大きさを図中に示す。図中の M_{si} , t_i , H_{ci} はそれぞれ第 i 層の飽和磁化、膜厚、保磁力である。また H_{wi} は $JM_{si}t_i$ または $\sigma_w/2M_{si}t_i$ である。(a) は両層が同時磁化反転し、(b) と (c) は各層が個別に反転する。 J または σ_w が大きいと (a) が実現し、小さいと (b) または (c) が実現する。

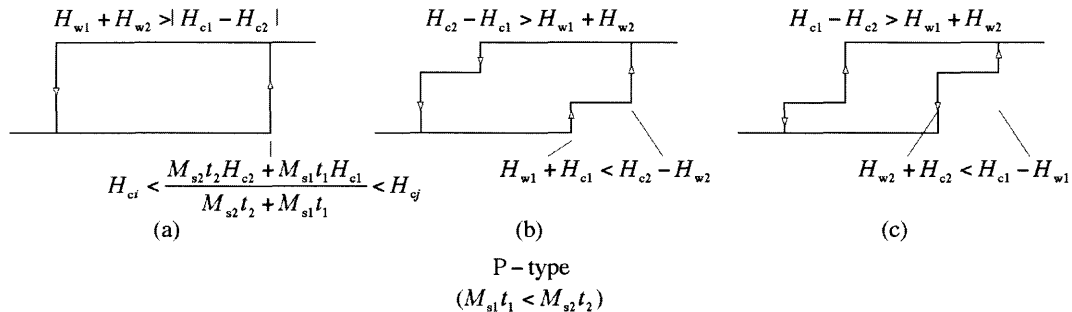


図 6-20 P-type の磁化過程

これに対して、A-type の結果の図 6-21 に示す。(a) では内側の磁化過程は両層が同時磁化反転し、(b) と (c) は各層が個別に磁化反転する。P-type と同様に、 J または σ_w が大きいと (a) が実現し、小さいと (b) または (c) が実現する。図 6-20 と図 6-21 を比較すると、A-type は保磁力を増加させるのに都合がよいことがわかる。

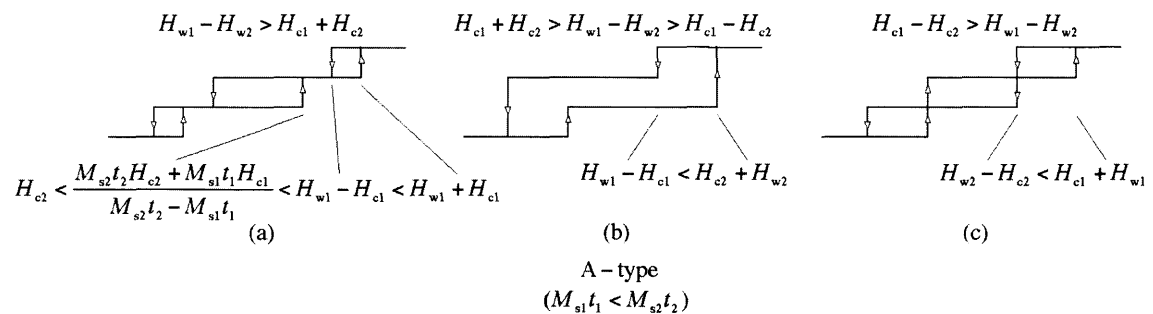


図 6-21 A-type の磁化過程

P-type を実現するには、フェロ磁性体同士を FC させればよいので、比較的簡単であり強磁性交換結合エネルギー J_{FC} は 10^1 erg/cm^2 のオーダーとなり、かなり大きい。一方、A-type を実現するにはフェロ磁性体同士を AFC させるか、フェロ磁性体とフェリ磁性体を強磁性交換結合させる必要がある。AFC させるためには Rh や Ru のような特殊な遷移金属を二層の

114

挟む必要があり、P-type ほど容易ではない。また反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} は 10^0erg/cm^2 オーダーとなり、かなり小さくなる。保磁力の増加という観点から、 J_{AFC} を大きくすることが求められる。

また、今回のシミュレーションで想定した、フェロ磁性 AFC 二層膜の磁化過程は計算をして確かめた所、図 6-21(b)の二段ループとなった。

6-3-3 交換結合二層膜のエネルギー障壁

まず、P-type のエネルギー障壁を求める。図 6-20(a)に対するエネルギー障壁は、図 6-22(a)のように二層の磁化は常に平行と仮定して求める。また、図 6-20(b), (c)に対するエネルギー障壁は、図 6-22(b)のように 1st layer の磁化は傾かないと仮定して求める。このとき、二層の間にはエネルギーが蓄積されるが、これは交換結合エネルギーと仮定する。

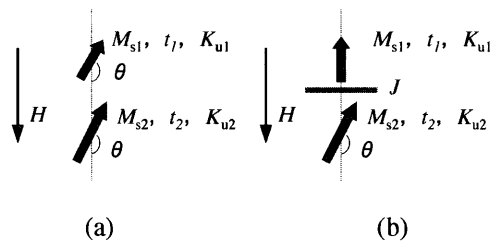


図 6-22 二層膜 P-type のエネルギー障壁

(i) 図 6-22(a)の二層同時反転のとき、

単位面積あたりのエネルギー E は、

$$E = -(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)H \cos\theta + (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \sin^2\theta \quad (6-17)$$

であるが、これは、(6-1) 式において、

$$M_s t \rightarrow M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2 \quad (6-18)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (6-19)$$

と置き換えたものである。したがって、エネルギー障壁 ΔE も(6-7)式において、(6-18)式、(6-19)式で置き換えたものとなる。その結果、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)H}{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)} \right)^2 = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{\frac{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)}{M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2}} \right)^2 \quad (6-20)$$

が得られる。 $H_c = 2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)/(M_{s1}t_1 + M_{s2}t_2)$ とおくと、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2 \quad (6-21)$$

と書ける。 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (6-22)$$

となる。

(ii) 図 6-22(b) の各層個別反転のとき、

単位面積あたりのエネルギー E は、

$$E = -M_{s2}t_2 H \cos \theta + K_{u2}t_2 \sin^2 \theta + J \cos \theta = -M_{s2}t_2 \left(H - \frac{J}{M_{s2}t_2} \right) \cos \theta + K_{u2}t_2 \sin^2 \theta \quad (6-23)$$

であるが、これは、(6-1)式において、

$$M_s t \rightarrow M_{s2} t_2 \quad (6-24)$$

$$H \rightarrow H - \frac{J}{M_{s2} t_2} \quad (6-25)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u2} t_2 \quad (6-26)$$

と置き換えたものである。したがって、エネルギー障壁 ΔE も(6-7)式において、(6-24)式、(6-25)式、(6-26)式で置き換えたものとなる。その結果、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{M_{s2} \left(H - \frac{J}{M_{s2} t_2} \right)}{2K_{u2}} \right)^2 = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s2} t_2}}{\frac{2K_{u2}}{M_{s2}}} \right)^2 \quad (6-27)$$

が得られる。 $H_{k2} = 2K_{u2}/M_{s2}$ とおくと、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s2} t_2}}{H_{k2}} \right)^2 \quad (6-28)$$

と書ける。 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 + \frac{\frac{J}{M_{s2} t_2}}{\frac{2K_{u2}}{M_{s2}}} \right)^2 = K_{u2} t_2 \left(1 + \frac{J}{2K_{u2} t_2} \right)^2 \quad (6-29)$$

となる。 $J = 0$ のとき単層膜のときと同じになり、 J が大きくなるほど ΔE が大きくなる。

次に A-type のエネルギー障壁を求める。 P-type と同様に、図 6-21(a) に対するエネルギー障壁は、図 6-23(a) のように二層の磁化は常に反平行と仮定して求める。また、図 6-23(b), (c) に対するエネルギー障壁は、図 6-23(b) のように 1st layer の磁化は傾かないと仮定して求める。

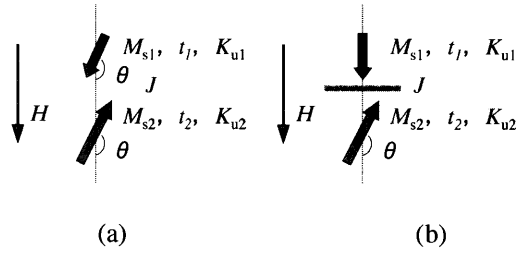


図 6-23 二層膜 A-type のエネルギー障壁

(i) 図 6-23(a) の二層同時反転のとき

単位面積あたりのエネルギー $-E$ は,

$$E = -(M_{s2}t_2 - M_{s1}t_1)H \cos \theta + (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \sin^2 \theta \quad (6-30)$$

であるが、これは、(6-1)式において、

$$M_s t \rightarrow M_{s2}t_2 - M_{s1}t_1 \quad (6-31)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (6-32)$$

と置き換えたものである。したがって、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{\frac{2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)}{M_{s2}t_2 - M_{s1}t_1}} \right)^2 \quad (6-33)$$

が得られる。 $H_c = 2(K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2)/(M_{s2}t_2 - M_{s1}t_1)$ と置くと、

$$\Delta E = (K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2) \left(1 - \frac{H}{H_c} \right)^2 \quad (6-34)$$

と書ける、 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u1}t_1 + K_{u2}t_2 \quad (6-35)$$

となる。

(ii) 図 6-22(b) の各層個別反転のとき、

単位面積あたりのエネルギー $-E$ は、

$$E = -M_{s2}t_2 H \cos \theta + K_{u2}t_2 \sin^2 \theta + J \cos \theta = -M_{s2}t_2 \left(H - \frac{J}{M_{s2}t_2} \right) \cos \theta + K_{u2}t_2 \sin^2 \theta \quad (6-36)$$

となるが、これは、(6-1)式において、

$$M_s t \rightarrow M_{s2}t_2 \quad (6-37)$$

$$H \rightarrow H - \frac{J}{M_{s2}t_2} \quad (6-38)$$

$$K_u t \rightarrow K_{u2}t_2 \quad (6-39)$$

と置き換えたものである。したがって、エネルギー障壁 ΔE も(6-7)式において、(6-37)式、(6-38)式、(6-39)式で置き換えたものとなる。その結果、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{M_{s2} \left(H - \frac{J}{M_{s2} t_2} \right)}{2K_{u2}} \right)^2 = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s2} t_2}}{\frac{2K_{u2}}{M_{s2}}} \right)^2 \quad (6-40)$$

が得られる。 $H_{k2} = 2K_{u2}/M_{s2}$ と置くと、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J}{M_{s2} t_2}}{H_{k2}} \right)^2 \quad (6-41)$$

と書ける。 $H = 0$ のとき、 ΔE は、

$$\Delta E = K_{u2} t_2 \left(1 + \frac{\frac{J}{M_{s2} t_2}}{\frac{2K_{u2}}{M_{s2}}} \right)^2 = K_{u2} t_2 \left(1 + \frac{J}{2K_{u2} t_2} \right)^2 \quad (6-42)$$

となる。

6-3-4 $t_1=0.75\text{nm}$, $t_2=5.75\text{nm}$

まず、 $t_1=0.75\text{nm}$, $t_2=5.75\text{nm}$, $M_{s1}(300\text{K})$, $M_{s2}(300\text{K})$ とともに 500 emu/cm^3 , $T_{c1} = T_{c2}=460\text{K}$, $J_{\text{AFC}}=1\text{erg/cm}^2$ のフェロ磁性 AFC 二層膜についてシミュレーションを行なった。その他条件は表 6-2 と同じである。図 6-23 に計算から得られた $H = 0$, 5kOe それぞれの場合における媒体の K_{β} の温度変化を示す。ここで、 K_{β} は(6-41)式、(6-42)式から、印加磁界 H においては、

$$K_{\beta} = K_{u2} V_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J_{\text{AFC}}}{M_{s2} t_2}}{H_{k2}} \right)^2 \quad (6-43)$$

また、 $H=0$ においては

$$K_{\beta} = K_{u2} V_2 \left(1 + \frac{J_{\text{AFC}}}{K_{u2} t_2} \right)^2 \quad (6-44)$$

と表わされる。

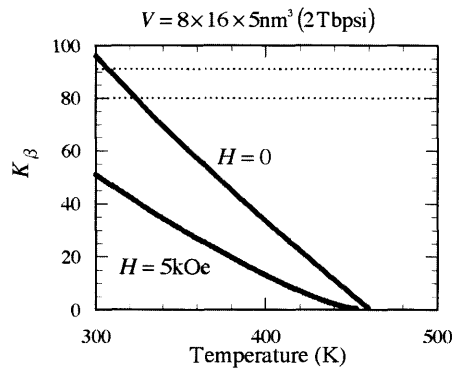


図 6-24 K_{β} の温度変化 ($t_1=0.75\text{nm}$, $t_2=5.75\text{nm}$, $T_w=450\text{K}$, $T_{c1}=T_{c2}=460\text{K}$)

図 1 から, 300K における $K_{\beta}(H=0)$ は 120 よりも小さくなっている. また, $K_{\beta}(H=5\text{kOe})$ は 300K から 450K の温度範囲で, 80, 91 を超えることはなく, 記録過程における記録ビットと隣接トラックの熱安定性を保証することはできない. よって, 単層膜と同様に 300K における媒体の $K_{\beta}(H=0)$ について, 各パラメータを変化させ検証していく.

6-3-5 Curie 温度

AFC 二層膜の T_{c1} , T_{c2} を個別に変化させて, 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の温度変化を計算した. 各 Curie 温度 T_{c1} , T_{c2} に対する $K_{\beta}(H=0)$ の変化を表 6-4 に示す. なお, 他の条件は前節の媒体と同じである.

表 6-4 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の Curie 温度に対する変化

		$T_{c1}(\text{K})$				
		440	450	460	470	480
$T_{c2}(\text{K})$	460	110.1	110.2	95.5	90.4	86.5
	470		90.9	80.7		
	480			74.8		

まず, T_{c1} を T_w よりも高い温度に設定した場合, T_{c2} を T_w 付近に設定した媒体の方が高い安定性を持つことがわかる. T_{c1} を高くした場合と T_{c2} を高くした場合それぞれを比べると, 前者の方は緩やかに安定性が悪化していくのに対して, 後者は急激に悪化している. これは, この 2 層膜の磁気特性を支配している 2nd layer のほうが, T_c を変化させた時に, 膜全体の異方性に対する影響の大部分を占めているからだと考えられる.

次に, T_{c1} を T_w よりも低い温度に設定した場合, $T_{c1}=440\text{K}$, 450K の媒体において T_{c1} が T_w より高い温度に設定してある媒体よりも熱安定性が高い. ここで, この二層膜において T_w における膜の H_k は 2nd layer の H_k となっているため, T_{c2} を T_w 以下の領域に設定することはできない.

表を見ると、 $T_{c1} = 450\text{K}$ 、 $T_{c2} = 460\text{K}$ の場合の $K_{\beta}(H=0)$ が、計算結果の中で最も大きい。

この要因は、1st layer の Curie 温度 T_{c1} が T_w より低い温度に設定したことで、 T_w に達する前に 1st layer と 2nd layer との交換結合が切れ、 T_w において二層膜の磁性を決定付けるものは、2nd layer のみとなることにある。2nd layer は T_w において交換結合が存在している膜よりも、高い H_k を設定することが可能になる。したがって、 H_k を決める K_u を高くすることにより、300K における K_{β} が大きくなる。

以上から、媒体の Curie 温度に対しては、1st layer は T_c を T_w より低く、且つ T_w に近い領域に、2nd layer は T_c を T_w より高く、且つ T_w に近い域に設定することで、熱安定性を高めることができると考えられる。

6-3-6 M_s の変化

次に、膜厚を最大の 7.5nm とし、両層の M_s を変化させた時の計算を行なった。また表 6-5 に、 M_s を 417, 500, 625 emu/cm³ と変化させた時に対する 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の変化を示す。なお、1st layer, 2nd layer とともに M_s は同じ値とした。両層合計の膜厚は 7.5 nm だが、各 M_s において t_1 と t_2 はそれぞれ変化させてある。これは 300K における M_1 を 0.25memu/cm² に設定しているからである。 M_s が 417 emu/cm³ のときは、 $t_1=0.75\text{nm}$, $t_2=6.75\text{nm}$, M_s が 500 emu/cm³ のときは、 $t_1=1.25\text{nm}$, $t_2=6.25\text{nm}$, M_s が 625emu/cm³ のときは、 $t_1=1.75\text{nm}$, $t_2=5.75\text{nm}$ に設定した。また、前節の結果より $T_{c1}=450\text{K}$, $T_{c2}=460\text{K}$ とした。

表 6-5 飽和磁化 M_s に対する 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の変化

$M_s(300\text{K})(\text{emu}/\text{cm}^3)$	417	500	625
$K_{\beta}(H=0)(300\text{K})$	109.2	116.5	129.2

300K における $K_{\beta}(H=0)$ は、 M_s が増加するにつれて増えている。2nd layer では、媒体の $H_k(T=450\text{K})$ が 5kOe に設定されており、 $H_k=2K_u/M_s$ より M_s が増加することで、 K_u も増加する。 M_s が増加すると、2nd layer の膜厚は減少するので、 V も減少する。それでも $K_{\beta}(H=0)$ が増加しているのは、 K_u の増加分が膜厚の減少分を、補ってなお上回っているため、 $K_{\beta}(H=0)$ が M_s とともに増加している。

6-3-7 J_{AFC} の変化

次に反強磁性交換結合エネルギー $J_{\text{AFC}}(\text{erg}/\text{cm}^2)$ を、0.5, 1.0, 1.5 と変化させた媒体の計算を行なった。表 6-6 に J_{AFC} に対する 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の変化を示す。 J_{AFC} 以外の条件は、前節の媒体と同じである。

表 6-6 J_{AFC} に対する 300K における $K_{\beta}(H=0)$ の変化

$J_{\text{AFC}}(300\text{K})(\text{erg}/\text{cm}^2)$	0.5	1.0	1.5
$K_{\beta}(H=0)(300\text{K})$	82.3	116.5	135.5

表 6-6 より, J_{AFC} が 0.5, 1.0, 1.5 と増加するたびに, 300K における $K_{\beta}(H=0)$ が増加している.

$K_{\beta}(H=0)$ は $K_{\beta} = K_{\text{u2}} V_2 \left(1 + \frac{J_{\text{AFC}}}{2K_{\text{u2}} t_2} \right)^2$ で表わされることから, 明らかである. この結果をみると,

J_{AFC} を大きくすれば高い熱安定性を得られそうである. しかし, AFC を実現させるためには, 層間に Rh や Ru などの特殊な遷移金属を原子 2-3 個分挟む必要があり, 作製は難しい. また, 2-4 節でも示したようにフェロ磁性体における J_{AFC} には限度がある. したがって, AFC 二層膜の TAMR を考えるとき, 熱安定性を高めるためには, J_{AFC} を大きくする条件, 材料を探索する必要がある.

6-3-8 まとめ

6-3-5 節から 6-3-7 節の計算結果から得られた条件を以下にまとめる.

- 1 $T_{\text{c1}} < T_{\text{w}} < T_{\text{c2}}$, 且つ T_{c1} , T_{c2} は T_{w} に近い領域
- 2 M_{s} が大きな膜
- 3 J_{AFC} が大きな膜.

ただし, 上記の条件 2 は, 同じ Curie 温度下における条件である. そこで, 表 6-7 の条件を設定し, 計算をおこなった. 図 6-25 に K_{β} の温度変化を示す.

表 6-7 これまでの結果による計算条件

Curie Temperature T_{c1} (K)	450
Curie Temperature T_{c2} (K)	460
Thickness t_1 (nm)	1.75
Thickness t_2 (nm)	5.75
$M_{\text{s}}(300\text{K})(\text{emu}/\text{cm}^3)$	625
$J_{\text{AFC}}(\text{erg}/\text{cm}^2)$	1.5

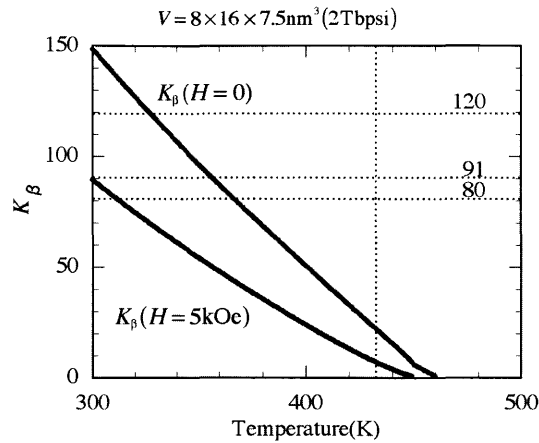


図 6-25 K_β の温度変化 (表 6-7 条件の AFC 二層膜)

図 6-25 より, 300K での $K_\beta(H=0)$ は 147 となり, 無磁界で 10 年間の記録保存の条件を満たすことができた. ここで, $H=5\text{kOe}$ における熱揺らぎ指標 K_β について, 書き込み後の冷却過程に対して必要な $K_\beta(H=5\text{kOe})=80$ と, 書き換えに対する隣接トラックの必要な $K_\beta(H=5\text{kOe})=91$ も示す. これを見ると, $K_\beta(H=5\text{kOe})$ が小さすぎて, 記録過程における情報の劣化を防ぐことはできず, この条件ではまだ TAMR 媒体としては不適であることがわかる.

そこで, 単層膜の時と同様に 300K における $K_\beta(H=5\text{kOe})$ を大きくすることを考える. 媒体の 2nd layer の Curie 温度を変化させて, T_{adj} を 350K に設定した媒体について, 計算を行なった. 図 6-26 に K_β の温度変化の様子を示す. 表 6-8 にこの二層膜のスペックを示す.

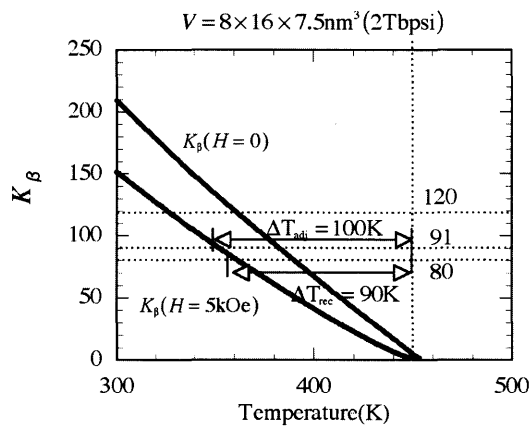


図 6-26 K_β の温度変化 ($T_{c2}=453.53\text{K}$)

表 6-8 フェロ磁性二層膜の TAMR 特性 ($T_{c2}=453.53\text{K}$)

T_w (K)	450
T_{c2} (K)	453.5
t (nm)	7.5 (1.75+5.75)
M_s (300K) (emu/cm^3)	625
K_{u1} (300K) ($10^6 \text{erg}/\text{cm}^3$)	4.12
K_{u2} (300K) ($10^6 \text{erg}/\text{cm}^3$)	8.98
K_β (300K) ($H=0$)	207.9
ΔT_{rec} (K)	90
$\partial T/\partial x$ (K/nm)	>6.9
$\partial T/\partial t$ (K/ns)	>235
(3.5inch, 7,200rpm)	
T_{adj} (K)	350

T_{adj} を 350K と仮定したとき、300K における $K_\beta(H=0)$ は 207.9、 $K_{u2}(300\text{K})$ は $8.98 \times 10^6 \text{erg}/\text{cm}^3$ となった。 ΔT_{rec} は 90 なので、 $\partial T/\partial t$ は単層膜の表 6-2 と変わらない。単層膜と同様に記録後の冷却過程における情報の安定性、および書き換えに対する隣接トラックの情報の安定性を考慮すると 300K における $K_\beta(H=0)$ は 207.9 必要であることになる。

次に、上記の条件の中で、 M_s だけを変化させて計算を行った。 $H_k(300\text{K})$ 、 $K_u(300\text{K})$ 、 $K_\beta(H=0)$ の M_s に対する変化を図 6-27 に示す。さらに、表 6-9 に各媒体のスペックを示す。

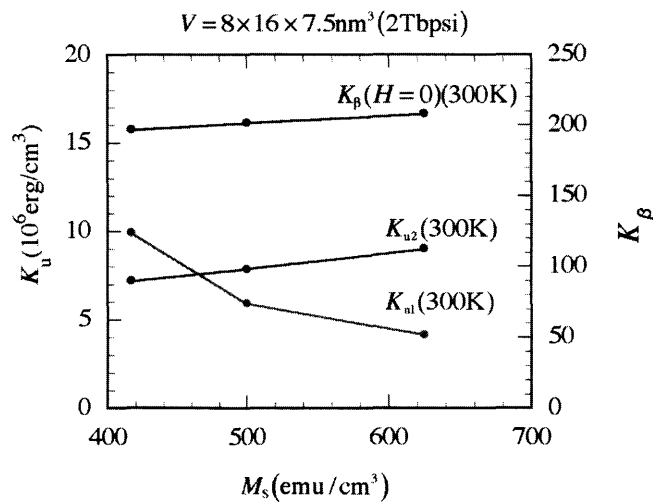


図 6-27 $H_k(300\text{K})$ 、 $K_u(300\text{K})$ 、 $K_\beta(H=0)$ の M_s に対する変化

表 6-9 M_s を変化させた AFC 二層膜の TAMR 特性

T_w (K)	450	450	450
T_c (K)	452.4	452.9	453.5
t (nm)	7.5 (0.75+6.75)	7.5 (1.25+6.25)	7.5 (1.75+5.75)
M_s (300K) (emu/cm ³)	417	500	625
K_{u1} (300K) (10 ⁶ erg/cm ³)	9.89	5.88	4.12
K_{u2} (300K) (10 ⁶ erg/cm ³)	7.17	7.83	8.98
K_β (300K) ($H=0$)	169	174	207.9
ΔT_{rec} (K)	90	90	90
$\partial T/\partial x$ (K/nm)	>6.9	>6.9	>6.9
$\partial T/\partial t$ (K/ns)	>235	>235	>235
(3.5inch, 7,200rpm)			
T_{adj} (K)	350	350	350

図 6-27, 表 6-8 から, 媒体の M_s が増加するごとに, K_{u2} (300K), K_β ($H=0$) は増加し, K_{u1} (300K) は減少する傾向にあることがわかる. 300K における M_s が 417 emu/cm³ と 625 emu/cm³ の場合を比べると, 同じ T_{adj} であるが, 各特性に差がある. 1st layer に注目すると, M_s が 417 emu/cm³ のとき, K_{u1} (300K) = 9.89×10^6 erg/cm³ と大きい. $J_{AFC} = M_{s1} t H_w$ より M_s と膜厚 t が小さくなると, J_{AFC} が決まっているので, H_w が大きくなる. 300K における磁化反転磁界を 500Oe に設定しているため, H_w が大きくなるたびに H_k , すなわち K_{u1} は大きくなってしまう.

次に 2nd layer に注目すると, M_s が 417 emu/cm³ のとき, K_{u2} (300K) = 7.17×10^6 erg/cm³ となった. こちらの層は 1st layer に比べると M_s に対して K_u の増減幅が小さい. これは, M_s が小さくなるたびに, 2nd layer の膜厚が大きくなるためである.

同じ T_{adj} を設定する場合, M_s は小さい方が, 必要な K_{u2} , K_β ($H=0$) を小さく抑えることができるが, 必要な K_{u1} は大きくなる. M_s を, 図 6-27 の K_{u1} と K_{u2} が交差するあたりの M_s よりも小さくすると, 必要な K_{u1} が単層膜のときよりも増大してしまうことになるので, M_s の設定値には注意が必要である. なお, 同じ Curie 温度下では, 6-3-6 節より M_s は大きな値のほうが, 熱安定性は良くなるという結果を得ている.

以上, 簡易な条件設定ではあるが, 単層膜よりもフェロ磁性 AFC 二層膜を使用することで, より小さな K_u で TAMR 媒体を実現できる可能性があることがわかった.

第7章 総括

デジタル放送、音楽のネット配信など、我々の生活を取り巻く環境が変わるにつれ、扱う情報量は今後も増加し続ける。そして、その情報を記録する磁気記録媒体の記録密度の高密度化、記録量の大容量化は必須である。

磁性微粒子の微細化による情報の熱揺らぎ問題によって、記録密度の向上にブレーキがかかっている。この問題を解決する方法として、熱アシスト磁気記録方式(TAMR)やビットパターンドメディア(BPM)が提案されている。TAMRは熱によって媒体の保磁力 H_c を下げて記録する方法で、高い磁気異方性 K_u を持つ媒体を使用できる。媒体の候補としては、Fe-Pt系のフェロ磁性媒体が有力視されている。しかし、TAMRでは、記録後の冷却過程における情報の安定性や、記録トラックに隣接するトラックの情報の安定性が問題になってくる。また、TAMRには温度に対して K_u や H_c の変化が急峻な媒体が適しているが、一般的な単層膜の K_u は温度に対してリニアに変化をする。そこで、単層膜にはみられない温度特性を持つ交換結合二層膜が提案されている。交換結合には磁気モーメント同士が平行に結合する強磁性交換結合(FC)と、反平行に結合する反強磁性交換結合(AFC)が存在し、原子のスピン-スピン間の交換相互作用に起因している。フェロ磁性体同士をAFCさせた媒体については、保磁力の増加が期待できる。しかし、フェロ磁性体でAFCを実現するためには磁性層の層間に、RhやRuといった特殊な遷移金属を原子2-3個分挟む必要があり、容易ではない。また、AFC二層膜で所望の磁気特性を得るには、二層を結合させている反強磁性交換結合エネルギー J_{AFC} の制御が不可欠となる。

そこで、本研究では、記録密度が2Tbit/inch²の一般的なフェロ磁性体のBPM媒体をTAMR方式で使用することを想定し、単純な分子場近似による計算によって、記録後の冷却過程における、記録ビットとその隣接トラックの熱的安定性を検討した。同時にフェリ磁性体であるTb-Fe-Co層間にRhを挟んだAFC二層膜を作製し、 J_{AFC} の制御を試みた。

1 Tb-Fe-Co層間にRhを挟み、AFC二層膜の作製を試みた。

Rh膜厚が9ÅのときにAFCとなった。Rh膜厚が1.0-6.0Åの間ではFCとなった。

Rh膜厚が約7.5-10.0Å前後で $2M_s t H_w$ のピーク値が得られると推測でき、実験結果より、 $2M_s t H_w$ の最大値は0.7erg/cm²程度である考えられる。

$|2M_s t H_w|$ について、FC二層膜では130℃以上で、熱処理温度が上昇するにつれて減少したのに対し、AFC二層膜では100℃以上になると減少した。

TAMRにAFC二層膜を用いるためには、 $|2M_s t H_w|$ の熱耐性を高めるための方法を模索する必要がある。

2 TAMR 方式において、冷却過程における記録トラックとその隣接トラックの熱安定性に着目し、分子場近似を用いたシミュレーションにより、最適な条件を探索した。

・フェロ磁性単層膜について

媒体の膜厚 t を厚くすると、必要な K_u を下げることができるが、記録特性に変化はない。

書き込み温度 T_w を上げると、記録書き込み後の冷却過程に対して磁化が安定となる温度 T_{rec} や書き換えに対する隣接トラックの磁化が安定となる温度 T_{adj} を上げることができるが、媒体に必要な冷却速度 $\partial T/\partial t$ が大きくなってしまう。

$\partial T/\partial t$ を小さくするには 300K における K_u がより大きな媒体を探索する必要がある。

・フェロ磁性 AFC 二層膜について

各層個別反転(図 6-2(b)参照)の場合の熱揺らぎ指標 $K_B = K_{u2} V_2 \left(1 - \frac{H - \frac{J_{AFC}}{M_2 t_2}}{H_{k2}} \right)^2$ と、 $H = 0$ のとき

の $K_B = K_{u2} V_2 \left(1 + \frac{J_{AFC}}{2K_{u2} t_2} \right)^2$ より、熱安定性を高めるためには、 J_{AFC} を大きくする必要がある。

AFC 二層膜は、適切な条件設定によって単層膜のときよりも必要な K_u を下げることができる。

・記録特性について

Field gradient 方式では、TAMR の本来の目的である、媒体の温度を上げて保磁力をヘッド磁界よりも下げることが難しいので、Thermal gradient 方式が好ましい。

周囲の温度変化(5°C~55°C)に対する必要な冷却速度 $\partial T/\partial t$ (3.5inch, 7,200 rpm のハードディスクドライブ)は、1300K/ns となり、非常に大きくなるため、何らかの温度補償が必要になる。

謝辞

本研究を遂行するにあたって、多大なる御配慮を賜りました、三重大学工学部 教授 工学博士 故 塩見 繁 先生に深く感謝いたします。

本研究を遂行，ならびに本論文の作成にあたり数々の御指導と御教示をいただきました，同学部准教授 工学博士 小林 正 先生に深く感謝いたします。

日常の研究および，実験を行なうにあたり，御協力とともに御助言をいただきました，同学部助教 工学博士 藤原 裕司 先生，同学 技術専門職員 前田 浩二 氏に深く感謝いたします。

最後になりましたが，共に実験に励んだ澤田章弘氏をはじめとする，ナノエレクトロニクス研究室在學生に深く感謝いたします。

参考文献

- 1) H.J.Richter: Density limits imposed by the microstructure of magnetic recording media, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (2008)
- 2) 渦巻拓也: 垂直磁気記録による高密度化, *FUJITSU*.56,4,p287(07,2005)
- 3) A.Kikitsu, T.Kai, T.Nagase, and J.Akiyama, *J.Appl.Phys.*,97,10P701(2005)
- 4) 喜々津, 甲斐, 永瀬, 秋山, : 熱アシスト磁気記録のための交換結合二層媒体, 信学技報 MR2005-52, pp.5-9, February 2006
- 5) 喜々津, 甲斐, 永瀬, 秋山, : 熱アシスト磁気記録用交換結合二層媒体, 信学技報 MR2004-64, pp.13-18, March 2005
- 6) Hiyama, Hayashi, Inagaki, Kobayashi, Fujiwara, Shiomi and Shiratori: "Interface Wall Energy and Exchange-Coupling Energy in Antiferromagnetic Exchange-Coupling", *The Papers of Technical Meeting on Magnetism, IEE Japan*, MAG-05-153, p135 (2005)
- 7) S.S.P.Parkin, *phys.Rev.Lett* 67,3598(1991)
- 8) 逢阪哲彌, 山崎陽太郎, 石原宏編集: 記録・メモリ材料ハンドブック, 朝倉書店 (2000), pp.178-179, p.184
- 9) 小林正: 名古屋大学博士論文(1985), p.23
- 10) 檜山菜月: 三重大学修士論文(2007), p.22
- 11) 林秀晃: 三重大学修士論文(2006), pp.24-25
- 12) 稲垣智広: 三重大学修士論文(2004), p.17
- 13) 小口武彦: 磁性体の統計理論, 裳華房(1970), pp.33-37
- 14) 庄野, 押木, : 熱アシスト磁気記録の現状と課題, *日本応用磁気学会誌*, vol.29, No 1, pp.6-7.(2005)
- 15) A.Inomata, B.R.Acharaya, E.N.Abarra, A.Ajan, D.Hasegawa and I.Okamoto, *J.Appl.Phys.*91, 7671(2002)
- 16) M.Desai, A.Misra, and W.D.Doyle, *IEEE TRANSACTION ON MAGNETICS*, vol.41, No.10, 3151, October 2005
- 17) 檜山菜月: 三重大学修士論文(2007), p.9

論文目録

- 1) 小林, 安田, 藤原: “熱アシスト磁気記録における記録プロセスの検討”, 電気学会 マグネティックス研究会 (2009) (予定)