

情報ストレージ高密度化および高速化  
のための  
薄膜磁気ヘッドに関する研究

大橋 啓之

2004年6月



# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 研究の背景	1
1.2 高密度記録の極限	2
1.2.1 情報の安定性と記録エネルギー	2
1.2.2 磁気記録における熱ゆらぎ	3
1.3 巨視的な磁気緩和現象	5
1.3.1 緩和現象論	5
1.3.2 活性化エネルギー	6
1.4 記録磁界の重要性	8
1.4.1 余効磁界	8
1.4.2 残留磁化の消失	9
1.4.3 記録ヘッド材料	11
1.5 高速記録の極限	14
1.5.1 記憶の速度ギャップ	14
1.5.2 三次記憶の応答速度	15
1.6 高速磁化応答	15
1.6.1 薄膜磁気ヘッド	15
1.6.2 磁化動特性の基本式	18
1.6.3 磁化回転と磁壁移動	20
1.6.4 渦電流による制動	21
1.7 本論文の概要	22
1.7.1 研究の目的	22
1.7.2 各章の概要	23
<b>第2章 磁極材料の開発</b>	<b>29</b>
2.1 Co-Fe-Ni に関する従来の研究	29
2.1.1 電気めっき磁極材料	29
2.2 Co-Fe-Ni めっき浴	30
2.2.1 結晶粒径の制御	30

2.2.2	無添加浴	31
2.2.3	結晶構造の影響	35
2.2.4	その他の要因	39
2.3	Co-Fe-Ni 記録ヘッド	41
2.3.1	記録ヘッド用 Co-Fe-Ni めっき	41
2.3.2	記録コアの構成	43
2.4	高保磁力媒体への記録	45
2.4.1	測定項目	45
2.4.2	タイプ II ヘッドによる予備検討	45
2.4.3	タイプ III およびタイプ IV ヘッド	47
2.4.4	磁化パターン観察結果	51
2.5	垂直磁気記録用ヘッド	51
2.5.1	垂直磁気記録用 Co-Fe-Ni 磁極	52
2.6	Co-Fe-Ni ヘッドの耐蝕性	55
2.6.1	孔蝕試験	55
2.6.2	高温・高湿試験	56
2.7	本章のまとめ	56
<b>第 3 章 記録の高速化</b>		<b>59</b>
3.1	ヘッド磁化動特性に関する従来の研究	59
3.1.1	薄膜磁気コア小型化の歴史	59
3.1.2	電磁界解析とその限界	60
3.1.3	閉路磁区がある場合の動特性理論	61
3.1.4	動的磁化過程観察	63
3.2	小型化による渦電流の低減	63
3.2.1	磁気コアの薄膜化	63
3.2.2	磁束の漏れの影響	66
3.2.3	超小型記録ヘッド素子	68
3.3	記録磁界立ち上がり時間	71
3.3.1	電磁界解析	71
3.3.2	記録速度の極限	74
3.3.3	極微小磁極による記録	75
3.4	磁化回転と磁壁移動の関係	77
3.4.1	インダクタンス周波数特性の吟味	77
3.4.2	磁壁移動の微視的な機構	78
3.5	磁化動特性の一般理論	80
3.5.1	部分的な磁化回転モデル	80

3.5.2	磁化動特性の一般式	81
3.6	閉路磁区の磁化動特性	81
3.6.1	磁化回転状態	82
3.6.2	磁壁移動後の磁区構造	82
3.6.3	90°磁壁の運動方程式	83
3.7	磁化変化の過渡状態	84
3.7.1	磁気モーメントの向きに関する仮定	85
3.7.2	磁荷体積密度によるエネルギー	85
3.7.3	二つの磁荷分布領域間の相互作用	86
3.7.4	さらに多数の磁荷分布領域間の相互作用	87
3.7.5	その他のエネルギー	88
3.7.6	カーリング長	88
3.7.7	磁化応答時間	91
3.8	薄膜磁気ヘッドの磁化動特性	91
3.8.1	磁壁移動に要する時間	91
3.8.2	磁化の周波数応答	92
3.8.3	磁化回転と磁壁の結合に関する考察	94
3.8.4	交換エネルギー	95
3.9	本章のまとめ	96
<b>第4章</b>	<b>Barkhausen ノイズ</b>	<b>101</b>
4.1	従来の研究	101
4.1.1	Barkhausen ジャンプ	101
4.1.2	薄膜磁気ヘッドの Barkhausen ノイズ	102
4.1.3	MR 素子の Barkhausen ノイズ	103
4.1.4	応力とパーマロイ素子磁区構造	104
4.2	組成と磁歪定数の関係	105
4.3	基板との熱膨張係数差の影響	106
4.3.1	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -TiC/熱処理実験	106
4.3.2	基板の熱膨張係数を変えた実験	111
4.4	高分子絶縁膜上の磁区	114
4.4.1	上部磁気コアの磁区構造変化	114
4.4.2	熱処理前後の磁区構造比較	114
4.4.3	加熱途中の磁区構造変化	118
4.4.4	フォトレジスト熱硬化条件の影響	119
4.5	チップ切断による磁区構造の変化	122
4.5.1	スライダ加工の影響	122

4.5.2	磁区変化機構	124
4.6	Barkhausen ノイズの機構	126
4.6.1	波形不安定性	127
4.6.2	磁化遷移の連鎖	128
4.6.3	熱による磁化状態の遷移	129
4.7	MR ヘッドにおける記録動作の影響	129
4.7.1	記録動作に起因する再生信号の不安定性	129
4.7.2	記録周波数の影響	130
4.8	本章のまとめ	131
<b>第 5 章</b>	<b>再生ヘッドのノイズ</b>	<b>137</b>
5.1	ヘッドノイズ	137
5.1.1	白色ノイズ	137
5.1.2	その他の再生ヘッドノイズ	137
5.2	TMR ヘッドの開発	138
5.2.1	TMR 接合	139
5.2.2	TMR ヘッド	140
5.3	TMR ヘッドの白色ノイズ	144
5.3.1	トンネル電流のノイズ特性	144
5.3.2	ヘッドノイズのセンス電流依存性	147
5.3.3	TMR ヘッドの再生信号	148
5.3.4	SN 比に関する考察	150
5.4	コンタクト記録のノイズ	152
5.4.1	ビット密度のスケーリング	152
5.4.2	TMR ヘッドのサーマルアスペリティ	152
5.4.3	TMR ヘッド抵抗の温度依存性	156
5.5	本章のまとめ	158
<b>第 6 章</b>	<b>結言</b>	<b>161</b>
6.1	本研究の成果	161
6.2	今後の展望	162
<b>付録 A</b>	<b>単位系</b>	<b>167</b>
A.1	磁気に関する式	167
A.1.1	磁化と磁気分極	167
A.1.2	磁気モーメント	168
A.1.3	ジャイロ磁気定数	169
A.2	その他の物理量と単位系	169

A.2.1	記録密度	169
A.2.2	その他	170
<b>付録 B</b>	<b>過渡状態のエネルギー計算</b>	<b>171</b>
B.1	静磁エネルギー	171
B.2	相互作用エネルギー	173



# 第 1 章 序論

## 1.1 研究の背景

インターネットに代表される情報ネットワークは、大量の情報をシステム内に使いやすい形で蓄えることにより、利用者がその情報を社会全体の記憶として活用し新たな価値を創り出す手段を与えている。システム内で情報を蓄える場所は、特定の情報を大量に保管して高速に提供するデータセンターから個人が持ち歩く小規模なファイルまで、幅広い範囲に冗長度を持って分散されている。このような記憶システムでは、すべての情報を電子技術として利用できるデジタルデータに変換して記録している。ハードディスク装置 (HDD: hard disk drive) を中心とした記憶装置は、近年大幅に記憶容量を増加させて極めて大量の情報を取り扱うことを可能にした [1, 2, 3, 4]。その結果、情報ネットワークが扱う情報は、初期における数字と文字だけのデータから、画像・音声、さらに動画までを含む幅広いものに変化して、人類の文化の多くを直接取り込むことができるようになった<sup>1</sup>。情報ネットワークがこれらのマルチメディアを扱いはじめたことにより、記憶装置にはさらに大幅の大容量化が要求されるようになった。このように、ハードウェアの大容量化と情報ネットワークシステムの進歩との間で相乗作用が起きていることが、近年における急速な記憶システム進化の原動力になっている。

記憶システムの進化は、単なる性能の進歩ではなく経済的にも優れた仕組みへの変化でなければならない。コンピュータはプログラム内臓方式をとることで大きく発達してきた。プログラム内臓方式では大量の情報を記憶する必要があるため、ハードウェアコストの半分近くが記憶部により占められている [6]。したがって、コンピュータシステムのコスト低減には記憶部のコストパフォーマンス向上が鍵となる。そのためには、高速な記憶装置 (memory) と安価で大容量の記録装置 (recorder) の適切な組み合わせが有効なことが知られている [7]。この考えに基づき、現在

---

<sup>1</sup> 2001 年出荷 HDD の推定総記憶容量は  $4.6 \times 10^{18}$  Bytes、磁気テープが  $4.5 \times 10^{18}$  Bytes である [5]。これは 10 億人 ( $10^9$  人) が年間平均 10 GBytes ( $10^{10}$  Bytes) の情報を新たに記録できる能力に相当する。この記憶容量は年率約 2 倍で増加している。

のコンピュータシステムは、速度と価格の異なるデバイスを組み合わせて記憶部に階層を持たせている。記憶階層には大きく分けて、CPU との間で情報の授受を行う内部記憶(一次記憶)と、大量の情報を保持し内部記憶との間でデータの授受を行う外部記憶(二次記憶)がある。これは、人間の脳における短期記憶と長期記憶 [8, 9] に対応する。

さらに、光ディスクや光磁気(MO)ディスク [1, 10]、あるいは磁気テープやリムーバブル磁気ディスク [2, 4] などが、長い歴史を持つ紙に代わるデータ保管用のアーカイバルファイル(三次記憶)として導入されている<sup>2</sup>。三次記憶の媒体には電子技術との親和性に加えてデータの長期的な寿命が要求される。文化そのものを長く伝えるという意味で、三次記憶は生物におけるDNAに対応すると言える。

現時点、すなわち21世紀初頭の記憶システムにおいては、これらの外部記憶装置と半導体メモリとを一体化した各種記憶デバイスが複数の記憶階層で急速な発達を見せている。このような記憶デバイスの高密度化および高速化を追求しその極限について考察することは、情報化社会の将来を予測する上で重要な役割を果たすと考えられる。

## 1.2 高密度記録の極限

磁気記録は Poulsen による発明から100年を数えた [4]。しかしHDDを中心としたその技術進歩は近年さらにめざましいものとなっている。ここでは、磁気記録密度の極限について熱ゆらぎの観点から考察する [12]。

### 1.2.1 情報の安定性と記録エネルギー

データの寿命は、使われるコンピュータシステムの寿命以上に長いことが望まれる。人類の文化を記憶システムに残すために、記録媒体に蓄えられる記録データに対しては $10^4$ 年以上の寿命保証が期待される。しかし、記憶・記録技術の進歩から見て、記録媒体そのものの寿命を延ばすよりは、記憶システムあるいはその構成要素である記憶デバイスの世代が変わる毎に情報のみを移し替えていく方が現実的だと考えられる。したがって二次記憶および三次記憶では、保存されたデータが100年程度まで安定に保たれるならば実用上は十分だと言える。

---

<sup>2</sup> リムーバブル記憶装置については、コンピュータシステムの側から見た場合にはモデムやキーボードと同様にデータの入出力装置という意味合いも強いいため、三次記憶を入出力部に分類する場合もある [11]。しかし、本論文では記憶システムという観点からこれらもすべて記憶部として扱う。

記録されたデータを消失させる機構として熱ゆらぎを考えた場合、記録状態を変化させるのに必要なエネルギーは、 $k_B$  を Boltzmann 定数、 $T$  を絶対温度として、熱エネルギー  $k_B T$  より大きな値である必要がある。DNA など分子レベルのデータ転写は、きわめて小さいサイズの情報量を  $20k_B T$  [13] から  $100k_B T$  [14] 程度のエネルギーを使って 1 ms 程度の化学プロセスで実行するシステムである。記録に時間をかけることができれば十分なエネルギーを投入できるため、このような分子システムは極めて高い記憶密度が得られる可能性がある。しかし、現時点ではエレクトロニクスとの相性が悪いため実用化は検討されていない。

エレクトロニクスでは、記録に電荷  $-e$  の電子  $n$  個が一体で動作するような非線形素子を用いるならば、デバイス動作に必要な電圧は少なくとも  $k_B T/ne$  以上となる [15]。同様に、スピンを用いた場合には、磁気モーメント  $m$  を記録の単位とすると記録に必要な最小磁界は  $k_B T/m$  の程度になる。磁気モーメント  $m$  は磁化  $M$  と体積  $V$  の積なので、記録体積が小さくなると記録磁界を強くする必要があることがわかる。このように、記録密度が高いほど記録に必要なエネルギーが大きくなって、デバイスを物理的に実現することが困難になるという問題が出てくる。

### 1.2.2 磁気記録における熱ゆらぎ

熱ゆらぎによる記録媒体の磁化変化の影響については、磁性粉塗布型磁気テープにおける Luborsky らの研究 [16] や光磁気材料における著者らの研究 [17, 18] が先駆的なものであるが、磁気記録密度の原理的な極限に関連づけてこの現象に強い注意を喚起したのは Sharrock [19, 20] および Charap ら [21] である。磁気記録の再生信号を大きくするには磁化の大きな媒体が必要である。そのような媒体は、反磁界が大きいため磁気モーメントが反転しやすくなっており熱ゆらぎの影響を受けやすい。

初期の HDD には塗布型の記録媒体が用いられていた。これは酸化鉄の微粒子を高分子バインダー中に分散させた塗料をディスク基板の上に塗布し焼結したもので、当時の録音用磁気テープと同様の製造方法であった。デジタル方式の磁気記録では最小磁化反転間隔は記録媒体の磁性層厚みにほぼ比例するので、ビット密度を高くするには磁性層を薄くする必要がある。1980 年代の後半に記録密度が  $20 \text{ Mbits/inch}^2$  を越えて磁化反転間隔が  $1 \mu\text{m}$  以下になると、記録媒体の厚さを塗布型では実現困難な  $100 \text{ nm}$  程度に薄くする必要が生じた。

薄膜記録材料として、高い磁気異方性を持つ Co 系の金属薄膜が検討された。金属薄膜媒体は残留磁化が大きいため、再生信号強度を保ったまま

媒体を大幅に薄くすることが可能であった。しかし、薄膜媒体に記録を行うと磁化反転部で不規則なジグザグ状の磁壁を生じて大きな媒体ノイズが発生する。このノイズを減らすため、実用化された薄膜媒体では非磁性層が結晶粒間に入り込むような組成および製造方法がとられ、その結果記録媒体は単磁区粒子の集合体に近い磁化特性を持つようになった。

記録密度がさらに高く  $10 \text{ Gbits/inch}^2$  を越えるようになると、媒体に記録される磁化反転間隔は  $0.1 \mu\text{m}$  以下になり、これに対応して磁性層の膜厚は  $10 \text{ nm}$  程度まで小さくなった。このように高密度記録用の非常に薄い記録媒体では結晶粒の体積も小さくなり、図 1.1 に示すように室温付近においても磁気モーメントの向きが熱ゆらぎの影響を受けるようになる。すなわち、結晶粒ごとに熱エネルギー  $k_B T$  が分配されるため、粒子の体積が小さくなると磁化容易方向からの磁気モーメントのゆらぎが大きくなる。特に面内方向の磁化を用いる長手方向の磁気記録では、磁化反転部に近い粒子ほど反磁界の影響で磁化反転を起こしやすい。

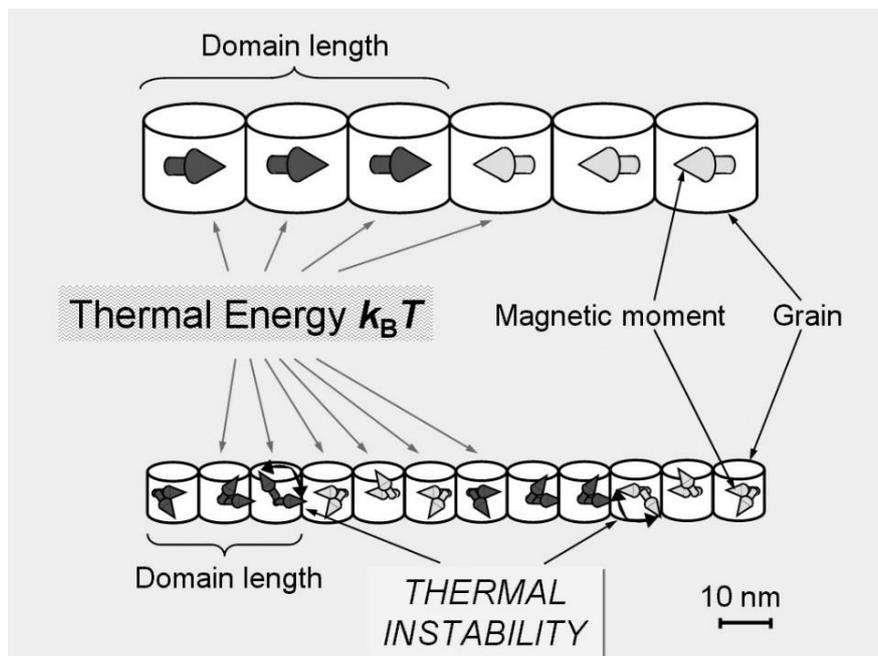


図 1.1: 熱ゆらぎによる記録磁化変化の模式図

## 1.3 巨視的な磁気緩和現象

### 1.3.1 緩和現象論

**弾性余効と誘電余効** 一般に、物理量  $X$  の余効は外力に対する応答の時間遅れとして記述される。Maxwell (1868) は機械的な応力緩和の記述に緩和時間という概念を導入した。緩和時間  $\tau$  は物理量の変化速度がその平衡値  $X_0$  との差に比例する場合の比例係数の逆数と定義され  $dX/dt = (X_0 - X)/\tau$  と書くことができる。機械的な緩和現象は、その後、Kelvin (1875)、Boltzmann (1876)、Voigt (1890) らにより弾性余効と呼ばれる緩和現象論として発展させられた [22]。緩和現象論は、さらに Wagner (1913)、Debye (1929) により誘電体の電気分極の印加電界に対する遅れである誘電余効の記述に対しても適用された [23]。

**磁気余効** 強磁性体には渦電流損失よりもさらに長いタイムスケールでの磁化の緩和現象が存在する。この現象は磁気余効と呼ばれ、磁気ヒステリシスを発見した Ewing により、1880 年代に最初に報告された [24]。余効とヒステリシスは、どちらも強磁性体の準安定状態が生み出す現象であり互いに密接に結びついている。

磁化  $M$  の変化量が少なく線型近似できる場合には、磁気余効に対しても応力緩和と同じ表現ができる。すなわち、巨視的な磁化の変化速度は平衡状態の磁化  $M_0$  を用いて次のように書かれる:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_0 - M}{\tau} \quad (1.1)$$

磁気余効の緩和時間  $\tau$  は通常ある幅をもって分布する。これは場所により  $\tau$  が変化することに対応する。磁化が反転する確率密度が緩和時間の対数  $\log \tau$  についてある狭い範囲で一定の値を持つ磁気余効を、最初の研究者にちなんで Richter 型と呼ぶ [25]。この型の余効の温度依存性及び周波数依存性は大きい。一方、温度や周波数に関する依存性の小さい磁気余効は Jordan 型と呼ばれる。この型の余効は、磁気記録の安定性 [26]、永久磁石の残留磁化 [27] 古地磁気 [28] など幅広い分野で現れ、次式で記述される:

$$M(t) = M_1 + \chi S_v \log t \quad (1.2)$$

ここに、 $M_1$  は時間  $t = 1$  の時の磁化、 $\chi \equiv \partial M / \partial H$  は(不可逆)磁化率、 $S_v$  は余効定数と呼ばれる定数である。Street と Wooley [27] は、緩和時間の対数  $\log \tau$  の代わりに活性化エネルギーを分布させて、Jordan 型の磁気余効を記述した。

### 1.3.2 活性化エネルギー

**磁化反転の活性化エネルギー** 一軸磁気異方性エネルギー定数  $K_u$ 、飽和磁化  $M_s$  を持つ単磁区粒子について考える。磁界  $H$  を磁化容易軸上で磁化と反対方向に印加することで、磁化の向きが反転する場合を考える。この時の粒子の自由エネルギー密度  $E$  は、反応座標として磁化と磁界のなす角  $\theta$  をとった次式により表される：

$$E = -K_u \cos^2 \theta - \mu_0 M_s H \cos \theta \quad (1.3)$$

ここに  $\mu_0$  は真空中の透磁率である<sup>3</sup>。

ここで粒子の体積を  $V$  とすると、磁気モーメントが越えるべきエネルギー障壁  $U_a$  は、次式で表される [29]：

$$U_a = \frac{V(2K_u - \mu_0 M_s H)^2}{4K_u} \quad (1.4)$$

ここに、 $H$  は粒子に加わる実効磁界を表す。 $H$  により低められたエネルギー障壁を活性化エネルギーと考えると、緩和時間は次式で表される：

$$\frac{1}{\tau} = \nu_0 \exp\left(-\frac{V(2K_u - \mu_0 M_s H)^2}{4K_u k_B T}\right) \quad (1.5)$$

ここに、 $\nu_0$  は磁気余効の振動数因子で  $\nu_0 = 10^8 - 10^{12} \text{ s}^{-1}$  と見積もられている [30]。磁気余効における活性化エネルギー概念を明確化するためには振動数因子の理論的意味づけが必要である<sup>4</sup>。

磁気モーメントに加わる実効磁界がスイッチング磁界(保磁力に対応)

$$H_c = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \quad (1.6)$$

<sup>3</sup> 本論文は SI 単位系 ( $EB$  対応の MKSA 単位系) に基づいて記述するので、 $H$  の代わりに 磁束密度  $B$  を用いると  $\mu_0 M_s H$  は  $M_s B$  と書かれて見やすくなるが、磁気応用の分野では保磁力や異方性磁界など 磁界  $H$  の概念が広く使われているので、混乱を避けるため基本的には  $B$  は使わない。その代わりに、必要と思われる箇所では飽和磁気分極  $J_s \equiv \mu_0 M_s$  を用いて記述した。 $J$  は  $B$  と同じ単位 [T: tesla] を持つ(付録 A 参照)。

<sup>4</sup> 活性化エネルギーの概念は、化学反応速度の温度依存性記述のために Arrhenius (1889) により導入された [31]。活性化という名称は、活性化された「分子」だけが反応に関わるという Arrhenius の仮説に由来する。現在この「分子」は活性錯合体と呼ばれ、活性化エネルギーには反応経路に沿ってのポテンシャル障壁という意味付けがなされている。化学反応速度論 [32] によれば分配関数を求めれば振動数因子の計算が可能で、余計な補正係数なしに理論と実験の定量的な比較ができる。しかし、活性化エネルギーの概念を化学反応(素反応)以外の分野に適用する場合は、その意味を厳密に検討しないと単なる実験定数になる。例えば、複数のポテンシャルの山を乗り越えて反応が進む場合や、ある反応が別の反応に影響を及ぼしてポテンシャルの形状を変える場合には、これを単純な一つの活性化エネルギーで記述することはできない。Street と Wooley の (1.3) 式は素反応と呼べる十分単純なプロセスである。

と同じである時に  $\tau = 10^{-8} - 10^{-12}$  s となる。ただし、この時反転した磁気モーメントが元に戻る確率も同じだけ存在する。

**粒子の体積と緩和時間** 緩和時間は粒子の体積の影響を強く受ける。例えば、Co 微粒子の場合について、式 (1.5) で  $H=0$  とした時の式

$$\frac{1}{\tau} = \nu_0 \exp\left(-\frac{VK_u}{k_B T}\right) \quad (1.7)$$

を用いて計算すると表 1.1 の結果が得られる。この結果から、Co の微粒子を記録媒体に用いた場合、粒子の体積が  $(8 \text{ nm})^3$  ならば室温 (300 K) で熱ゆらぎによる磁化反転には 5 万年以上かかるが、体積が  $(6 \text{ nm})^3$  ならば 1 秒以下で反転することがわかる。

表 1.1: Co 微粒子の体積と緩和時間  $\tau$  の関係  $K_u = 4 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ ,  $T = 300 \text{ K}$  として、 $\nu_0$  が  $10^9 \text{ s}^{-1}$  の場合と  $10^{10} \text{ s}^{-1}$  の場合について示した。

体積	$K_u V / k_B T$	$\tau$ ( $\nu_0 = 10^9$ )	$\tau$ ( $\nu_0 = 10^{10}$ )
$(8 \text{ nm})^3$	49.5	96600 年	9660 年
$(7 \text{ nm})^3$	33.1	68.6 時間	6.86 時間
$(6 \text{ nm})^3$	20.9	1.16 秒	0.116 秒

(1.7) 式のカッコの中は磁気異方性エネルギー(分子)と熱エネルギー(分母)の比である。この比が 50 以上ならば十分な熱ゆらぎ耐性があると言える。磁性微粒子の集合体からなる記録媒体の場合、通常は粒径に分布があるため、体積の小さい粒子が存在するとそこから熱ゆらぎによる磁気モーメントの反転が始まる。

**軟磁性体における熱ゆらぎ** 磁気ヘッドなどに用いる磁気異方性の弱い軟磁性体では、より大きな体積でも熱ゆらぎの影響が現れる。HDD における再生用ヘッドや固体メモリーデバイスとして開発されている MRAM (magnetic random access memory) において、磁界検知部分である軟磁性体の体積が小さくなると、そのような熱ゆらぎにより軟磁性体の磁気モーメントが回転ブラウン運動を起こしてノイズが発生する。たとえば、磁気異方性エネルギーが Co の  $1/2000$  程度 ( $K_u = 200 \text{ J/m}^3$ ) の Ni-Fe を膜厚 5 nm、幅と高さ 100 nm で体積  $5 \times 10^4 \text{ nm}^3 \approx (37 \text{ nm})^3$  にパターンニングした場合、表 1.1 に示す Co の体積に直すと  $(3 \text{ nm})^3$  程度の超微粒子に相当する不安定な磁化になる。

## 1.4 記録磁界の重要性

### 1.4.1 余効磁界

**Néel の仮想磁界** Jordan 型の磁気余効の式 (1.2) は変化分を表す次の型に書き換えられる:

$$\Delta M = \chi S_v \Delta \log t \quad (1.8)$$

右辺の  $S_v \Delta \log t$  は形式的には磁界と同じ働きをしていることから、Néel [33] はこれを 仮想的な磁界 (*champ fictif*)  $\Delta H_f$  として扱うことを提案した。この仮想的な磁界は余効磁界とも呼ばれる。余効磁界の概念を用いると、実効磁界  $H_e$  は 印加磁界  $H_a$ 、反磁界  $H_d$  および  $\Delta H_f$  を用いて次のように表される:

$$H_e = H_a + H_d + \Delta H_f \quad (1.9)$$

ただし、従来、式 (1.8) は  $M$  が  $\log t$  に対して直線的に変化することを表すと考えられてきた。また、 $t \rightarrow 0$  あるいは  $t \rightarrow \infty$  では  $M$  が  $\pm M_s$  を越えてしまうため、この式が成立する範囲は限定されたものだと考えられてきた。

**余効磁界概念の拡張** これに対し著者は、以前 [18]、磁化反転領域が小さな磁化反転核から時間経過につれ広がるというモデルを考えて Néel の理論を拡張し、次の関係式を得た<sup>5</sup> :

$$\frac{dM}{d \log t} = S_v \chi(M) \quad (1.10)$$

ここに、 $\chi(M) = (\partial M / \partial H)_t$  は磁界印加後の時間  $t$  における微分磁化率、 $S_v$  は余効定数である。

$\chi$  が  $M$  の変数であると考えると、(1.9) 式は従来考えられてきたよりも幅広い時間範囲で成り立ち、余効磁界の概念は、印加磁界を横軸に磁化を縦軸にプロットして得られたヒステリシス曲線が時間とともに横軸方向にずれていくことを意味することになる。例として、この考えに従い光磁気記録材料であるアモルファス  $Tb_{22}Fb_{78}$  薄膜の膜面に垂直な磁化成分の変化を  $M$ - $H$  曲線の形で表したものを図 1.2 に示す。

<sup>5</sup> この結果は、Jordan 型磁気余効とほぼ同じ形式だが 解釈の仕方には大きな違いがある。それは、 $\chi$  を定数ではなく  $M$  の関数と考えている点である。この考えに従えば、磁化が飽和に近付くと、本来の磁化率  $\partial M / \partial H_a$  がゼロに近付くのと同様に余効磁界に対する磁化率  $\partial M / \partial H_f$  もゼロに近付く。その結果、 $M$  は  $\pm M_s$  の範囲を越えることができなくなる。式 (1.8) の適用範囲を、従来のように  $\Delta M$  が  $\log t$  に比例するような範囲に限定しておく必要もない。このように、 $\Delta M$  の  $\log t$  に対する依存性を直線関係にないところまで適用することで Néel [33] の提案した仮想磁界  $\Delta H_f$  の概念を自然に拡張することができる。

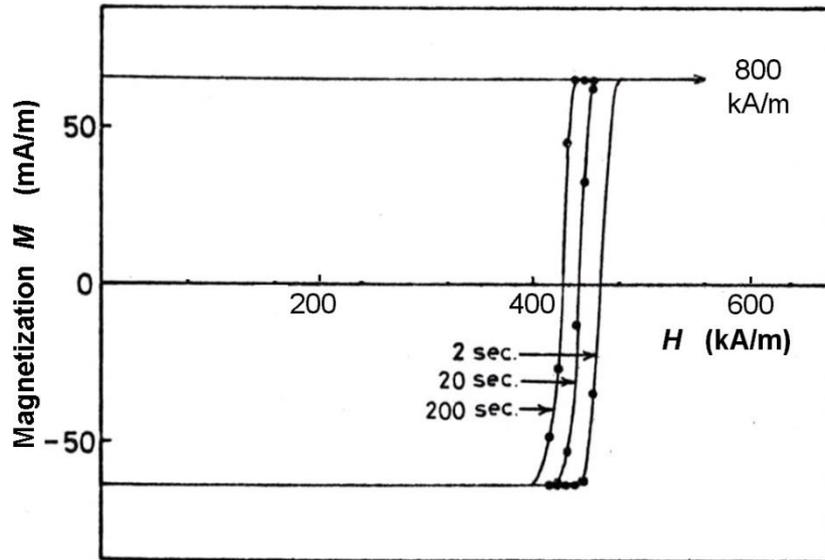


図 1.2: 磁化のヒステリシス曲線の移動として表した磁気余効 [18]

この図はパラメータとして磁界印加後の経過時間をとっている。磁化のヒステリシス曲線は経過時間の対数にほぼ比例して細くなり、その結果見かけ上の保磁力は時間経過につれて低下する。このようにヒステリシス曲線全体が横方向に細くなっていく現象は、磁化率  $\chi$  が  $M$  の関数であることを考慮に入れると、印加磁界の変化による磁区構造変化の進み方と熱ゆらぎによる磁区構造変化の進み方が同じである、という仮定を設けていることに相当する。

#### 1.4.2 残留磁化の消失

図 1.2 のように十分保磁力が大きく角型性が良い場合には磁化が熱ゆらぎで変化することはほとんどないと考えられる。しかし、保磁力が小さい場合は熱ゆらぎ磁気余効による残留磁化の変化が現れる。例として、著者が調べたアモルファス  $Tb_{22}Fe_{78}$  薄膜 [17] の測定結果を図 1.3 に示す。この試料の残留磁化の変化を観察した結果を図 1.4 に示す。外部磁界により磁化を飽和させた後 Kerr 効果で磁区構造を観察した。磁化反転部がヒビが入るように広がる様子がみえる。このように保磁力が小さいと残留磁化が不安定であり、記録媒体には適していないことがわかる。

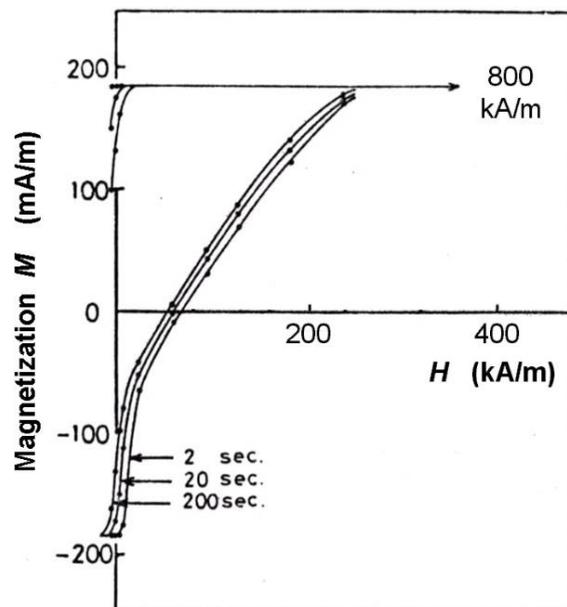


図1.3: 磁気余効による残留磁化の減少 [17]。

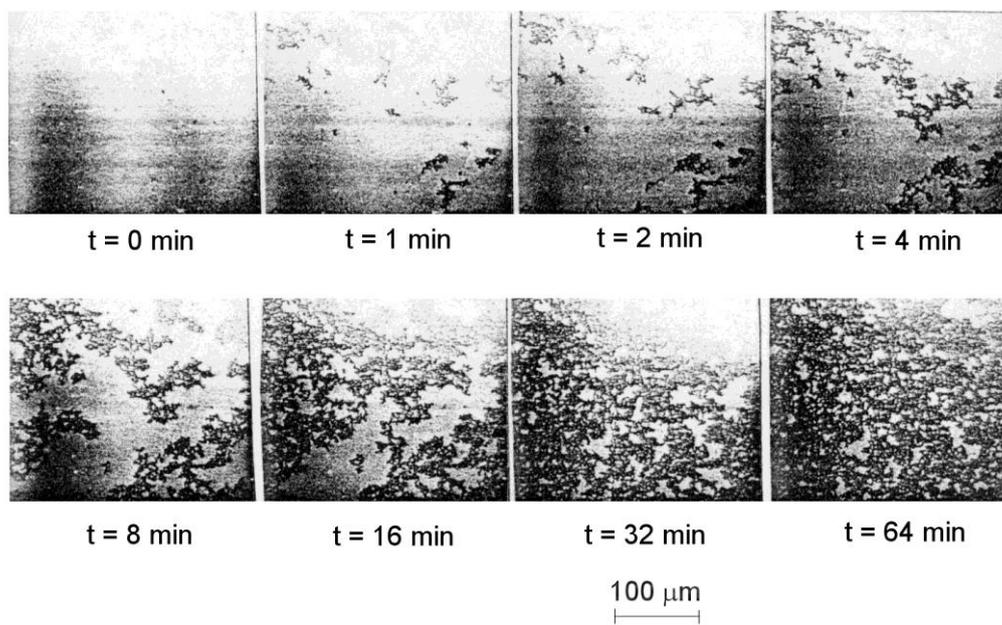


図1.4: 磁区構造の変化として観察した残留磁化の減少 [17]。

### 1.4.3 記録ヘッド材料

**記録能力** 熱ゆらぎに強い高密度磁気記録を実現するには、高い磁気異方性を持つ高保磁力媒体への記録が必要となってくる。そのためには強い記録磁界を発生する磁気ヘッドが必要となる。さらに、図 1.2 の結果から、磁化反転を急速に行うほど実効的な保磁力が大きくなることがわかる。このような高速化による保磁力の上昇分を動的保磁力と呼ぶ。記録磁界の立ち上がり時間 1 ns 程度の高速記録では、動的保磁力も考慮に入れた十分強い書き込み磁界を発生する記録ヘッドが必要となる。そのためには、磁気ヘッドの記録コアには可能な限り高い飽和磁気分極  $J_s (= \mu_0 M_s)$  を持つ材料が必要となる。

記録/再生速度はヘッド-媒体相対速度とビット密度(ディスク回転方向)との積で決まる。しかし、相対速度を上げると騒音や消費電力が増大するとともにヘッドの低浮上化が困難になることから、記録高速化は主にビット密度を上げる方向で進められている。したがって、熱ゆらぎに強い媒体の導入およびデータ転送高速化のどちらの観点からも、記録コアの磁極には高い  $J_s$  を持つ材料が必要である。

コア材料にはさらに低い保磁力とそれに伴う高い透磁率を持つ軟磁性であること、磁歪が小さいこと、耐蝕性に優れること、低コストで製造できることも要求される。磁歪は磁化の方向に結晶が歪む現象で、歪みの飽和値を磁歪定数と呼ぶ。磁気デバイスでは磁歪の逆効果が重要になる場合が多い。これは外部からの応力により誘起される磁気異方性の一種で、磁歪定数が大きい材料はこの逆効果により加工変質層が現れて軟磁性が劣化する。

**磁気ヘッドコアと金属強磁性材料** 高速の記録再生を行うため、初期の HDD 用ヘッドには電気抵抗率が高い Ni-Zn フェライトが用いられた。フェライトは反対方向を向くスピンを含むフェリ磁性体であり、 $J_s$  が低く 0.4 T 以下であるという問題があった。その後、薄膜技術で渦電流の影響を減らすことにより、図 1.5 に示すように、より高い  $J_s$  を持つ金属強磁性材料がヘッドのコア材料に導入された。

室温で強磁性になる Fe、Co、Ni を含む合金の 1 原子あたりの飽和磁気モーメントは 1 原子あたりの平均電子数に対して図 1.6 に示すような規則性を示す。この関係を Slater-Pauling 曲線と呼ぶ。単体金属で最も高い  $J_s$  を持つのは Fe で、室温では 2.2 T (22 kG) 程度の値をとる。Co を添加すると  $J_s$  はさらに増加して、Fe<sub>65</sub>Co<sub>35</sub> 近辺の組成で極大値 2.45 T に達する。これが、金属を溶融して得られる通常の合金としては現時点

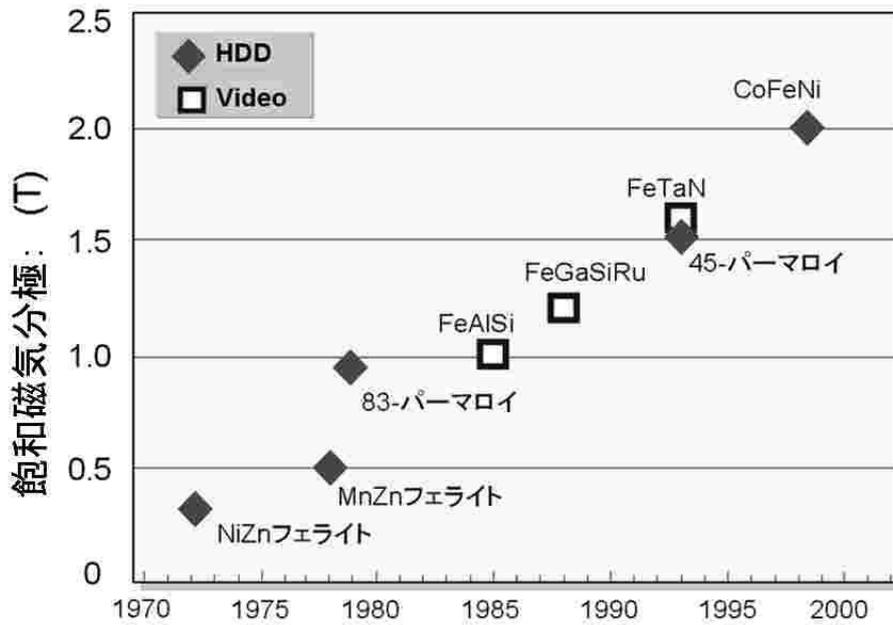


図 1.5: 磁気ヘッドコア材料の進歩 1979年のパーマロイ薄膜以降金属強磁性材料が使われるようになり Co-Fe-Ni では  $J_s = 2.0$  T に達した。

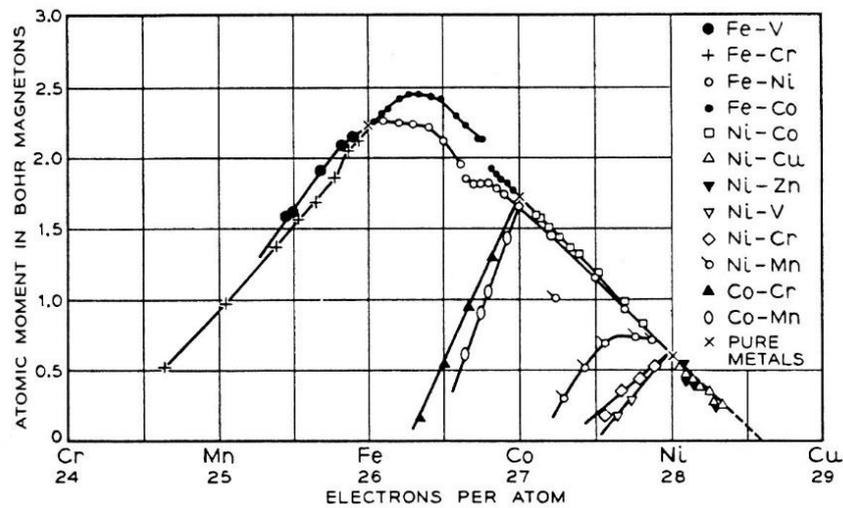


図 1.6: Slater-Pauling 曲線 Bozorth [34] による。横軸は1原子あたりの平均電子数、縦軸は1原子あたりの磁気モーメントを示す。Bohr 磁子単位から飽和磁気分極  $J_s$  への換算は付録 A.1.1 参照。

で最大の値である。そのような高い  $J_s$  が得られるのは、Co を添加することで Fe の磁気モーメントが増加するためである。さらに Co を増やすと Fe の磁気モーメント増加が止まって  $J_s$  が低下し、Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub> では  $J_s$  は 1.9 T 程度まで下がる。

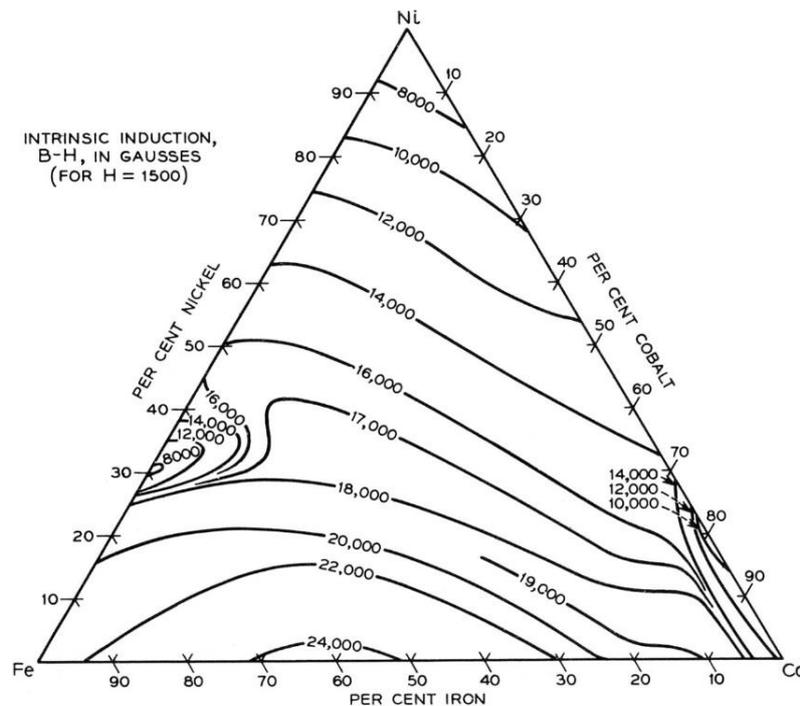


図 1.7: Co-Fe-Ni の飽和磁気分極 Bozorth [34]による。

Co-Fe に Ni を添加すると、図 1.7 に示すように、Ni 含有量が増えるにつれて  $J_s$  の値は低下する。しかし、結晶磁気異方性が弱くなることにより保磁力  $H_c$  が下がる。また、耐蝕性も向上する。図 1.8 に Co-Fe-Ni 合金の保磁力  $H_c$  の値を示す。 $H_c$  が低い領域は、三元合金図の外周部の二元合金に近い所に限られる。Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> 付近は結晶磁気異方性が小さいために低  $H_c$  が得られる。Ni<sub>50</sub>Fe<sub>50</sub> 付近は bcc と fcc の混相になっており結晶粒が小さくなりやすいため結晶磁気異方性が平均化されて低い  $H_c$  が得られる。これら優れた軟磁気特性が得られる Ni-Fe 合金はパーマロイと呼ばれ代表的な磁気コア材料になっている。また、Fe-Co 合金の Fe<sub>50</sub>Co<sub>50</sub> 付近でも結晶磁気異方性が小さくなり低保磁力が得られる。これらの中で、Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> 付近以外は磁歪定数が比較的大きいので応力による軟磁気特性の悪化および磁化変化による歪みの発生などの問題がある。そのために、磁気ヘッドコア材料として用いるには問題があった。

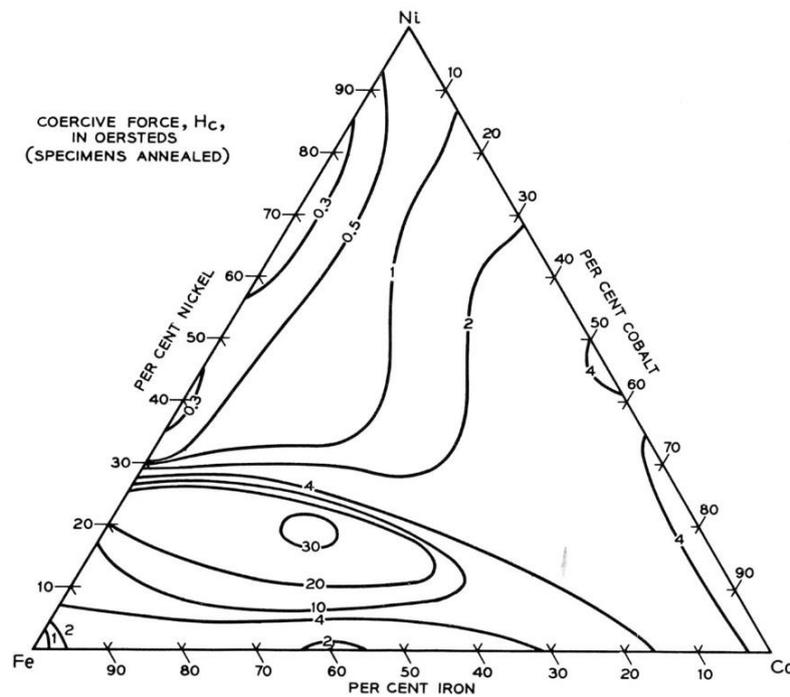


図1.8: Co-Fe-Niの保磁力 Bozorth [34] による。

## 1.5 高速記録の極限

### 1.5.1 記憶の速度ギャップ

使いやすい情報ネットワークシステムを実現するためには、記憶装置の応答を高速化することが要求される。特に、二次記憶にはできる限り内部記憶に近いアクセス時間が要求される。回転するディスクを用いた外部記憶装置の応答時間は  $10^{-3}$  秒から  $10^{-2}$  秒台であり、半導体メモリとの速度ギャップは 5 桁から 6 桁ある [11]。記憶システムの構成が現在と大きく変わらない限り、二次記憶の応答速度に対する要求は CPU の処理能力にほぼ比例して増加する。

二次記憶装置に対する高速化の要求に応えるために、よく使うデータを一次記憶にファイル・キャッシュとして置くことなどでデータへのアクセス速度を上げることが行われている。複数の HDD を組み合わせて用いるディスクアレイでもアクセス速度を上げることができる。

一方、データ転送速度については単体 HDD の速度向上が有効である。HDD の最大転送速度はヘッド素子を直列に含む再生および記録回路の帯域幅で決まる。特に近年では記録ヘッドのインダクタンスおよびコア損失に基づく記録磁界立ち上がり時間がネックになっている。

### 1.5.2 三次記憶の応答速度

情報ネットワークシステムにおける三次記憶を自分の頭脳の延長として自在に使えるようにするには、記憶装置は思考を妨げないレベルの短時間で応答することが好ましい。認知心理学の実験によると、人間が視覚により文字を認知し判断するのに要する時間は、与えられた文字の意味を判断する場合で  $10^{-1}$  秒程度を要する [9]。また、人が記憶をたどるのに要する時間、すなわち長期記憶からの情報検索時間は、それより若干長い数  $10^{-1}$  秒から 2 秒程度だとされる。したがって、ファイル記憶装置を用いて情報を参照しながら判断を行う時、装置の応答時間は  $10^{-1}$  秒以下であることが好ましい。

人間は情報の大部分を視覚から得ている。人の視神経は約 100 万本あり、その各々が独立に  $10^3$  bits/s の速度で情報を送ることができる [35]。したがって、視神経全体では 1 Gbits/s の情報伝送能力があるが、記憶デバイスにはデータの種類により最大でその 10 倍程度の能力が必要になると考えられる。正負の反転ごとに 1 bit を割り当てることで 1 サイクルに最大 2 bits まで対応させられる<sup>6</sup>ことから、当面のファイル記憶装置用磁気デバイスの動作周波数目標値は 500 MHz から 5 GHz 程度と考えるのも良いと思われる。

## 1.6 高速磁化応答

### 1.6.1 薄膜磁気ヘッド

データ転送の高速化を妨げる大きな要因として、再生ヘッド回路のインピーダンス周波数特性に基づくもの、および記録ヘッドの周波数応答特性に基づくものがある。1970 年代末に実用化された薄膜磁気ヘッドは、厚さ 3–4  $\mu\text{m}$  程度の  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  膜を用いることで数 mm 角のフェライトよりも大幅にインピーダンスを下げた。その結果、10 MHz 以上まで高い

<sup>6</sup> HDD 等の情報伝送路に二値のデジタルデータを符号化して乗せる場合、符号間の干渉がない最大のデータ速度は帯域幅  $B$  の 1 周期あたり 2 bits になる。これを Nyquist 速度と呼ぶ。伝送路の平均ノイズ電力を  $N$ 、平均信号電力を  $S$  とすると、最大データ速度は次式で与えられる Shannon 容量を超えることはできない: [36, 37]

$$C = B \log_2(1 + S/N) \quad (1.11)$$

HDD のような帯域幅制限通信路の場合、データ速度を Shannon 容量に近づけるにはデジタル化する水準を増やして三値以上にすることが有効であることが知られている [38]。可能な多値化の度合いは SN 比に依存する。

磁束効率を保つことができた。

図 1.9 はセラミックウェハ上に複数の素子が形成された状態の写真である。このウェハを切断し、研磨することで図 1.10 および図 1.11 のようにスライダ背面(写真手前)に素子を備えた薄膜磁気ヘッドが完成する。これらの写真は、著者らが開発した国産初(1983)の量産薄膜磁気ヘッドである。初期の薄膜磁気ヘッドは、記録用の磁気コアとコイルを再生用の電磁誘導素子にも用いる録再兼用型であった。

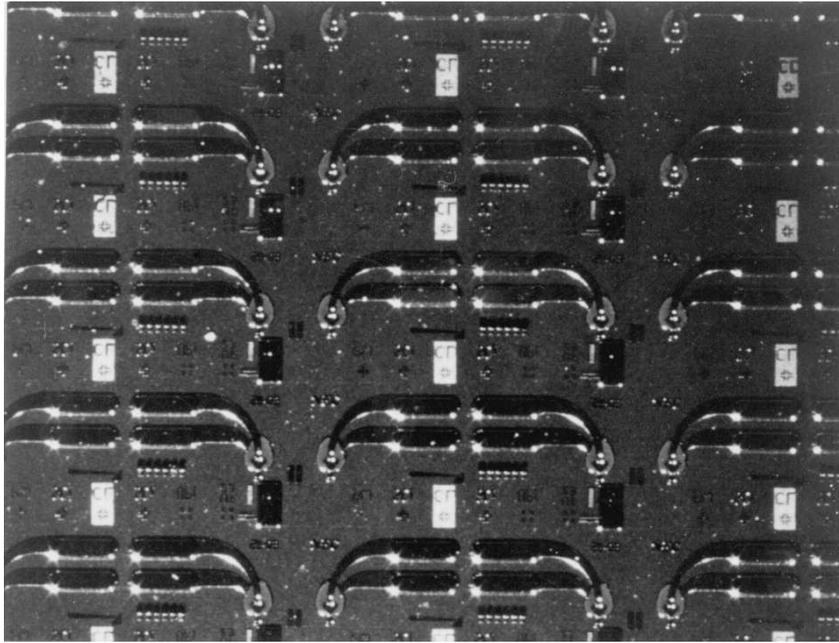


図 1.9: 薄膜磁気ヘッドのウェハ拡大

1990年代になって再生専用ヘッド素子に MR (magnetoresistance: 磁気抵抗) が導入された。MR 素子は、それまでの薄膜磁気ヘッドと同じ構造の電磁誘導型記録ヘッドを形成する前に、ウェハ上に作られる。MR 素子の体積は記録ヘッドコアの体積に比べると極めて小さい。その結果、再生ヘッドのインピーダンス周波数特性は、MR ヘッドの導入で大幅に改善されることになった。近年においては、記録ヘッドコアの磁化動特性が記録周波数特性を制限し HDD のデータ転送速度を決める要因になっている。また、MR ヘッドにより再生分解能を気にせずに記録コアのギャップを従来より大きな値に最適化することで発生する記録磁界を大きくすることも可能になった。

図 1.12 に薄膜磁気ヘッドによる磁気記録のイメージを示す。ディスク媒体(描かれてない)はスライダの下で紙面に垂直に手前方向に向かって回転しており、ヘッドから発生する磁界でデータが記録される。ディスク回転方向をビット方向、それに垂直な方向をトラック幅方向と呼ぶ。再生

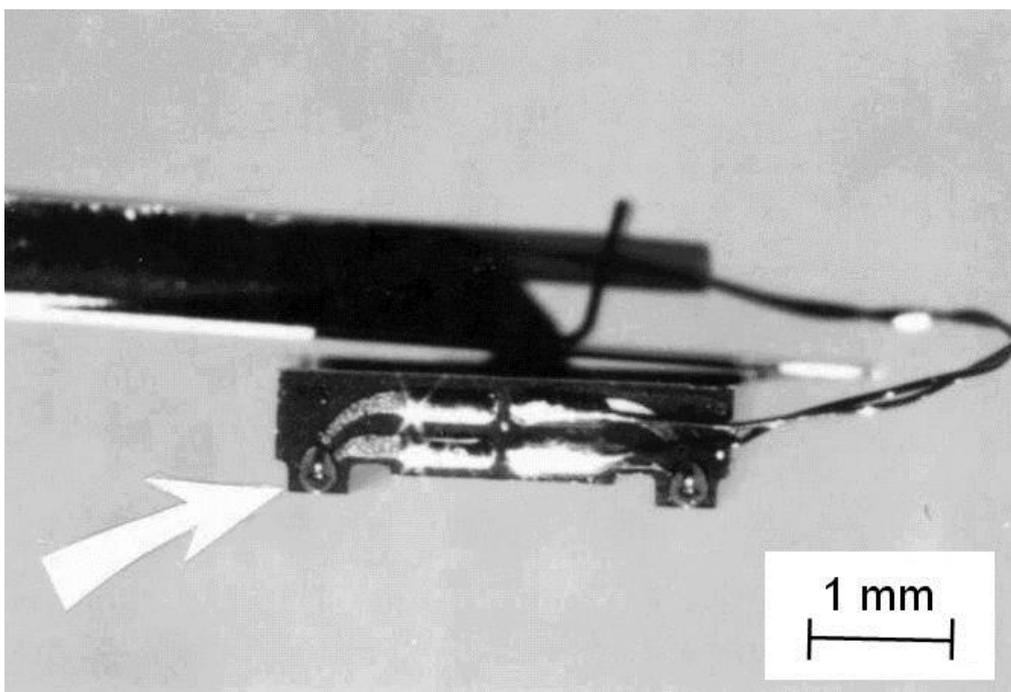


図 1.10: ウェハを切断して作成した薄膜磁気ヘッドの写真

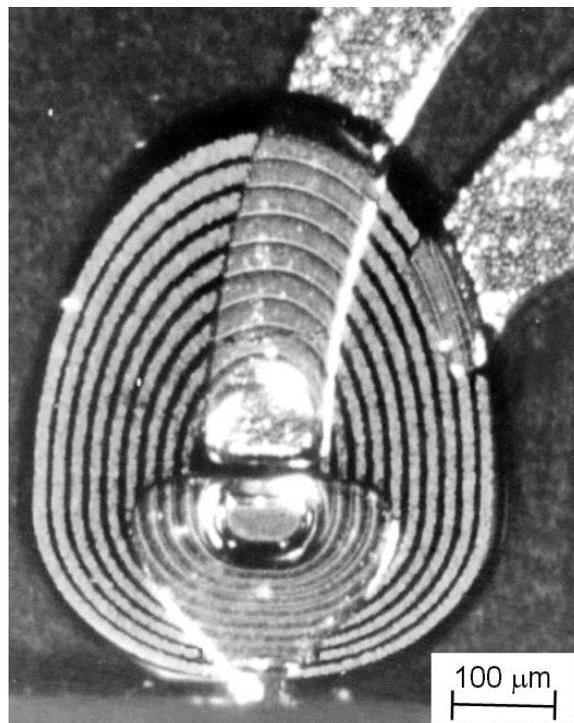


図 1.11: 薄膜磁気ヘッド素子部 図 1.10 の矢印部分の拡大写真

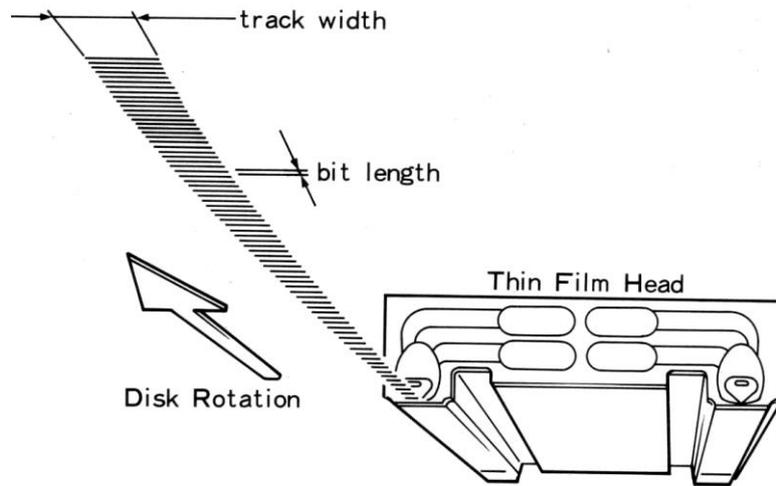


図 1.12: ハードディスクへの記録イメージ

は記録パターンが発生する信号磁界を電磁誘導（薄膜磁気ヘッドの場合）あるいは磁気抵抗効果（MR ヘッドの場合）で電気信号として読み出す<sup>7</sup>。

## 1.6.2 磁化動特性の基本式

**歳差運動および緩和過程** 磁界  $H$  に対する磁気モーメントの応答は、基本的には磁気モーメントの歳差運動およびその緩和に基づく。歳差運動による磁気モーメント  $m$  の運動は次式で表される：

$$\frac{dm}{dt} = -\mu_0 \gamma m \times H \quad (1.12)$$

ここに、 $\gamma$  はジャイロ磁気定数である<sup>8</sup>。しかし、(1.12) 式で記述される  $m$  の動きは、 $H$  の周りの歳差運動である。磁気モーメントが磁界と同じ向きに向いていく現実の動きを説明するためには歳差運動を減衰させる緩和過程を考慮する必要がある [39]。

Bloch (1946) は、磁気モーメントの磁界方向成分  $m_z$  が平衡値  $m_0$  に近づく緩和と、垂直方向成分、 $m_x$ 、 $m_y$  が消えてなくなる緩和に対し、別々の緩和時間  $\tau_1$  (スピン-格子緩和)、 $\tau_2$  (スピン-スピン緩和) を導入して<sup>9</sup>、

<sup>7</sup> その後より感度の高い GMR (giant magnetoresistance) が導入され、MR は AMR (anisotropic magnetoresistance) とも呼ばれるようになった。

<sup>8</sup> SI 単位系は  $E$ - $B$  対応であるため  $H$  の代わりに  $B$  を用いると  $dm/dt = -\gamma m \times B$  と書かれて  $\mu_0$  を消すことができる。 $\gamma$  と単位系の関係については付録 A.1 節参照。

<sup>9</sup> 磁化の緩和は厳密には単一の緩和時間では記述できない。量子力学的な状態遷移のみを考えた場合でも、スピン-格子の緩和時間が単一の  $\tau_1$  で表されるのはスピンによる準位の数  $S$  が二つの場合 ( $S = \frac{1}{2}$  の時) のみである [40]。

次式により磁化の緩和現象を記述した [41, 42, 43]:

$$\begin{aligned}\frac{dm_x}{dt} &= -\mu_0\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H})_x - \frac{m_x}{\tau_2} \\ \frac{dm_y}{dt} &= -\mu_0\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H})_y - \frac{m_y}{\tau_2} \\ \frac{dm_z}{dt} &= -\mu_0\gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H})_z + \frac{m_0 - m_x}{\tau_1}\end{aligned}\quad (1.13)$$

Bloch の式は緩和過程の途中で磁気モーメントの大きさが変わらない場合には、関係式  $\tau_2 = 2\tau_1$  が得られる [40, 44]。この関係を用いると式 (1.13) は Gilbert (1955) が表した次式と同等になる:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\mu_0\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M_s} \left( \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right) \quad (1.14)$$

ここに、 $\alpha$  は Gilbert の制動定数で、緩和時間 ( $\tau \equiv 2\tau_1 = \tau_2$ ) との間に次の関係がある:

$$\tau = \frac{1 + \alpha^2}{\alpha} \frac{1}{\mu_0\gamma H} \quad (1.15)$$

式 (1.14) は LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert) 方程式と呼ばれる。微視的な磁気モーメントの運動の記述に緩和時間の項を最初に導入したのは Landau と Lifshitz (1935) である。彼らは、 $\mathbf{m}$  が大きさを変えずに  $\mathbf{H}$  の方向を向く力を表す項を (1.12) 式に付け加えた次の式を提案した:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\mu_0\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H} + \frac{1}{M_s H \tau} (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H})) \quad (1.16)$$

第 2 項は歳差運動する磁気モーメントを内側に向ける力を表し、第 1 項に比べて小さい場合には式 (1.14) の第 2 項 (制動項) に一致する。この時、緩和時間は次のようになる

$$\tau \simeq \frac{1}{\mu_0\alpha\gamma H} \quad (1.17)$$

**計算シミュレーション** LLG 方程式のような磁気モーメントの運動を表す式を使って磁化の分布あるいは磁区構造の変化等を計算する場合は、磁性体を磁化が均一であるとみなせる微小領域に分割し、領域間は交換力が結合していると考え。式 (1.14) は非線形であるため、これを解くには通常は計算機によるシミュレーションに頼ることになる。仲谷および著者ら [45] は、パーマロイコアの先端部の磁化動特性につき  $1 \mu\text{m}$  程度までのサイズのシミュレーションを行ったが、この時の分割領域は (16

nm)<sup>3</sup>であった。しかし、このように分割領域を大きくとっても、1 μm を大きく超えるサイズについては膨大な計算時間を必要とするため、記録コアの設計や開発などの実用的な目的にこの計算を用いることは現時点(2004年)では困難である。

**磁気余効の磁化変化との違い** 磁気モーメント  $m$  の動特性を表す Bloch の式(1.13)あるいは LLG 方程式(1.14)は、磁気余効の記述に使った巨視的な磁化  $M$  の緩和を表す式 (1.1) と同じ形で緩和時間  $\tau$  を含んでいる。しかし、両者の  $\tau$  の物理的な意味は異なる。Bloch の式は  $m$  が時間的に変化する常磁性共鳴などの場合にも用いられるが、あくまで均一な磁気モーメントの集合を仮定している。これに対し、磁気余効における磁化  $M$  は多数の  $m$  の和の大きさであり、 $m$  の分布あるいは磁区構造によりその絶対値が変わる量である。すなわち LLG 方程式は  $m$  の向きだけを変えて絶対値を変えないベクトルを取り扱っているのに対し、磁気余効では巨視的な  $M$  を絶対値が時間変化する量として取り扱っている。

### 1.6.3 磁化回転と磁壁移動

前項で述べたように LLG では今のところ複雑な構造のシミュレーションはできない。したがって、物理的な意味付けのはっきりした理論を展開するためには、磁気モーメントの運動方程式を解析的に取り扱いやすい形にまとめることが意味を持つ。

磁性薄膜の磁化困難軸方向に磁界を加えると磁化回転が起こる。LLG に、磁化が膜面から大きく立ち上がらないことと  $\alpha^2 \ll 1$  という条件とを適用すると、印加磁界と磁化のなす角  $\theta$  に関して次の式が得られる [46, 48]:

$$\frac{1}{\mu_0\gamma^2} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\alpha M_s}{\mu_0\gamma} \frac{d\theta}{dt} = \mu_0 M_s H \sin \theta \quad (1.18)$$

右辺は単位体積あたりの磁気モーメントに働くトルクを表す。

180°磁壁の運動方程式は、磁壁付近の磁気モーメントに対して式 (1.18) を適用することで導かれる。磁化容易軸方向(図 3.15 の  $z$  方向)に磁界  $H$  を加えると、磁壁以外の部分では、 $m$  と  $H$  が平行または反平行になるので、 $m \times H = 0$  となる。この場合、磁気モーメントにトルクが働くのは、 $m \times H \neq 0$  となる磁壁部分のみである。磁壁部分に LLG を適用すると次に示す Slonczewski の式が得られる [47, 48]:

$$\frac{dx}{dt} - \Delta\alpha \frac{d\phi}{dt} = \frac{\mu_0^2 M_s \gamma \Delta}{2} \sin 2\phi \quad (1.19)$$

$$\frac{d\phi}{dt} + \frac{\alpha dx}{\Delta dt} = \mu_0 \gamma H \quad (1.20)$$

ここで、 $x$  は磁壁の位置、 $\phi$  は磁壁面からの磁気モーメントの傾き、 $\Delta$  は磁壁幅パラメータと呼ばれる量で静止時 ( $\phi = 0$ ) には磁壁幅の  $1/\pi$  倍の長さになる<sup>10</sup>。  $H$  が小さい場合、Slonczewski の式は次式で近似できる:

$$\frac{(1 + \alpha^2) d^2 x}{2\mu_0^2 \gamma^2 \Delta dt^2} + \frac{\alpha M_s dx}{2\gamma \Delta dt} = 2\mu_0 M_s H \quad (1.22)$$

右辺は単位面積あたりの磁壁に働く力を表す。

#### 1.6.4 渦電流による制動

**表皮深さ** 渦電流は磁束変化に伴い発生する誘導起電力に基づく電流であり、磁束変化を妨げる方向に流れる。電流密度が表面における値の  $e^{-1}$  ( $= 1/2.718\dots$ ) 倍まで減衰する距離を表皮深さ  $\delta_s$  と呼ぶ。主に  $\delta_s$  より奥で、渦電流は磁束変化を妨げる。周波数  $f$  の交流磁界を外部から加えた場合の  $\delta_s$  は次式で与えられる [34]:

$$\delta_s = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu_r}} \quad (1.23)$$

ここに、 $\mu_r$  は比透磁率、 $\rho$  は電気抵抗率である。パーマロイ ( $\mu_r = 2000$ 、 $\rho = 25 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ ) の場合、周波数  $f = 10 \text{ MHz}$  で  $\delta_s = 2 \mu\text{m}$  程度になる。したがって、 $10 \text{ MHz}$  では磁気のコアの厚さを  $4 \mu\text{m}$  程度にすることで、渦電流の影響は十分低減できる。しかし、これが  $300 \text{ MHz}$  になると  $1 \mu\text{m}$  以下まで薄くする必要が出てくる。

**渦電流の制動定数** 緩和時間の概念は磁気余効やスピン緩和の記述には有効だが、渦電流による影響を単一の緩和時間で厳密に記述することはできない。しかし特定の時間範囲で近似的に制動定数を求めることは可能である。膜厚  $h$  の材料では、磁化回転 (1.18) 式と磁壁移動 (1.22) 式の

<sup>10</sup> 磁気モーメント間の角が  $\delta\theta$  である原子間の交換エネルギーは交換スティフネス定数  $A$  を用いて  $-A \cos(\delta\theta)$  と書かれる。  $180^\circ$  磁壁 (Bloch 磁壁) の幅  $\delta_w$  は交換スティフネス定数を用いて

$$\delta_w = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}} \quad (1.21)$$

と表される。

左辺第2項の係数に渦電流による制動定数としてそれぞれ次の項が追加される [49, 50]:

$$\beta_{\text{reddy}} = \frac{\mu_0^2 M_s^2 h^2}{3\rho} \quad (1.24)$$

$$\beta_{\text{w eddy}} = \frac{16\mu_0^2 M_s^2 h}{\pi^3 \rho} \quad (1.25)$$

たとえば、磁化回転の運動方程式 (1.18) に渦電流の影響を入れると次式がえられる:

$$\frac{1}{\mu_0 \gamma^2} \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \left( \frac{\alpha M_s}{\mu_0 \gamma} + \frac{\mu_0^2 M_s^2 h^2}{3\rho} \right) \frac{d\theta}{dt} = \mu_0 M_s H \sin \theta \quad (1.26)$$

なお、上記渦電流による制動定数はいずれも膜厚  $h$  を含んでおり、十分な薄膜化あるいは微細化を行えば渦電流による制動をスピン緩和の制動よりも小さくすることができると考えられる。

## 1.7 本論文の概要

### 1.7.1 研究の目的

以上概観したように、情報社会を支える記憶システムの高速度大容量化にとって、磁気デバイスの高性能化は極めて重要な課題である。特に、磁気記録再生ヘッドは高密度化および高速化のための最重要開発部品となっている。近年の HDD において高速データ転送のための最も重要な課題は記録動作の高速化であり、記録磁界の立ち上がりおよび立ち下がり時間短縮を支配する記録ヘッドコアの磁化動特性の研究はその要となる。また、熱ゆらぎによるデータ消失のない記録媒体導入のためには、記録能力の高い記録ヘッドが極めて重要となる。さらに、信号再生の広帯域化には媒体上の小さな磁化領域からの磁束に対して高い SN 比で応答する素子を開発することが最も本質的なテーマになっている。

これらの課題を解決していくためには、ナノスケールあるいはそれ以下のサイズでの磁性および電気特性を制御する高性能デバイスの開発が必要となる。本研究は新しい磁性材料の開発や生産性も考慮した製造プロセス開発、および装置レベルからの電氣的・機械的仕様を全て満足する HDD 用磁気ヘッドの開発を目的とする。そのために、磁壁などのメゾスコピックな構造を考慮した磁化動特性機構について考察し、安定な磁気特性を得るための製造プロセスについても論じる。また、近年発見

された電子やスピンを制御するための新しい動作原理も積極的に導入を行い、さらにそれを用いた記録デバイスについての新しい用途についても提案する。

### 1.7.2 各章の概要

高記録密度でも熱ゆらぎに強い記録媒体を実用化するためには、より強い磁界を発生する記録ヘッドが必要となる。第 2 章では、従来で最も高い飽和磁化を持つ軟磁性めっき材料として著者らが開発した Co-Fe-Ni 合金の特性についてまとめる。また、この材料を用いて作った磁気記録ヘッドを用いての超高保磁力媒体および垂直磁気記録媒体への優れた記録能力についても報告する。第 3 章では磁気記録の高速化の極限について考察する。まず渦電流およびインダクタンスを考慮した電磁気的な解析により記録の高速化について論ずる。また、この考察に基づき作成した Co-Fe-Ni の超小型記録ヘッドの高速記録特性についても報告する。次に、磁壁運動に基づく磁化の遅れについて検討する。また著者が提案する磁壁移動と磁化回転の相互作用概念についても述べる。第 4 章では磁壁移動が関係する Barkhausen ノイズとヘッド製造プロセスとの関係について考察することで、磁壁移動の少ない磁区構造について論ずる。特に、著者以前にはほとんど報告のなかったウエハからチップへの切断による磁区構造変化の重要性について詳しく述べる。また、記録ヘッドが MR 素子に及ぼす影響についても議論する。記録密度の極限は再生信号出力レベルの観点からも論ずる必要がある。第 5 章では、GMR に代わりうる高出力再生ヘッド素子として注目されている TMR (tunneling magnetoresistance) 素子のノイズについて述べる。またこの検討結果を元に、磁気抵抗ヘッドのノイズについてのまとめを行い、データ転送高速化の極限と高密度化の極限の両方について議論する。



## 文献

- [1] C. D. Mee and E. D. Daniel, *Magnetic Recording Technology*, Second ed., McGraw-Hill (1995).
- [2] C. D. Mee and E. D. Daniel, *Magnetic Storage Handbook*, Second ed., McGraw-Hill (1996).
- [3] S. X. Wang and A. M. Taratorin, *Magnetic Information Storage Technology*, Academic Press (1999).
- [4] C. D. Mee, *Magnetic Recording: The First 100 Years*, IEEE Press (1999).
- [5] P. Lyman and H. R. Varian, “How much information?,” School of Information Management and Systems, <http://www.sims.berkeley.edu/how-much-info/>, 11/10/2000, University of California at Berkeley (2000).
- [6] 川又晃、「メモリ特集総論」、電子通信学会誌、vol. 67, p. 1134 (1984).
- [7] J. von Neumann, “First Draft of a Report on the EDVAC”, Moore School of Electrical Engineering, University of Pennsylvania, June 30 (1945).
- [8] H. A. Simon, *The Science of the Artificial*, Third ed., The MIT Press, (1996); 稲葉元吉、吉原英樹訳、『システムの科学』第3版、パーソナルメディア (1999).
- [9] D. E. Rumelhart, *Introduction to Human Information Processing*, John Wiley & Sons, Inc. (1977); 御領謙訳、『人間の情報処理』、サイエンス (1979) 第4章.
- [10] M. Mansuripur, *The Physical Principles of Magneto-optical Recording*, Cambridge University Press (1995).
- [11] J. L. Hennessy and D. A. Patterson, *Computer Design: The Hardware/Software Interface*, Second ed., Morgan Kaufmann Publishers, Inc. (1988); 成田光彰訳、『コンピュータの構成と設計』第2版、日経BP (1999).
- [12] K. Ohashi, “Nanotechnology for storage devices,” *ICCE/8*, International Community for Composites Engineering and College of Engineering, University of New Orleans, pp. B27-B30 (2001).

- [13] C. H. Bennet, "Logical reversibility of computation," *IBM J. Res. & Dev.*, vol. 17, pp. 525-532 (1973).
- [14] R. P. Feynmann, *Feynmann Lectures on Computation*, Perseus Publishing (1996); A. ヘイ、R. アレン編、原康夫、中山健、松田和典訳、『計算機科学』、岩波書店(1999).
- [15] J. B. Gunn, "Thermodynamics of nonlinearity and noise in diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 5357-5361 (1968).
- [16] F. E. Luborsky, "Development of elongated particle magnets," *J. Appl. Phys.*, vol. 328, p. 171 (1961).
- [17] K. Ohashi, H. Takagi, S. Tsunashima, S. Uchiyama, and T. Fujii, "Magnetic aftereffect due to domain wall motion in amorphous TbFe sputtered films," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, pp. 1611-1613 (1979).
- [18] K. Ohashi, H. Tsuji, S. Tsunashima, and S. Uchiyama, "Magnetic Aftereffect in Amorphous Tb-Fe Films," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, pp. 1333-1338 (1980).
- [19] M. P. Sharrock, "Particle-size effects of the switching behaviour of uniaxial and multiaxial magnetic recording materials," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, pp. 754-756 (1984).
- [20] M. P. Sharrock, "Measurement and interpretation of magnetic time effects in recording media," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, pp. 4414-4422 (1999).
- [21] P-L. Lu and S. H. Charap, "High density magnetic recording media design and identification: susceptibility to thermal decay," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 31, pp. 2767-2769 (1995).
- [22] 岡小天、『レオロジー入門』、工業調査会 (1970).
- [23] H. Frölich, *Theory of Dielectrics; Dielectric Constant and Dielectric Loss*, Oxford at the Clarendon Press (1960); 永宮健夫、中井祥夫訳、『誘電体論』、吉岡書店 (1960), 10 節.
- [24] R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*, Julius Springer Verlag (1939), pp. 241-267.
- [25] G. Richter, "Über die magnetische Nachwirkung am Carbonyl-eisen," *Annalen der Physik*, vol. 29, p. 605 (1937).
- [26] E. Köster and T. C. Arnoldussen, "Recording Media"; *Magnetic Recording I*, ed. C. D. Mee, and E. D. Daniel, McGraw-Hill (1987).
- [27] R. Street and J. C. Wooley, "A study of magnetic viscosity," *Proc. Phys. Soc.*, vol. A62, pp. 562-574 (1949).

- [28] L. Néel, “Thermoremanent magnetization of fine powders”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 25, p. 293 (1953).
- [29] 近角聰信、『強磁性体の物理』下、裳華房 (1984) p.309.
- [30] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, Academic Press (1998).
- [31] 慶伊富長、小野嘉夫、『活性化エネルギー』、共立出版 (1985).
- [32] S. Glasstone, K. J. Laidler, and H. Eyring, *The Theory of Rate Processes; The Kinetics of Chemical Reactions, Viscosity, Diffusion and Electrochemical Phenomena*, McGraw-Hill Book Company, Inc. (1964); 長谷川繁夫、平井西夫、後藤春雄訳、『絶対反応速度論』上、下、吉岡書店 (1964).
- [33] L. Néel, “Le traînage magnetique,” *Le Journal de Physique et Radium*, vol. 12, pp. 339-351 (1951).
- [34] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand (1951).
- [35] 外山敬介、「感覚器と脳の生理」; 南雲仁一編、『生体における情報処理』、岩波書店 (1982) 第1章.
- [36] C. E. Shannon and W. Weaver, *The mathematical theory of communication*, University of Illinois press (1963).
- [37] J. C. Malinson, *The Foundation of Magnetic Recording*, Academic Press, Inc. (1992); 林和彦訳、『磁気記録の基礎』、丸善 (1994).
- [38] R. E. Blahut, *Digital Transmission of Information*, Academic Press (1990); 有本卓、伊藤秀一、古賀弘樹、小林欣吾訳、『情報のデジタル伝送』、森北出版 (1997).
- [39] 永田一清、「磁気緩和と磁性」、数理科学、p. 5 (March 1990).
- [40] 金森順次郎、『磁性』、培風館 (1969).
- [41] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, John Wiley & Sons (1965) p. 549.
- [42] 橋爪夏樹、「緩和現象と共鳴吸収」; 戸田盛和、久保亮吾編、『統計物理学』第2版、岩波書店 (1978) 第7章.
- [43] R. F. Soohoo, *Microwave Magnetics*, Harper & Row, Publishers, Inc. (1985); 岡田文明訳、『マイクロ波磁気工学』、森北出版 (1987).
- [44] 近角聰信、『強磁性体の物理』下、裳華房 (1984).
- [45] 仲谷栄信、林信夫、大橋啓之、「記録ヘッドのマイクロマグネティックシミュレーション」、日本応用磁気学会第118回研究会資料、pp. 19-26 (2001).
- [46] 島田寛、山田興治、『磁性材料』、講談社サイエンティフィック (1999) p. 155.

- [47] 内山晋、増田守男、『磁性材料工学』、コロナ社 (1980) 4.2 節.
- [48] 内山晋、「磁壁の運動方程式」;桜井良文編、『磁性薄膜工学』、丸善 (1977) 第 4.4 節.
- [49] H. J. Williams, W. Shockley, and C. Kittel, “Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary,” *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 1090-1094 (1950).
- [50] N. Smith, “Dynamic domain model for magnetic thin films,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 27, no. 2, pp. 729-741 (1991).

## 第2章 磁極材料の開発

熱的に安定な高密度記録媒体にデータを書き込むには、高い飽和磁気分極  $J_s (= \mu_0 M_s)$  を持つコア材料が必要となる。著者らが開発した Co-Fe-Ni めっき膜 [1] は、これまでに実用化された薄膜記録ヘッド材料の中で最も高い  $J_s \sim 2.0 \text{ T (20 kG)}$  を持つ。この膜を用いた記録ヘッドを試作し評価した結果、 $H_c \sim 560 \text{ kA/m (7 kOe)}$  という非常に高い保磁力を持つ記録媒体に書き込むことが可能なことが判明し[2]、熱ゆらぎに強い高密度記録媒体導入への道が開かれた。ここでは、Co-Fe-Ni コアの製造方法および Co-Fe-Ni コアを用いた記録ヘッドの特性について報告する。

### 2.1 Co-Fe-Ni に関する従来の研究

#### 2.1.1 電気めっき磁極材料

電気めっき法はヘッド磁極の最も標準的な形成方法として幅広く用いられている。これは、電気めっき技術が、厚さ 100 nm から 10  $\mu\text{m}$ 、長さおよび幅 100 nm から cm 台の広い範囲にわたる大きさの軟磁性材料を低コストで製造する方法を与えるのと同時に、他の方法では得られないような優れた軟磁気特性を作り出す能力を持っているからである。

パーマロイ ( $J_s = 1.0 \text{ T}$ ) 膜を凌ぐ高い飽和磁気分極と十分小さい磁歪定数とを兼ね備えた新しい軟磁性膜材料として、Liao [3] は電気めっき法で作成した  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  ( $J_s = 1.9 \text{ T}$ ) について報告した。彼は、スパッタ法など他の方法で作成した Co-Fe 膜と比較して電気めっきで作成した同じ組成の Co-Fe 膜は保磁力が低いこと、およびその理由として結晶粒が小さいことが考えられることを述べている。

Co-Fe-Ni の場合も、電気めっき法で作成した膜の磁気特性は、バルクの Co-Fe-Ni とは若干異なることが報告されている [4, 5]。中村ら [6] は、Co-Fe-Ni めっき膜で良好な軟質磁気特性の得られる組成領域が、バルク

の Co-Fe-Ni の場合よりも Ni の少ない高  $J_s$  側に延びることを報告している<sup>1</sup>。これも めっき法で作成した場合に結晶粒が小さくなることと関係していると考えられる。

このように、Co-Fe-Ni めっき膜はある程度優れた軟磁気特性を持つ材料であることが知られてはいたが、ヘッドの記録コア材料として実用化されるには至ってなかった。その理由としては、パーマロイと比較して耐食性が良くなかったことが挙げられる。また、 $J_s$  が高いとはいえ 1.7–1.8 T 程度であり、既に用いられていた 45at.%Ni 付近のパーマロイの値  $J_s \sim 1.5$  T とそれほど大きな違いがなかった。

## 2.2 Co-Fe-Ni めっき浴

### 2.2.1 結晶粒径の制御

**イオウ含有添加剤** パーマロイや Co-Fe-Ni など、Ni や Fe を含むめっき膜は添加剤を用いない場合には通常引っ張り応力になる。前項で述べた従来の Co-Fe-Ni めっきに用いるめっき浴には、膜応力を緩和する目的でパーマロイめっきと同様にイオウ含有添加剤 (SCA: sulfur-containing-additive) が用いられていた。パーマロイめっきで通常用いられる SCA としては、サッカリンナトリウム  $C_6H_4CONaSO_2$  がよく知られている。サッカリン系の SCA は膜中に若干のイオウ S を共析させることで引っ張り応力を緩和する。SCA は結晶の成長を妨げて結晶粒を微細化する効果も示す。この微細化は、磁壁程度の大きさの範囲内において個々に異なる方向を向く多数の微細結晶粒の磁気異方性を平均化することで、実効的な磁気異方性を小さくして保磁力を低減する効果を持つ。

**チオ尿素浴** 逢坂らのグループは、Co-Fe-Ni 膜の低保磁力領域を拡大するため、SCA として従来のサッカリン系の添加剤に代えてチオ尿素を用いる実験を行った [7]。チオ尿素  $H_2NCSNH_2$  は、図 2.1 からわかるように、S の孤立電子対が直接金属と化学結合しやすい分子構造をもっている。その結果、めっき膜に取り込まれるイオウの量がサッカリン系添加剤の場合より多くなりやすい。

実際、チオ尿素添加浴から得られた  $Co_{73}Fe_{15}Ni_{12}$  付近の膜は従来浴から得られた膜に比べて粒径が小さく、予想通り  $H_c = 72$  A/m (0.9 Oe) と

<sup>1</sup> 中村らのデータによる低保磁力領域を図 2.4 に  $S \sim 0.3\%$  として示す。図 1.8 に示すバルクのデータと比較すると、保磁力の小さな領域が幅広い範囲にわたっていることがわかる。

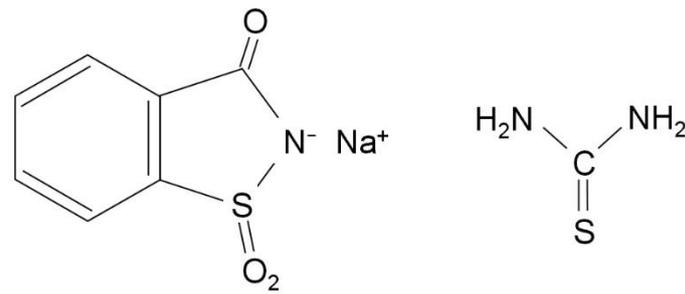


図 2.1: サッカリンナトリウムとチオ尿素の分子構造 サッカリンナトリウム(左)と異なりチオ尿素(右)は S が剥き出しになっている。

いう低い保磁力を持っていた。ただし、この膜の  $J_s$  は 1.7 T (17 kG) 程度で、サッカリンナトリウムを添加剤として用いた場合より若干低いものになった。また、サッカリンナトリウム添加浴から作成した Co-Fe-Ni 膜の S 含有量は 0.3 at.% 以下であるのに対し、チオ尿素添加浴から作成した Co-Fe-Ni 膜の S 含有量は約 3 at.% であった [8]。

### 2.2.2 無添加浴

**fcc と bcc の相境界** 前項のチオ尿素添加実験では、当初予期していなかった次のような結果が得られた。それは、fcc と bcc の相境界(混相領域)が Co 含有量の多い側にずれたことである。

図 2.2 に示すように、Co 含有量が多い側は  $J_s$  の小さい側である。したがって、チオ尿素添加実験の結果は S の混入が fcc と bcc の相境界を  $J_s$  の小さい側にずらす効果を持つことを示していると解釈することもできる。

これは、膜中の S 含有量を減らせば fcc と bcc の相境界を  $J_s$  の大きい側にずらすことができる可能性を示唆すると考えることができる。

**無添加浴の浴組成** 上記考えに従い、著者および逢坂らは、チオ尿素添加とは逆に SCA 無添加のめっき浴を用いて Co-Fe-Ni 膜を作成した。

実験に用いた Co-Fe-Ni めっき用 SCA 無添加浴の基本組成およびめっき条件を表 2.1 に示す。表中の上側の三種類の水和物塩がめっき膜を形成するカソード面に金属イオンを供給する。塩化アンモニウム  $\text{NH}_4\text{Cl}$  は pH の調整に使った。ドデシル硫酸ナトリウムはめっき液のカソード面への濡れ性を良くする界面活性剤である。めっき膜中に取り込まれやすい SCA は含まれていない(表 4.1 のパーマロイめっき浴組成参照)。

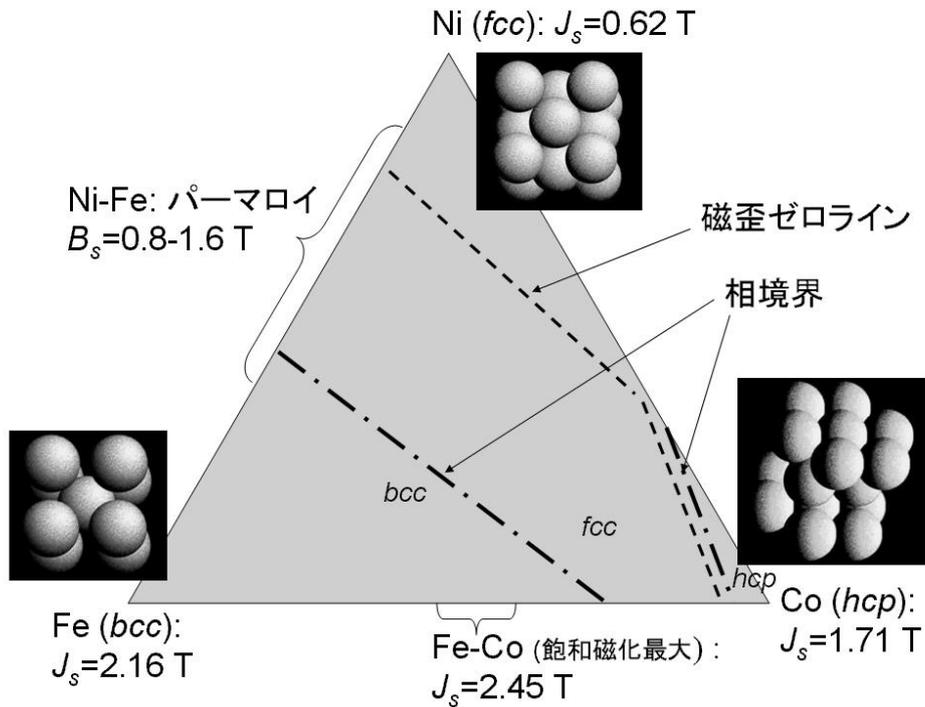


図 2.2: Co-Fe-Ni の結晶構造と飽和磁気分極 fcc と bcc の相境界を一点鎖線で、磁歪ゼロの線を点線で示す。

表 2.1: 記録ヘッド試作に用いた Co-Fe-Ni めっき浴組成およびめっき条件

薬品	濃度
CoSO <sub>4</sub> ·7H <sub>2</sub> O	0.060-0.075 mol/dm <sup>3</sup>
FeSO <sub>4</sub> ·7H <sub>2</sub> O	0.006-0.045 mol/dm <sup>3</sup>
NiSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	0.2 mol/dm <sup>3</sup>
NH <sub>4</sub> Cl	0.2 mol/dm <sup>3</sup>
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	0.4 g/dm <sup>3</sup>
ドデシル硫酸ナトリウム	0.01 g/dm <sup>3</sup>
pH	2.5-3.0
電流密度	15 mA/cm <sup>2</sup>
温度	23 °C

**膜中の S 含有量と相境界** Co-Fe-Ni めっき膜における fcc と bcc の相境界はチオ尿素添加浴、サッカリンナトリウム添加浴、SCA 無添加浴の順に Ni 含有量が少ない高  $J_s$  側に動くことが明らかになった [9]。また、SCA 無添加浴でめっきした膜の組成を調べた結果、表 2.2 に示すように、膜中の S 含有量は 0.1% 以下であった [1]。以上の結果をまとめると、S 含有量を減らすことで fcc と bcc の相境界は  $J_s$  の大きい Fe の多い側に動くことができる(図 2.3 参照)。

表 2.2: Co-Fe-Ni のめっき浴添加剤とめっき膜中の S 含有量

添加剤	膜中の S 含有量
チオ尿素	$x = 3.0\%$
サッカリンナトリウム	$x = 0.3\%$
SCA 無添加	$x < 0.1\%$

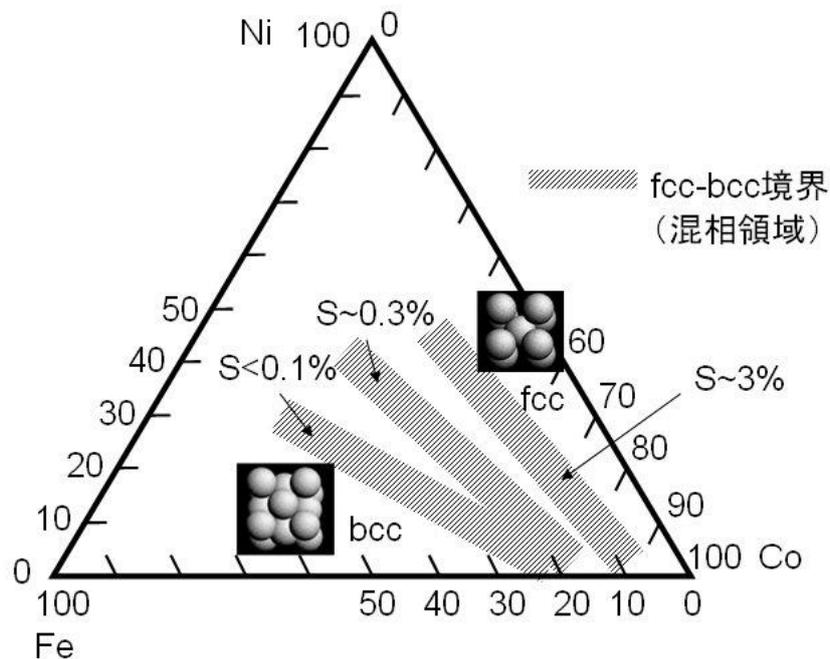


図 2.3: S 含有量による fcc-bcc 相境界の違い

**S 含有量と保磁力** また、S 含有量を減らすことにより、相境界(混相領域)の移動に対応して低保磁力が得られる軟磁性領域も高  $J_s$  側に移動す

る。 $H_c$ が  $16 \text{ A/m}$  ( $0.2 \text{ Oe}$ ) 以下となる組成を図 2.4 に斜線で示す。この図から著者らは、SCA 無添加浴を用いて S 含有量を減らすことで Co-Fe-Ni の軟磁性領域を 従来に比べ大幅に高  $J_s$  側に持ってくることを見出した。

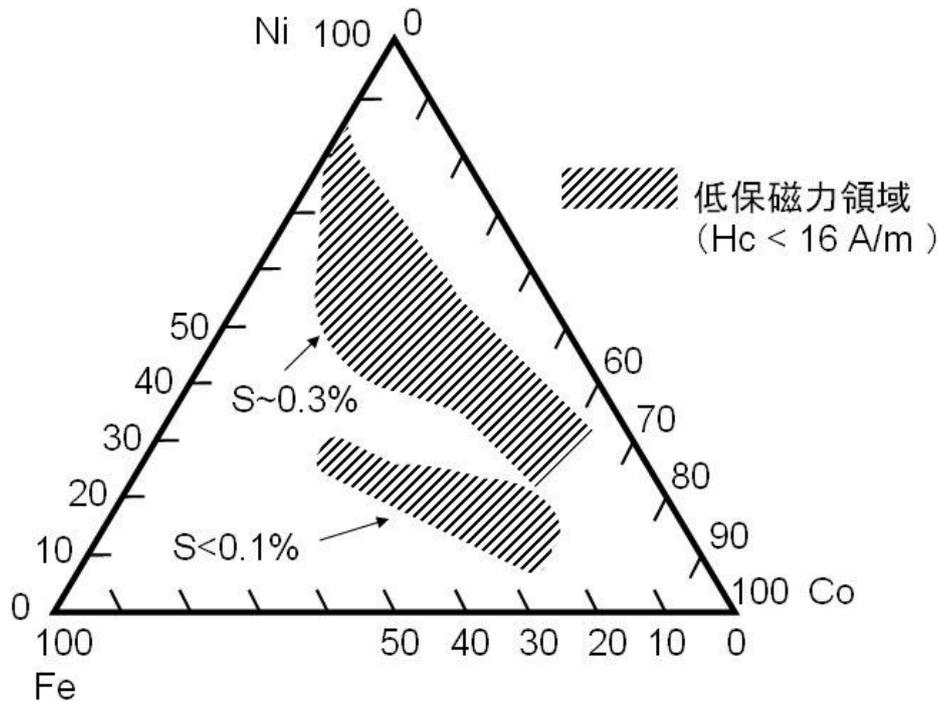


図 2.4: S 含有量による低保磁力領域の違い [1]

相境界付近で微結晶化が起こるのは、二相が共存することで結晶粒の成長が妨げられるからだと考えられる。SCA 無添加浴から作成した Co-Fe-Ni めっき膜は、fcc と bcc の混相領域において粒径  $10\text{-}20 \text{ nm}$  の微結晶になっており、この領域で低  $H_c$  かつ高  $J_s$  の優れた軟磁気特性が得られた。混相領域の組成は約 10% の幅を持っており、このことが比較的広い範囲で優れた軟磁気特性をもたらす要因となっている。なお、混相領域における fcc と bcc の組成に差は見られない [1]。

**磁歪ゼロ組成** Co-Fe-Ni 合金には、図 2.2 に示すように  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  付近から  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  付近に向かって磁歪ゼロの線が存在する。膜中の S 含有量は磁歪ゼロの組成も変化させる。実際、SCA 無添加浴から作成することで S 含有量を 0.1% 以下に減らした膜は、図 2.5 に示すように、磁歪ゼロの組成が Fe の多い側にずれることが確認された [1]。すなわち、SCA 無添

加浴から作成した Co-Fe-Ni 膜は大きな  $J_s$  を持つ組成の膜でも磁歪定数が比較的小さいという軟磁性材料にとって有利な特徴も持つことが分かる。

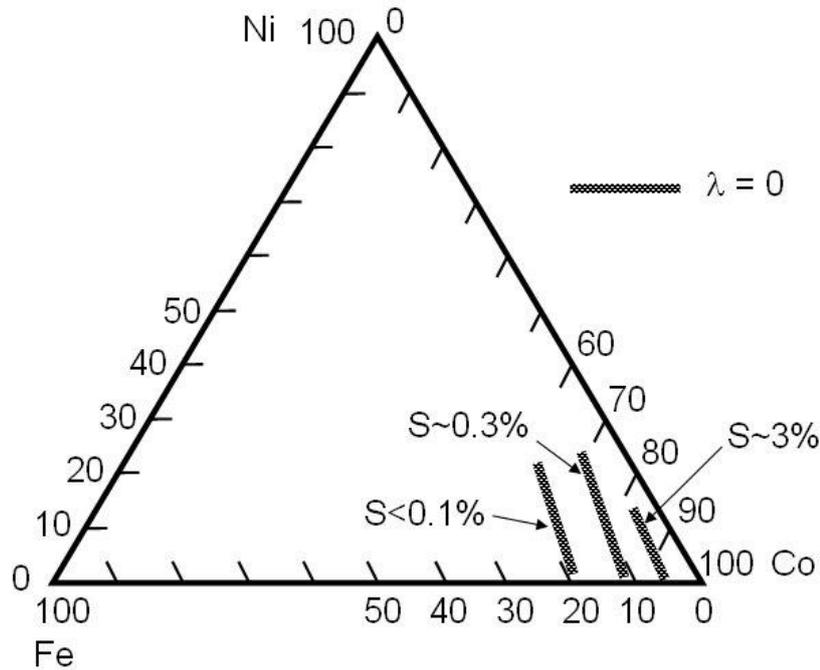


図 2.5: S 含有量による磁歪ゼロ組成の違い [1]

### 2.2.3 結晶構造の影響

**磁気モーメント** 著者の共同研究者である山本は、Co-Fe-Ni の磁気モーメントを第一原理バンド計算<sup>2</sup>により求めた [10]。計算結果の例として、 $\text{Co}_{63}\text{Fe}_{27}\text{Ni}_{10}$  の状態密度曲線を図 2.6 に示す。図からわかるように、bcc の場合は縦線で示す Fermi エネルギーが - スピンの一番右側のピークの左側にあるため、+ スピンを持つ電子数と - スピンを持つ電子数の差が大きく開く。その結果、磁気モーメントは fcc よりも約 10% 大きくなる。

山本が  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{23}\text{Ni}_{10}$  について計算した 1 原子あたりの磁気モーメントおよび全自由エネルギーの値を表 2.3 に示す。この場合も Co-Fe-Ni の 1 原子あたり磁気モーメントは bcc の方が fcc よりも 10% 程度大きい。一方、結晶構造による 1 原子あたりの体積の差はそれほどは大きくない

<sup>2</sup> 計算は、大阪大学赤井研究室の KKR (Korringa-Kohn-Rostoker)-CPA (coherent-potential-approximation)-GGA (generalized-gradient-approximation) プログラムを用いて行われた。この計算では格子定数は系の自由エネルギーが極小になる値に決まる。

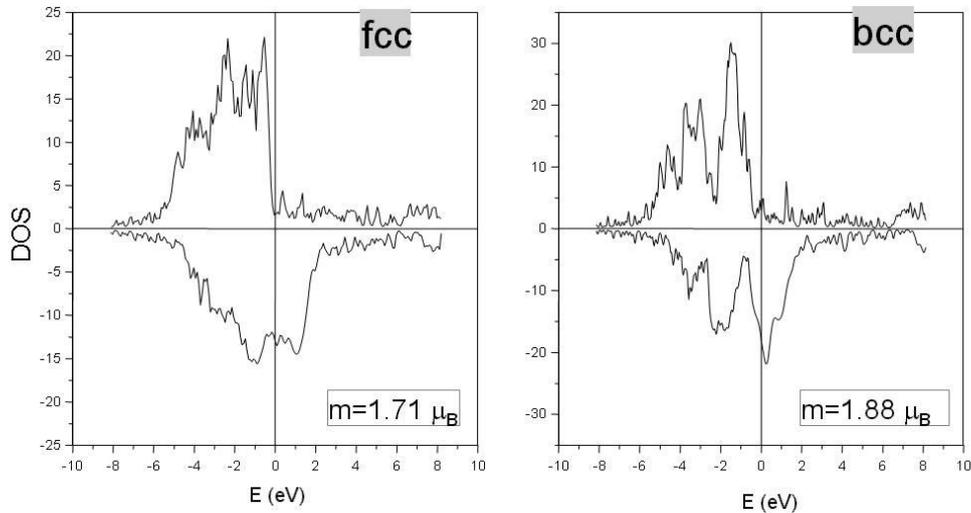


図 2.6:  $\text{Co}_{63}\text{Fe}_{27}\text{Ni}_{10}$  の状態密度曲線 上半分が +スピン、下半分が -スピンの状態密度。中央の縦線が Fermi エネルギーを表す [10]。

め、飽和磁気分極も bcc の方が fcc より大きくなる。

表 2.3 に示すように、Co-Fe-Ni は fcc と bcc のエネルギー差がかなり小さい。例えば、Fe が fcc の場合  $-2528.342 \text{ Ry}$ 、bcc の場合  $-2528.356 \text{ Ry}$  である [11] ことと比較すると、 $\text{Co}_{63}\text{Fe}_{27}\text{Ni}_{10}$  の場合は 1/10 の差しかない。これは、Co-Fe-Ni 系の合金は、結晶成長時の微妙な条件差によりその結晶構造が変わりやすいことを示している。

特に、めっき膜の場合には、結晶成長の初期段階における環境の揺らぎにより fcc および bcc の両方の結晶核が現れ、その結果混相ができやすくなっていると考えられる。なお、混相状態は熱力学的には非平衡であるが、本めっき膜は  $350^\circ\text{C}$ 、1 時間以下の熱処理では再結晶化および結晶粒成長が見られない。従って、実質的に安定な状態になっている。

高い飽和磁気分極と小さな保磁力を持つ材料を得るためには、結晶粒が小さくなる bcc と fcc の混相がなるべく Ni の少ない領域で現れるようにする必要がある。ただし、上に述べた結果から fcc の体積比率が多くなると磁気モーメントが若干低下するため、より高い  $J_s$  を得るには fcc が少なくかつ結晶粒が小さいことが有効ことがわかる。

**製造条件と結晶構造** S 含有添加剤なしで作成した  $\text{Co}_{90-x}\text{Fe}_x\text{Ni}_{10}$  めっき膜の X 線回折パターンを図 2.7 に示す [15]。ここで Fe 組成 ( $x \text{ at.}\%$ ) をパラメータとしてとっている。この測定結果から、 $x \geq 23 \text{ at.}\%$  では fcc と bcc の混相になっていることがわかる。

表 2.3: 計算で求めた 1 原子あたり磁気モーメント 計算に使用した組成は  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{23}\text{Ni}_{10}$ 。欠陥がない理想的な結晶についての計算値を示す。Ry: Rydberg 原子単位 ...  $1 \text{ Ry} = 13.6058 \text{ eV}$ 。データは山本英文氏による [10]。

結晶構造	$\mu_B$	格子定数	体積/1 原子	$J_s$	全自由エネルギー
fcc	1.71	0.359 nm	$1.157 \times 10^{-29}$	1.72 T	-2726.9048 Ry
bcc	1.88	0.286 nm	$1.170 \times 10^{-29}$	1.87 T	-2726.9054 Ry

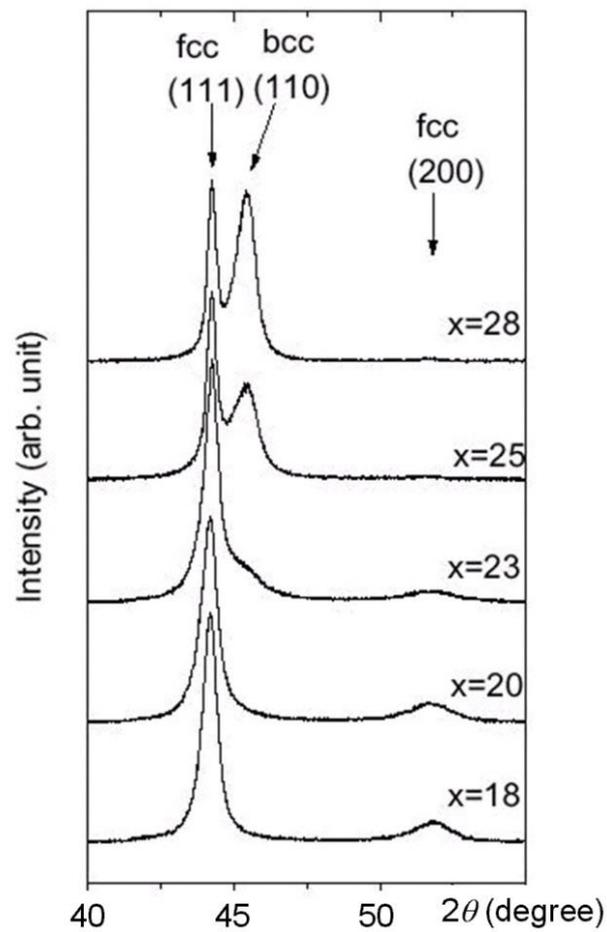


図 2.7:  $\text{Co}_{90-x}\text{Fe}_x\text{Ni}_{10}$  めっき膜の X 線回折パターン データは齋藤美紀子氏と大嶋則和氏による [15]。

めっき温度およびめっき電流密度を変えて作成した組成  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{23}\text{Ni}_{10}$  付近および  $\text{Co}_{63}\text{Fe}_{27}\text{Ni}_{10}$  付近の一連の膜について、X線回折強度のピーク比(= $\text{bcc}$  強度)/( $\text{fcc}$  強度+ $\text{bcc}$  強度)と飽和磁気分極の関係を調べた結果を図 2.8 に示す。どちらの場合も、組成が一定ならば  $\text{bcc}$  が増えると飽和磁気分極が大きくなることが確認できる。

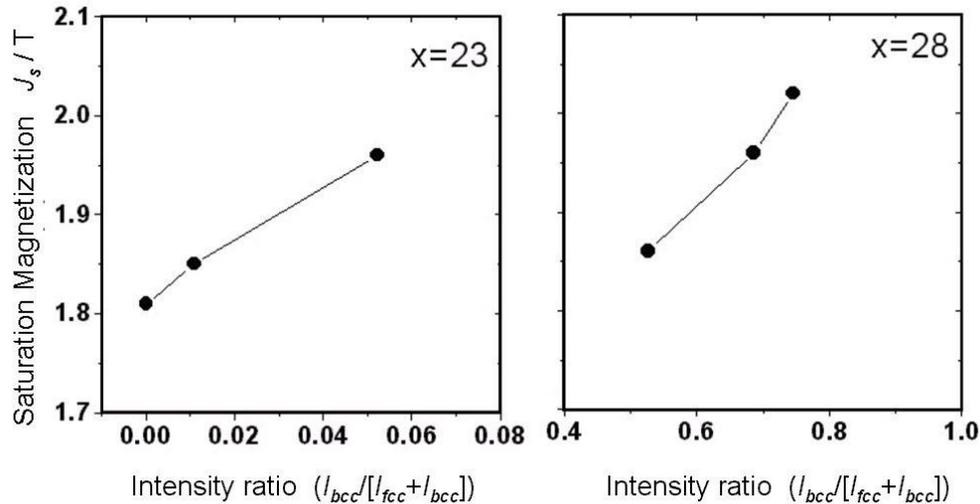


図 2.8: 飽和磁気分極と X 線回折ピーク比の関係 [15]

めっき条件が Co-Fe-Ni の磁性に及ぼす影響について、そのいくつかは膜中の  $\text{bcc}$  と  $\text{fcc}$  の比率で説明できる。著者の共同研究者である斎藤は、 $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{11}$  付近の組成の膜について、めっき液温度の影響を調べた [12]。その結果によると、めっき液が低温になるほど  $\text{bcc}$  の混入量が増える。同時に、 $\text{bcc}$  が多くなるにつれて  $H_c$  および  $J_s$  が大きくなる傾向が見られた。また、電流密度を  $5 \text{ mA/cm}^2$  と  $15 \text{ mA/cm}^2$  を比較すると、高電流密度である  $15 \text{ mA/cm}^2$  の方が  $\text{bcc}$  が多くまた  $J_s$  も大きい [12]。曾川ら [13] は、組成  $\text{Co}_{62}\text{Fe}_{26}\text{Ni}_{12}$  付近の膜<sup>3</sup>についてめっき浴の pH が及ぼす影響について調べた。その結果 [13, Fig. 2] を見ると、pH を下げると若干  $J_s$  が増加している傾向がある。

Co-Fe-Ni のバルクの溶融合金では、冷却開始速度が  $\text{fcc}$  と  $\text{bcc}$  の相境界を動かす。Bozorth [14] によれば、冷却開始温度が高いほど  $\text{fcc}$  ができやすくなり、 $\text{fcc}$  と  $\text{bcc}$  の境界は Fe-rich 側の方にずれる。これは、Co-Fe-Ni めっきにおいて、めっき温度が上がると相境界が Fe-rich 側に動くことに対応しているように見える。このような相境界移動の原因として、化合

<sup>3</sup>この膜は、X線解析では  $\text{fcc}$  のピークのみが観察されたものである。

物 CoFe を基とした秩序化  $\alpha^*$ 相領域の広さが、温度上昇に伴う秩序化度の低減により小さくなること [16] が考えられる。

### 2.2.4 その他の要因

**体心立方晶からの歪み** 実験データから、大きな  $J_s$  を持つ Co-Fe-Ni は必ず磁気モーメントの大きい bcc を含んでいる。このことより、bcc の含有量で Co-Fe-Ni の  $J_s$  は説明できるように思える。しかし、図 2.8 の結果を定量的に検討すると、bcc の増加による  $J_s$  の増加は計算値から得られる値よりさらに 0.1 T ほど大きい。

著者の共同研究者である大嶋 [15] は SCA 無添加浴から作成した Co-Fe-Ni が体心立方晶 (bcc) からやや歪んだ体心正方晶 (bct) 構造を持って膜面内で配向していることを報告している。しかし、山本の計算 [17] によれば、正方晶化による磁気モーメントの増加はわずかでありそれほど大きな効果は得られない。

**Fe の内部磁界** 原子の核磁気モーメントは核に近づく確率の高い s 電子のスピンの影響を受ける。特に Fe 原子の場合、1s、2s、3s 電子に加えて、電気伝導に寄与する 4s 電子の影響も受ける。この 4s 電子は隣接する Co あるいは Ni 原子の磁気モーメントからの影響を内部磁界に持ち込んでいると考えられている。SCA 無添加浴からの Co-Fe-Ni めっきで大きな磁気モーメントが得られる原因を調べるため、大嶋 [15] は Mössbauer 効果<sup>4</sup>を用いて Fe 原子核の内部磁界を測定した。

$\text{Co}_{67}\text{Fe}_{23}\text{Ni}_{10}$  付近のほぼ同じ組成を持つめっき膜と粉末試料とを比較

<sup>4</sup>  $\gamma$  線源には  $^{57}\text{Co}$  を使用した。 $^{57}\text{Co}$  は  $\gamma$  崩壊により核スピン  $I = 5/2$  を持つ  $^{57}\text{Fe}$  の第二の励起状態 ( $I = 3/2$ ) に移り、引き続き 14.4 keV の  $\gamma$  線を放出して基底状態 ( $I = 1/2$ ) に至る。

これを一定速度  $v$  で動かすことにより Doppler 効果で  $\gamma$  線のエネルギーを  $h\nu(v/c)$  だけ変えることができる ( $c$ : 光速)。  $v$  の値を変えて吸収スペクトルを測定すると、Fe の場合通常は図 2.9 に示す 6 本の吸収線が現れる。この吸収線は、基本的に内部磁界  $H_i$  に基づく Zeeman 分岐により現れるもので、互いに下記周波数だけシフトしている:

$$\begin{cases} \pm\frac{1}{2}(\gamma_0 + 3\gamma_e)\mu_0 H_i \\ \pm\frac{1}{2}(\gamma_0 + \gamma_e)\mu_0 H_i \\ \pm\frac{1}{2}(\gamma_0 - \gamma_e)\mu_0 H_i \end{cases}$$

ここに、 $\gamma_0$  と  $\gamma_e$  はそれぞれ基底状態と励起状態のジャイロ磁気定数を表す。図 2.9 においてめっき膜の Co-Fe-Ni の吸収線が外側に広がっていることは、内部磁場が大きいことに相当する。

なお、Mössbauer 吸収スペクトルは、ここで述べた内部磁界の他に同位体シフトおよび四重極シフトにより上式からさらに若干ずれる。

測定した結果を図 2.9 に示す。図の上側にめっき膜、下側に粉末試料の Mössbauer スペクトルを示す。

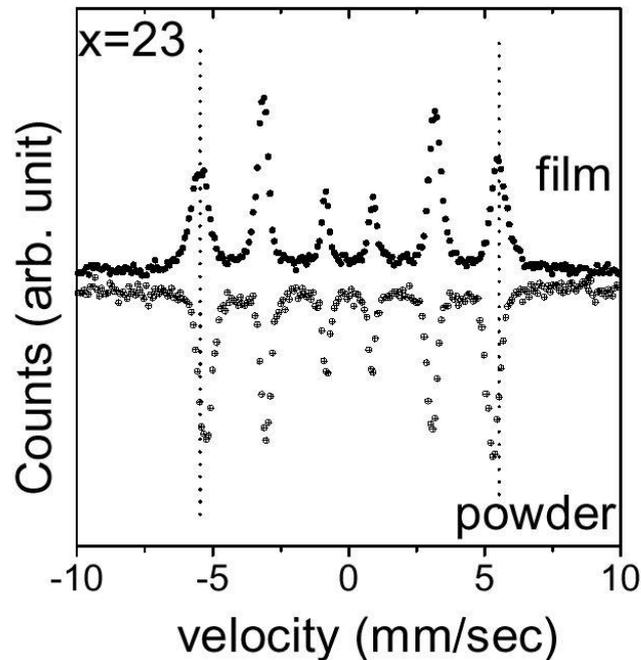


図 2.9: めっき試料と粉末試料の Mössbauer スペクトル [15]

上側のピーク位置と下側のピーク位置の間には明確な相違が見られる。すなわち、Fe 原子核の内部磁界は、粉末試料の場合は 32.8 T であるのに対し、めっき膜の場合は 34.0 T と大きめであった<sup>5</sup>。

組成  $\text{Co}_{67}\text{Fe}_{23}\text{Ni}_{10}$  付近において、粉末試料は fcc、めっき試料は fcc にわずかに bcc が混入したものであった。このことから内部磁界の増加は bcc 混入が関係していると考えられる。ただし、Mössbauer スペクトルはめっき試料の方でも fcc ピークしか見られないことから bcc 相の割合はかなり小さく、bcc 相のみからの増分だけでめっき膜の内部磁界の増加の説明をすることは困難である。SCA 無添加浴からの Co-Fe-Ni めっきの大きな飽和磁気分極および大きな磁気モーメントはこの内部磁界の増加と関係していると思われる。しかし、この内部磁界増加の正確な原因は不明である。

<sup>5</sup> 純 Fe 中の Fe 原子核の内部磁界は 34.2 T、Co 中の Fe 原子核の内部磁界は 31.2 T、Ni 中の Fe 原子核の内部磁界は 28.0 T である。

## 2.3 Co-Fe-Ni 記録ヘッド

前節の Co-Fe-Ni 膜を用いて種々の構成の HDD 用ヘッドを試作した。図 2.10 には 6 インチ (150 mm) セラミックウェハ上に約一万個のヘッド素子が形成された状態を示す。

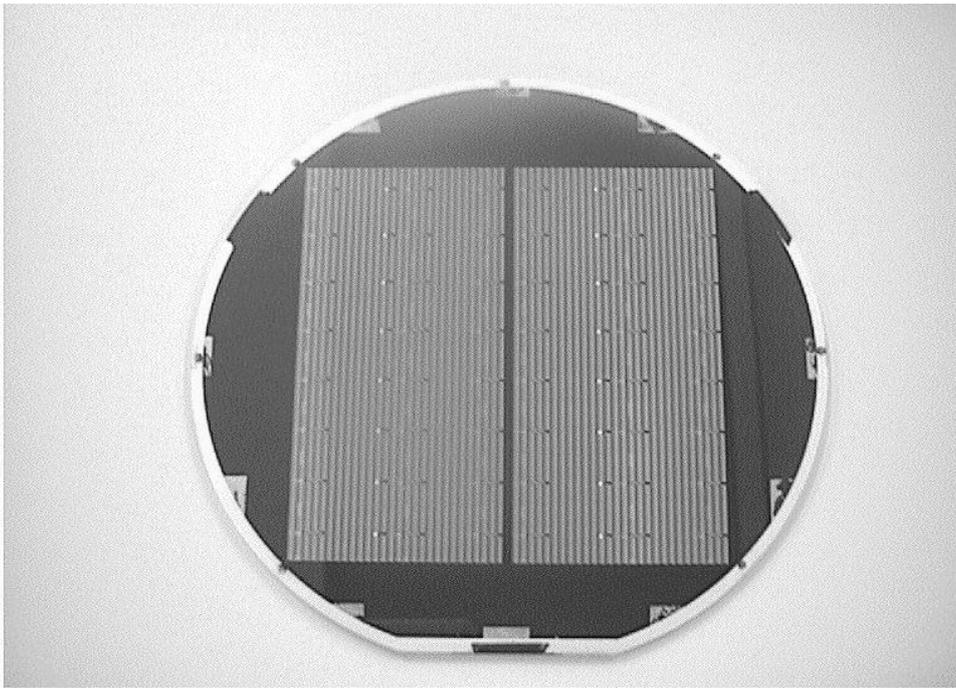


図 2.10: Co-Fe-Ni めっきを記録ヘッドに採用した MR ヘッドウェハ

### 2.3.1 記録ヘッド用 Co-Fe-Ni めっき

**めっき条件** 前節で述べた基礎データをもとに、薄膜磁気ヘッド量産用のめっき装置を用いて実用化実験を行った。

**磁気特性** 前記条件で作成した Co-Fe-Ni めっき膜の磁気特性を評価した。結果を表 2.4 に示す。参考のために、従来の Ni-Fe めっき膜の磁気特性を表 2.5 に示す。ヘッド試作に用いた Co-Fe-Ni の平均的な膜組成は  $\text{Co}_{65}\text{Fe}_{22}\text{Ni}_{13}$ 、Ni-Fe の平均的な膜組成は  $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$  である。

Co-Fe-Ni は、従来のパーマロイの 2 倍の飽和磁気分極 ( $J_s = 2.0 \text{ T}$ ) を持ちながら実用上十分に低い保磁力および小さな磁歪定数を実現している。ただし、パーマロイと比べて異方性磁界が大きいいため透磁率は若干下がる。記録ヘッドの磁極に用いるには十分な値であるが、次項に示す

表 2.4: 記録ヘッド試作に用いた Co-Fe-Ni 膜の磁気特性

		SI 単位系	cgs 単位系
飽和磁化	$M_s$	1590 kA/m ( $J_s = 2.0$ T)	1590 emu/cm <sup>3</sup> ( $4\pi M_s = 20$ kG)
保磁力	$H_c$	140 A/m	1.7 Oe
異方性磁界	$H_k$	1200 A/m	15 Oe
磁歪定数	$\lambda$	$2 \times 10^{-6}$ から $7 \times 10^{-6}$	←
比透磁率	$\mu_r$	600 (at 1 MHz)	←

表 2.5: 記録ヘッド試作に用いた Ni-Fe (パーマロイ) 膜の磁気特性

		SI 単位系	cgs 単位系
飽和磁化	$M_s$	790 kA/m ( $J_s = 1.0$ T)	790 emu/cm <sup>3</sup> ( $4\pi M_s = 10$ kG)
保磁力	$H_c$	79 A/m	1.0 Oe
異方性磁界	$H_k$	200 A/m	2.5 Oe
磁歪定数	$\lambda$	$-2 \times 10^{-6}$	←
比透磁率	$\mu_r$	1500 (at 1 MHz)	←

ように磁束の漏れが少なくなるように記録コアの構成を工夫することで、より優れた記録能力を発揮させることが可能になる。

### 2.3.2 記録コアの構成

試作したヘッドは、Co-Fe-Ni と Ni-Fe の厚さにより表 2.6 に示す 4 タイプに分類される。Co-Fe-Ni を使わない従来の Ni-Fe ヘッドがタイプ I、Co-Fe-Ni を上部コアの一部に使ったものがタイプ II、上下コアの一部に使ったものがタイプ III、上部コア全体と下部コアの一部に Co-Fe-Ni を使ったのがタイプ IV である。実験に用いたヘッドは、記録ヘッドの下部コアと再生用 MR ヘッドの上部シールドが一体化された共通ポール型と呼ばれる構造になっている。

タイプ I~III はいずれも下部コアの全厚さが 2.0  $\mu\text{m}$ 、上部コアの全厚さが 3.0-3.5  $\mu\text{m}$  で、Co-Fe-Ni 以外の部分は表 2.5 に示す Ni-Fe で構成されている。タイプ IV の上部コアの厚さは 1.0-1.4  $\mu\text{m}$  である。

表 2.6: 実験に用いた記録ヘッドにおける Co-Fe-Ni 部分の厚さ

タイプ名	下部コアの Co-Fe-Ni	上部コアの Co-Fe-Ni
I	なし	なし
II	なし	記録ギャップ側に 0.3-0.5 $\mu\text{m}$
III	記録ギャップ側に 0.3-0.5 $\mu\text{m}$	記録ギャップ側に 0.3-1.0 $\mu\text{m}$
IV	記録ギャップ側に 0.5 $\mu\text{m}$	全部

**タイプ II, III(積層型上部コア)** SCA 無添加浴を用いた Co-Fe-Ni めっき膜は 600-900 MPa という比較的大きな膜応力を持つ [19]。特に、コイル絶縁用の高分子膜上でパターンめっきを行う上部コアの形成プロセスでは、膜厚を 2  $\mu\text{m}$  以上にすると膜応力により Co-Fe-Ni が剥がれやすくなる。この問題を解決するために、タイプ II とタイプ III ヘッドでは図 2.11 に示すように、薄い Co-Fe-Ni と応力の小さい Ni-Fe とを積層することで磁束の漏れおよびコア全体の応力を減らして、高磁束効率でかつ剥離の生じない構造にした [18]。強い記録磁界を発生するため、Co-Fe-Ni は常にギャップ側に配置した。

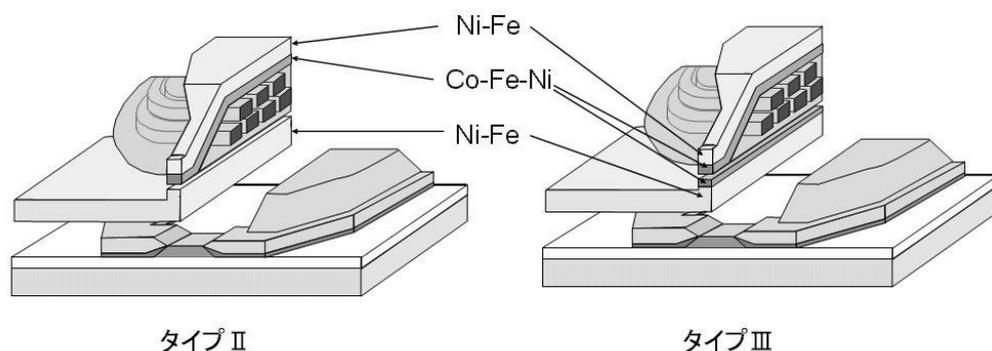


図 2.11: 部分的に Co-Fe-Ni を使ったヘッドの構造(タイプ II、III)

**タイプ IV (超小型記録ヘッドコア)** 次章で述べる超小型記録ヘッドでは、上部コアの面積を減らすと同時に膜厚も減らすことが可能になった。その結果、上ポール全体を Co-Fe-Ni にすることができた。この構造をタイプ IV と呼ぶ。タイプ IV ヘッドの構造を図 2.12 に示す。面 AA-BB は磁極およびギャップの中央を通る断面を示し、見やすいように右半分が省略されている。分かりやすくするため再生用の MR 素子は相対的に大きく描かれている。この超小型記録ヘッドの断面 SEM 写真を図 3.1 (c) に示す。

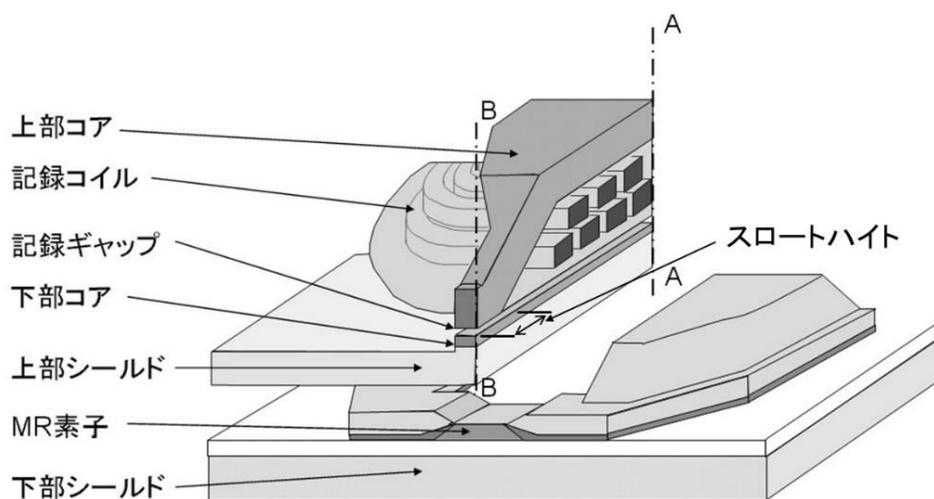


図 2.12: Co-Fe-Ni ヘッドの構造(タイプ IV)

## 2.4 高保磁力媒体への記録

高い記録密度と長期にわたる記録データの信頼性を確保するための基礎実験として、可能な限り高い保磁力  $H_c$  を持つ媒体への記録を行った。

### 2.4.1 測定項目

高保磁力媒体への記録能力を調べるため、下記に説明するオーバーライト(over write: O/W と略す:重ね書き)および非線形遷移シフト(nonlinear transition shift: NLTS と略す)に関する実験を行った。

**オーバーライト** O/W は記録能力を現す最も基本的なパラメータで、新しくデータを記録する時に前に書かれていたデータを消す能力を表す。O/W の値は、記録帯域の最低周波数 LF で書いた信号の上から最高周波数 HF で重ね書きした時の、LF の信号の減衰量と定義した。

**非線形遷移シフト** NLTS は、磁気記録過程が非線形であることにより、磁化遷移の位置が単純な線形信号の重ね合わせからシフトする現象である<sup>6</sup>。NLTS の値はビットセルの長さに対するシフト量の割合で表される。測定は5次高調波法<sup>7</sup>で行った。

### 2.4.2 タイプ II ヘッドによる予備検討

**予備実験** 高保磁力媒体での実験を行う前に、まず記録密度 2 Gbits/inch<sup>2</sup> クラスの HDD で使われる  $H_c = 190$  kA/m (2400 Oe) の記録媒体を用いて予備実験を行った。実験条件は、ヘッド浮上量 60 nm、磁気スペーシング 69 nm、記録電流 35 mA であった<sup>8</sup>。

ギャップ部の奥行き長さ(スロートハイト)がほぼ同じ約 1  $\mu\text{m}$  であるヘッド約 10 本の平均をまとめた結果を表 2.7 に示す。この結果から、O/W、NLTS とも Co-Fe-Ni の導入により改善されること、およびギャップの両側に Co-Fe-Ni を設けることで O/W が大幅に改善されることが判明した [2]。

---

<sup>6</sup> 信号の線形重ね合わせを前提にしている PRML (partial response maximum likelihood) チャンネルではエラー発生の大きな要因となるため、NLTS は磁化遷移間隔の 10-20% 以下になるように記録前補償を行う必要がある。

<sup>7</sup> 線形過程では高調波がゼロになるような重ね合わせパターンを用いて、非線形過程の影響を測定する方法。

<sup>8</sup> 本論文では記録電流は 0 からピークまでの値で表す (mA=mA<sub>0p</sub>)。

表 2.7: 記録能力予備実験結果

ヘッドタイプ	O/W	NLTS
I (CoFeNi なし)	-32 dB	13%
II (片側 0.3 $\mu\text{m}$ )	-37 dB	11%
III (両側 0.3 $\mu\text{m}$ )	-41 dB	11%

**磁界強度計算** 上記予備実験の結果は記録磁界の計算シミュレーションでもほぼ確認された<sup>9</sup>。コア材料を Ni-Fe から全部 Co-Fe-Ni に置き換えて  $J_s$  を 2 倍にすれば、記録磁界は約 2 倍になるが、Co-Fe-Ni を部分的に採用した場合にはそのサイズや配置を工夫する必要がある。

記録ギャップ長 0.35  $\mu\text{m}$  の記録ヘッドにおいて厚さ約 3  $\mu\text{m}$  の Ni-Fe コアに比較的薄い 0.3  $\mu\text{m}$  の Co-Fe-Ni を付与した場合、タイプ II のヘッドで約 10%、タイプ III のヘッドで約 20% 記録磁界が増加する [2]。コア全体の外形が同じまま Co-Fe-Ni の膜厚をさらに増やすと、記録磁界は Co-Fe-Ni の膜厚にほぼ比例して増加する。両側に Co-Fe-Ni を 1.5  $\mu\text{m}$  程度付与することでコア全体を Co-Fe-Ni にしたのとほぼ同じ約 2 倍の記録磁界が得られる。この計算結果から、Co-Fe-Ni の効果を引き出すには、ギャップの両側に Co-Fe-Ni を付与すること、およびその膜厚をある程度以上厚くする必要があることがわかる。

ただし、第 3.2.2 項に示すように、記録コアではかなりの量の磁束が記録ギャップ以外で漏れている。ギャップ付近の Co-Fe-Ni に磁束が集中するようにコア形状の設計を最適化することで、より薄い Co-Fe-Ni で同等の記録能力を引き出すことも可能である。なお、ギャップの両側に Co-Fe-Ni を配置することによる改善効果は、フェライト MIG (metal-in-gap) ヘッドにおいてもギャップ両側に高  $J_s$  金属膜を配置した両 MIG 型 [20] が高い記録能力を持つことと同様の機構によると考えられる。

**磁界勾配計算** Co-Fe-Ni を用いた記録ヘッドは強い磁界  $H_x$  を発生すると同時に大きな磁界勾配  $-dH_x/dx$  を与える<sup>10</sup>。その結果、高  $J_s$  材料は NLTS を減らすのにも役立つ。NLTS は隣接する磁化遷移からの漏れ磁界が記録磁界に重畳されることにより生ずるものであることから、記録磁界勾配  $-dH_x/dx$  が大きければシフト量  $\delta x$  は小さくなる。

<sup>9</sup> 計算には Maxwell™ EM Software および Roscamp™ Simulator を用いた。

<sup>10</sup> ここに  $H_x$  は記録ヘッドが発生する磁界のディスク回転方向成分(磁気媒体までのスペーシングにおける)を表す。

上記実験に対応する記録磁界の計算結果 [2] によれば、記録パターン形成に必要な媒体  $H_c$  程度の記録磁界強度における磁界勾配は、Ni-Fe のみのタイプ I ヘッドが  $-dH_x/dx = 1.31 \times 10^9 \text{ A/m}^2$  (16.5 kOe/ $\mu\text{m}$ )、上部コアに前記  $0.3 \mu\text{m}$  の Co-Fe-Ni を付与したタイプ II ヘッドが  $-dH_x/dx = 1.44 \times 10^9 \text{ A/m}^2$  (18.1 kOe/ $\mu\text{m}$ ) である。この結果から、磁界勾配が大きい方が NLTS が良いという結果が得られる。

**低保磁力媒体への記録** 予備実験において、保磁力が 190 kA/m (2400 Oe) の媒体を用いた場合には記録特性が向上したが、それより低保磁力である 160 kA/m (2000 Oe) 以下の媒体を用いた場合、O/W 改善の効果はほとんど見られなかった。さらに、NLTS に関しては若干悪化する傾向も見られた。これは、高い  $J_s$  により記録磁界が広がると、磁化反転部を形成する磁界 (記録媒体の  $H_c$  程度) は記録ギャップから離れた箇所に生じ、そこでの磁界勾配は小さくなるからだと考えられる。

### 2.4.3 タイプ III およびタイプ IV ヘッド

前節の結果から、厚い Co-Fe-Ni をギャップ両側に配置した強い記録磁界を発生するタイプ III およびタイプ IV ヘッドの記録能力を確認するためには、従来より大幅に高い保磁力を持つ記録媒体を準備する必要があることが判明した。以下に媒体  $H_c$  を 190 kA/m (2400 Oe) から 560 kA/m (7000 Oe) まで振ることにより、Co-Fe-Ni ヘッドの記録能力を調べた結果を報告する。

**実験媒体** 使用した媒体の磁気特性を表 2.8 に示す  $M_t$  は媒体の磁気量<sup>11</sup>を表す。媒体 #A~#C は HDD 用として市販されているものを利用した。より高保磁力の媒体 #D~#J は昭和電工株式会社に試作していただいたものである。媒体材料はいずれも Co-Cr 系であり、スパッタで形成された三元あるいは四元系の合金膜である。

最も高い保磁力を持つ媒体 #J は、従来 HDD (2002 年) に用いられている 30 Gbits/inch<sup>2</sup> 程度の HDD 用記録媒体に比べて約 2 倍の保磁力を持っている。したがって、磁気異方性エネルギー密度も現行媒体の 2 倍程度だと考えられる。

---

<sup>11</sup> ビット長と比べ十分薄い薄膜媒体を用いたデジタル磁気記録では、信号強度は単位面積当たりの磁気量すなわち媒体の残留磁化  $M_r$  と厚さ  $t$  の積  $M_r t$  にほぼ比例する。

表 2.8: 実験に用いた媒体

媒体#	$H_c$		$M_{rt}$	
	(kA/m)	(Oe)	(mA)	(memu/cm <sup>2</sup> )
A	190	2400	8	0.8
B	210	2600	8	0.8
C	240	2950	6	0.6
D	260	3300	7	0.7
E	290	3600	7	0.7
F	300	3700	7	0.7
G	320	4000	5	0.5
H	400	5000	5	0.5
I	480	6000	5	0.5
J	560	7000	5	0.5

**記録能力確認実験** HF の線記録密度を 200 kFCI (flux changes per inch) として O/W の測定を行った。タイプ I から III の中では最も高い記録能力が得られたタイプ III ヘッドを Co-Fe-Ni のないタイプ I ヘッドと比較した。結果を図 2.13 に示す。記録電流はタイプ I ヘッドの時 35 mA、タイプ III ヘッドの時 50 mA、記録周波数は LF が 10.3 MHz、HF が 62.0 MHz であった。

ギャップ浮上量 35 nm (磁気スペーシング 58 nm) の場合、従来のパーマロイコアのヘッドでは、媒体保磁力 240 kA/m (3000 Oe) 程度で O/W は -20 dB まで悪化して使用不可能になる<sup>12</sup>。一方、上下コアに Co-Fe-Ni を付与したタイプ III ヘッドの O/W は、ギャップ浮上量 35 nm の場合で保磁力 400 kA/m (5000 Oe) の媒体に対し -30 dB 以上、ギャップ浮上量 25 nm (磁気スペーシング 47 nm) の場合では保磁力 560 kA/m (7000 Oe) の媒体に対しても -30dB を確保できている。これは磁気コアの  $J_s$  を 2 倍にしたことおよびコア形状を改良することで記録磁界が 2 倍あるいはそれ以上になったためであると考えられる。

**計算結果との比較** この実験結果に対応する記録磁界計算結果は次のようであった [2]。記録ギャップ 0.3  $\mu\text{m}$ 、スロートハイト 1.0  $\mu\text{m}$ 、磁気スペーシング 56 nm の時、タイプ I ヘッドの記録磁界は 370 kA/m (4.7 kOe) であるのに対し、Co-Fe-Ni 厚さ 0.5  $\mu\text{m}$  のタイプ III ヘッドの記録磁界は 670 kA/m (8.5 kOe) である。さらに、同じタイプ III ヘッドで磁気スペーシングを 47 nm に下げると記録磁界は 800 kA/m (10.0 kOe) まで増加す

<sup>12</sup> 通常の HDD 設計では O/W は -27 dB 程度以下とする場合が多い。

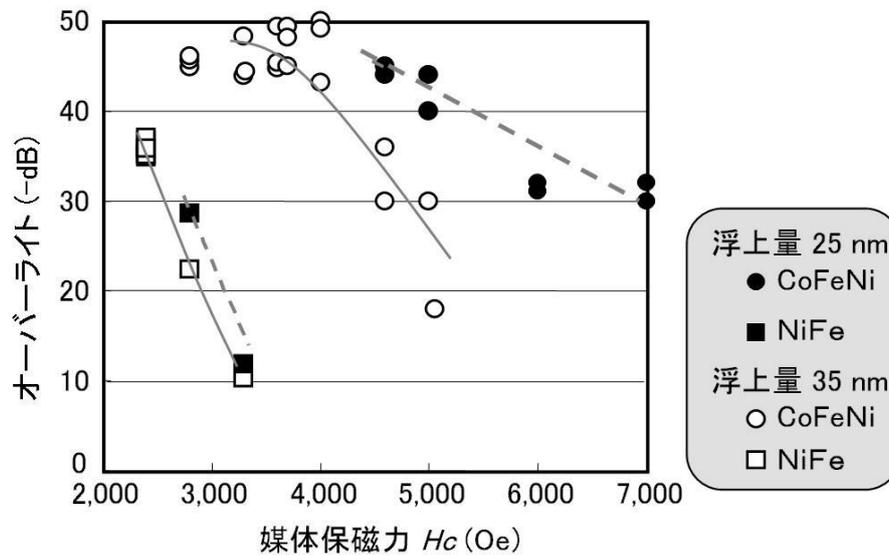


図 2.13: O/W の媒体保磁力依存性 NiFe タイプ I ヘッド、CoFeNi はタイプ III ヘッド。

る。これは上記実験結果からの推測と一致する値であり、このことから、Co-Fe-Ni ヘッドは  $H_c = 560 \text{ kA/m}$  (7.0 kOe) の高保磁力媒体 #J にも記録できる能力を持つことが裏付けられる。

**オーバーライトの記録電流依存性** 上下コアに Co-Fe-Ni を用いたタイプ III ヘッドにより高保磁力の媒体 #H~#J に記録した時の、オーバーライトの記録電流依存性を図 2.14 に示す。保磁力 400 kA/m (5000 Oe) の媒体ならば、20 mA 以下のかかなり小さな記録電流でも十分な記録能力が得られていることが分かる。

**非線形遷移シフト** NLTS についてもこの実験の記録周波数 62 MHz では十分な値が確認された [2]。さらに、図 3.1 (b) に示すコア長 47  $\mu\text{m}$  のタイプ III ヘッドで媒体 #F に記録した時の、記録周波数 70 MHz 以上における NLTS を測定した。実験結果を表 2.9 に示す。この結果から、高  $B_s$  の Co-Fe-Ni をヘッドの磁気コアに導入することで、少なくとも 100 MHz までの記録周波数では計算通り媒体の高保磁力化による高密度化が可能になることが確認された。また、記録周波数が 100 MHz 以上になると NLTS は急激に増加することが分かる<sup>13</sup>。

<sup>13</sup> Co-Fe-Ni ヘッドによる 100 MHz 以上の高速記録については次章で述べる。

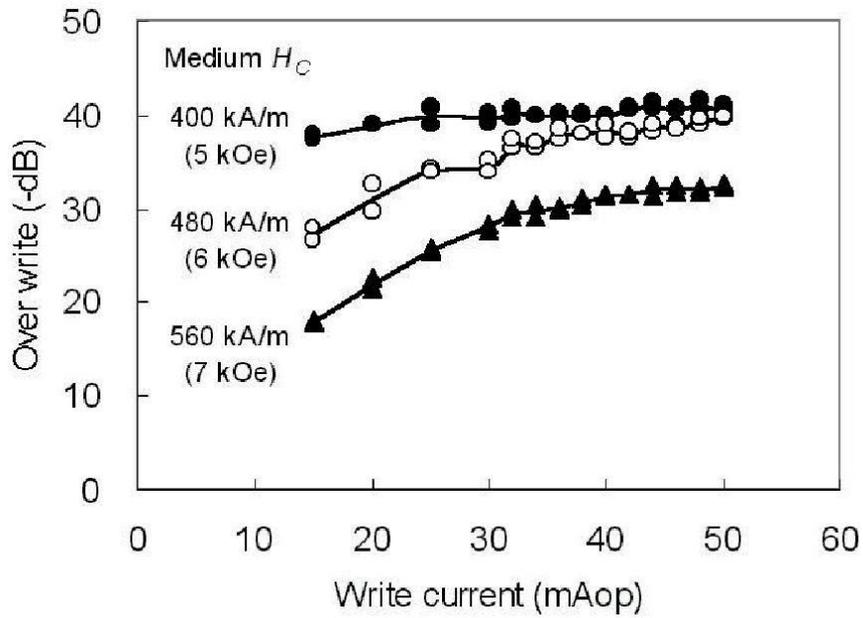


図 2.14: O/W の記録電流依存性 データは野中義彦氏による。

表 2.9: NLTS の測定結果(タイプ IV ヘッド)

周波数 (MHz)	70	80	90	100	110	120
NLTS	6%	7%	9%	14%	20%	32%

#### 2.4.4 磁化パターン観察結果

タイプ IV の Co-Fe-Ni ヘッドを用いて記録された磁化パターンの磁気力顕微鏡(MFM: magnetic force microscope)像を図 2.15 に示す。実験に用いた記録媒体は、表 2.8 における保磁力 480 kA/m (6000 Oe) の #I である。記録時の磁気スペーシングは 30 nm、媒体とヘッドの相対速度は 11.9 m/s であった。

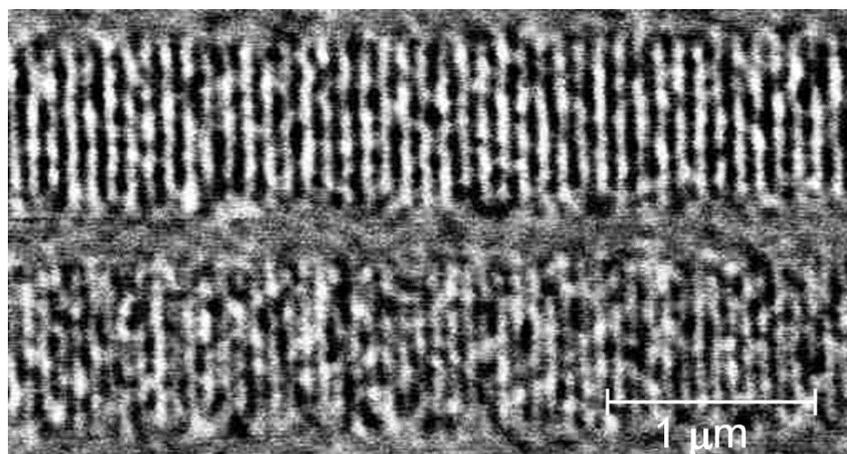


図 2.15: Co-Fe-Ni ヘッドによる磁化パターン記録像 上側は 550 kFCI、下側は 600 kFCI の線密度での記録である [21]。

記録された磁化パターンの磁化反転間隔は約 40 nm、記録線密度は最高 600 kFCI のものが観察された。これは、HDD で良く用いられる 8 ビットデータを 9 ビットに符号化する 8-9 変調方式を使った場合、530 kBPI (bits per inch) のデータ線密度に相当する。

## 2.5 垂直磁気記録用ヘッド

Co-Fe-Ni を用いたヘッドによる記録能力の改善は、従来の長手方向磁気記録だけでなく垂直磁気記録においても有効である。これは、ヘッド磁極の形状が同じならば、 $J_s$  が高いほど発生磁界の垂直方向成分もその磁界勾配も大きくなるからである。また、飽和による磁界勾配低下も抑えられるため、高  $J_s$  化は切れの良い高密度記録に適した垂直方向磁界発生を可能にする。

<sup>14</sup> エラー訂正符号 (ECC: error correction code) 分を除く。

### 2.5.1 垂直磁気記録用 Co-Fe-Ni 磁極

**FIB トリムヘッド** 垂直方向磁界勾配を大きくするため、図 2.16 に示すように集束イオンビーム(FIB: focused ion beam)で磁気コアの端部すなわち磁極を加工したヘッド<sup>15</sup>を試作した。

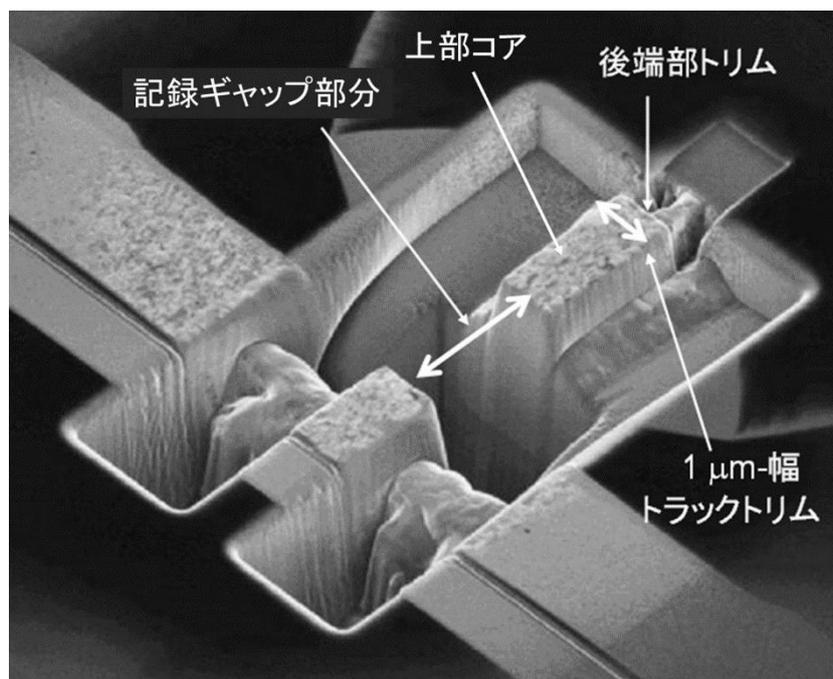


図 2.16: 垂直磁気記録用の記録ヘッド磁極付近 石勉氏による。

垂直方向の磁界を有効に取り出すように、リング型薄膜磁気ヘッドコアの記録ギャップ部分を通常より一桁大きい  $1.5 \mu\text{m}$  程度にして長手方向の磁界成分が強くなるようにした。また、図 2.17 に示すように上部コアに対して後端部を FIB トリムすることで一層磁界垂直方向成分の切れを良くした。なお、磁極部の側面も FIB トリムすることでトラック幅を  $1 \mu\text{m}$  にしている。

**実験方法** 磁気コアの材料として、 $\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$  ( $J_s = 1.0 \text{ T}$ ) のタイプ I ヘッドに FIB 加工を行ったものと  $\text{Co}_{65}\text{Fe}_{22}\text{Ni}_{13}$  ( $J_s = 2.0 \text{ T}$ ) を部分的に用いたタイプ II ヘッドに FIB 加工を行ったもの、二種類のヘッドを作成し

<sup>15</sup> 磁気コアは軟磁性体で作られる磁気回路である。磁気コアの一部で磁界を発生する箇所を磁極と呼ぶ。リング型の磁気コアの場合、磁気回路中に設けられた非磁性のギャップを挟む両側の磁気コア端部に磁極が存在する。リング型の磁気コアを垂直磁気記録に使う場合、主磁極と呼ばれる片側の磁極が特に重要になる。

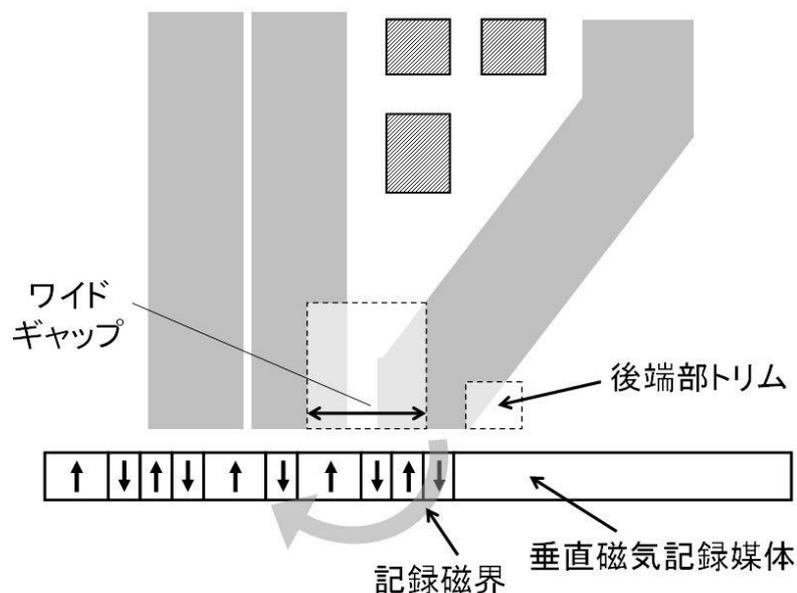


図 2.17: 垂直磁気記録用ヘッドの断面 記録磁界の垂直成分を大きくするように加工している

た。これらの垂直磁気記録用ヘッドで記録したデータを通常の HDD 用 GMR ヘッドにより信号再生し、その周波数特性を比較した。

記録ヘッドのトラック幅は  $1.0 \mu\text{m}$  であった。使用した記録媒体は、保磁力  $200 \text{ kA/m}$  ( $2500 \text{ Oe}$ ) で軟磁性裏打ち層を持つ垂直二層媒体であった。再生用 GMR ヘッドのトラック幅は  $0.65 \mu\text{m}$ 、ギャップ長は  $0.15 \mu\text{m}$  であった。また、ヘッド-媒体間の磁気スペーシングは  $40 \text{ nm}$ 、ヘッド-媒体の相対速度は  $12.7 \text{ m/s}$  であった。

**実験結果** 測定した再生出力 TAA<sup>16</sup> の記録密度依存性を図 2.18 に示す。図中で△印は Ni-Fe 磁極、□印は Co-Fe-Ni 磁極(厚さ  $0.5 \mu\text{m}$ )、■印は Co-Fe-Ni 磁極(厚さ  $1.0 \mu\text{m}$ )のヘッドを使った実験の結果である。Ni-Fe 磁極に比べ、Co-Fe-Ni 磁極の方が記録密度が向上することが分かる。また、主磁極が薄いほうが記録密度が向上している。

再生出力電圧で規格化した媒体ノイズ電圧 (rms: root mean square) の記録密度依存性を図 2.19 に示す。ここでノイズの帯域は  $75 \text{ MHz}$  にとっている。Ni-Fe 磁極に比べ、Co-Fe-Ni 磁極の方が媒体ノイズが少ないことがわかる。

図 2.18 の結果から、この条件では GMR ヘッドによる再生出力が Co-Fe-Ni を用いた主磁極の高  $J_s$  化により、20%ほど高記録密度側に延びる

<sup>16</sup> TAA は track average amplitude の略で平均再生出力を表す。複数の等間隔再生信号パルス振幅 (peak-to-peak) の平均値で定義される。

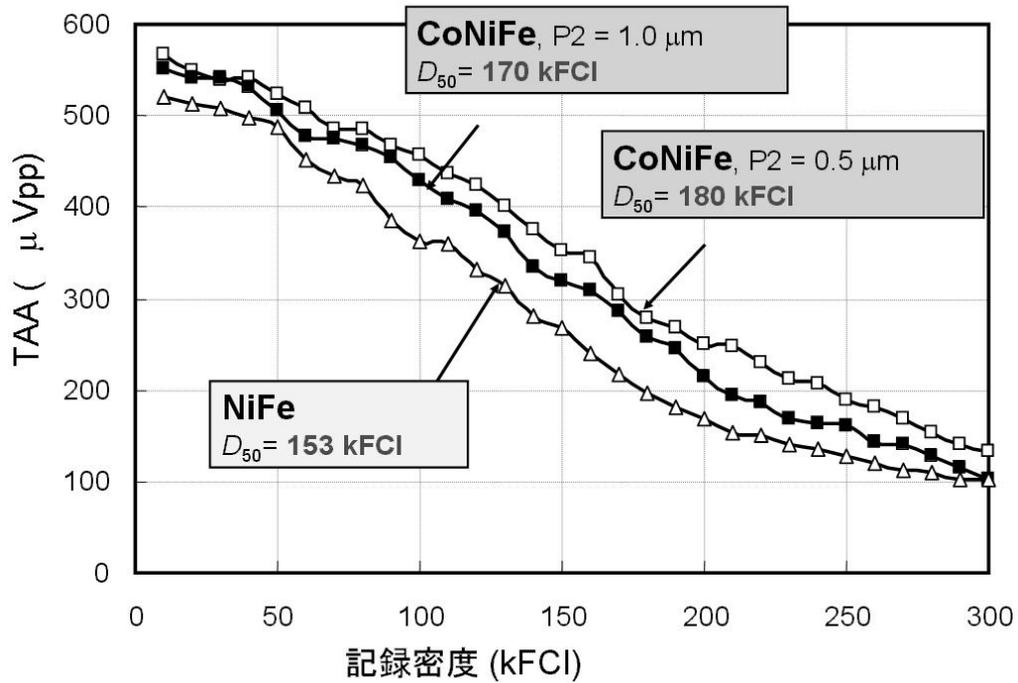


図 2.18: 垂直記録再生出力の記録密度依存性とヘッド磁極材料の関係 [22]。

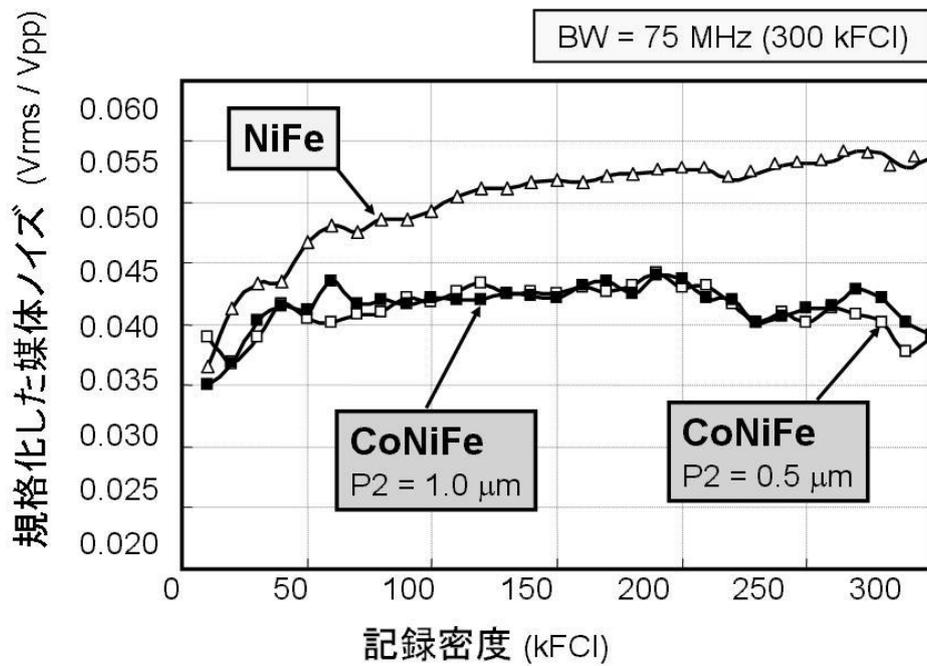


図 2.19: 垂直記録媒体ノイズとヘッド磁極材料の関係 [22]。

ことも判明した。また、図 2.19 の結果から、Co-Fe-Ni 磁極により、媒体ノイズが大幅に低減されていることが判る。媒体ノイズには粒子性ノイズなど媒体固有のものと、ヘッドによる記録でできる磁化遷移のばらつきに基づく変調ノイズとがあるが、図 2.19 の媒体ノイズ低減は変調ノイズの低減によると考えられる。

このような改善は、媒体の保磁力が十分大きい場合には、高  $J_s$  材料を主磁極に用いることにより垂直磁気記録においても磁化遷移長を短くする効果があるためだと考えられる。この結果から、垂直磁気記録においても高  $J_s$  材料の導入により SN 比が向上し、より高密度な記録が可能になることが確認される。

## 2.6 Co-Fe-Ni ヘッドの耐蝕性

### 2.6.1 孔蝕試験

磁気ヘッドを実用化するうえで、その素子が十分な耐蝕性を有することは重要な必要条件である。種々の添加剤を含むめっき液を用いた Co-Fe-Ni めっきおよび Ni-Fe めっきの耐蝕性を調べた。その結果、めっき Co-Fe-Ni 膜の耐蝕性は膜中の S 含有量に大きく依存するものであることが判明した [8, 18, 19]。特に、塩水 (2.5%-NaCl 水溶液) 中での孔蝕電位<sup>17</sup>を調べた実験の結果は、表 2.10 に示すように、S 含有量が 0.1 at.%以下となる SCA 無添加浴からめっきした Co-Fe-Ni 膜は従来用いられてきたパーマロイめっき膜以上の耐孔蝕性を示した。

表 2.10: 孔蝕電位比較 [18] Co-Fe-Ni の組成は  $\text{Co}_{65}\text{Fe}_{13}\text{Ni}_{22}$  の付近。

めっき材料	添加材 SCA	孔蝕電位 (vs SHE)
Ni-Fe (Ni83%)	サッカリン Na	+ 70 mV
Co-Fe-Ni	サッカリン Na	-180 mV
Co-Fe-Ni	なし	+175 mV

<sup>17</sup> 塩素イオンなどにより金属表面の酸化物 (不働態皮膜) が局所的に破壊される時の電極電位。表 2.10 は標準水素電極 (SHE: standard hydrogen electrode) を基準にした値を示す。これが貴な方 (+側) にあるほど耐孔蝕性が高い。

### 2.6.2 高温・高湿試験

さらに、厚さ 7 nm の DLC (diamond-like carbon) をコーティングした Co-Fe-Ni 磁極を持つ製品レベルの HDD 用 MR 複合薄膜磁気ヘッドについて、HDD 用部品に行う標準的な高温・高湿試験を行った。試験条件は、温度 80°C、相対湿度 85 %、100 時間である。この耐蝕性試験の結果、顕微鏡で観察したヘッド素子等に特に異常な外観変化は現れず、従来のパーマロイ磁極のヘッドと同等の耐食性を持っていた [18]。また、ハードディスクを用いての記録再生特性に劣化は見られなかった。

以上の結果から、SCA 無添加の浴から作成した Co-Fe-Ni めっき膜は、HDD の磁気ヘッド用磁極材料として磁気特性のみならず、実用材料としての耐蝕性も十分優れたものであることが確認された。

## 2.7 本章のまとめ

Co-Fe-Ni 合金は bcc と fcc の適切な混相化により従来にない良好な軟磁気特性を持つ高  $J_s$  材料である。また、この材料は磁歪定数も小さくさらに耐食性も高いうえに容易に電気めっきすることができて量産に向いていることから、実用的にも極めて優れた材料であることが判明した。著者らは、Co-Fe-Ni をめっきした記録コアを用いた MR 複合薄膜磁気ヘッドにより、560 kA/m (7 kOe) という極めて高い保磁力を持つ長手記録媒体への記録、および垂直磁気記録媒体に対する優れた高密度記録特性を実証した。特に、高保磁力媒体への記録実証は、従来  $H_c = 300$  kA/m (4 kOe) 以上の媒体を HDD に導入することが困難だとされていたのを克服するものであった。

## 文献

- [1] T. Osaka, M. Takai, K. Hayashi, K. Ohashi, M. Saito, and K. Yamada, "A soft magnetic CoNiFe film with high saturation magnetic flux density and low coercivity," *Nature*, vol. 392, no. 6678, pp. 796-798 (1998).
- [2] K. Ohashi, N. Morita, T. Tsuda, and Y. Nonaka, "Write performance of heads with a 2.1-tesla CoNiFe pole," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 2538-2540 (1999).
- [3] S. Liao, "High moment CoFe thin film by electrodeposition," *IEEE Trans. Magn*, vol. 23, pp. 2981-2983 (1987).
- [4] 小俣雄二、電子情報通信学会磁気記録研究会、MR88-23, p. 23 (1988).
- [5] 篠浦治、上島聡史、成宮義和、日本応用磁気学会誌、vol. 18, no. 2, pp. 277-280 (1994).
- [6] 中村明義、高井まどか、林勝義、逢坂哲彌、表面技術、vol. 47, no. 11, p. 934 (1996).
- [7] 林勝義、中村明義、高井まどか、逢坂哲彌、「電析法による CoNiFe 薄膜の作成と磁気特性」、第 20 回応用磁気学会学術講演概要集、p.152 (1996).
- [8] T. Osaka, M. Takai, Y. Sogawa, T. Momma, K. Ohashi, M. Saito, and K. Yamada, "Influence of crystalline structure and sulfur inclusion on corrosion properties of electrodeposited CoNiFe soft magnetic films," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 146, no. 6, pp. 2092-2096 (1999).
- [9] T. Osaka, M. Takai, K. Hayashi, Y. Sogawa, K. Ohashi, Y. Yasue, M. Saito, and K. Yamada, "New soft magnetic CoNiFe plated films with high  $B_s = 2.0$ - $2.1$ T," *IEEE Trans. Magn*, vol. 34, no. 4, pp. 1432-1434 (1998).
- [10] 山本英文、大嶋則和、斎藤美紀子、大橋啓之、赤井久純、「高  $B_s$  CoNiFe 磁性体の電子状態」、第 24 回応用磁気学会学術講演概要集、p. 359 (2000).
- [11] T. Asada and K. Terakawa, "Cohesive properties of iron obtained by use of the generalized gradient approximation," *Phys. Rev.*, vol. B46, p. 13599 (1992).

- [12] M. Saito, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "The effect of preparation conditions on the magnetic properties of electroplated high-Bs CoNiFe films," *Proceedings of the 4<sup>th</sup> Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV2000-29, pp. 185-196 (2000).
- [13] 曾川禎道、水谷聡、門間聰之、逢坂哲彌、斎藤美紀子、大橋啓之、山田一彦、「電析 CoNiFe 薄膜の軟磁気特性に及ぼす水素共析の影響」、日本応用磁気学会誌、vol. 23, no. 4-2, pp. 1405-1408 (1999).
- [14] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company (1951).
- [15] N. Ohshima, M. Saito, K. Ohashi, H. Yamamoto, and K. Mibu, "Structural and magnetic properties of high saturation induction CoNiFe electroplated films," *IEEE Trans. Magn*, vol. 37, no. 4, pp. 1767-1769 (2001).
- [16] オ・ア・バンニフ、エム・イエ・ドリッツ、『鉄基合金の状態図便覧』、新日本鑄鍛造協会、日・ソ通信社 (1990).
- [17] 山本英文氏との私信. 文献 [10] と同様の第一原理計算による(未発表).
- [18] K. Ohashi, Y. Yasue, M. Saito, K. Yamada, T. Osaka, M. Takai, and K. Hayashi, "Newly developed inductive write head with electroplated CoNiFe film," *IEEE Trans. Magn*, vol. 34, no. 4, pp. 1462-1464 (1998).
- [19] M. Saito, K. Yamada, K. Ohashi, Y. Yasue, Y. Sogawa, and T. Osaka, "Corrosion properties of electroplated CoNiFe films," *J. Electrochem. Soc*, vol. 146, no. 8, pp. 2845-2848 (1999).
- [20] T. Nishiyama, R. Goto, M. Yamazaki, I. Sakaguchi, S. Suwabe, and A. Iwama, "A double-sided metal-in-gap head for 150 Mb/in<sup>2</sup> recording," *IEEE Trans. Magn*, vol. 28, pp. 2632-2634 (1992).
- [21] Y. Nonaka, H. Honjo, T. Toba, S. Saito, T. Ishi, M. Saito, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "Co-Ni-Fe write heads with a 10- $\mu$ m yoke length for high-speed recording," *IEEE Trans. Magn*, vol. 36, no. 5, pp. 2514-2516 (2000).
- [22] S. Tsuboi, H. Matsutera, T. Ishi, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "Read / write characteristics of focused-ion-beam etched heads for perpendicular magnetic recording media," *J. Magn. Mater*, vol. 235, no. 1-3, pp. 375-381 (2000).

## 第3章 記録の高速化

記録磁界の立ち上がりに要する時間は、印加電圧に対する電流の遅れと電流に対する磁束応答の遅れの和になる。このうち電流の遅れはライトアンプから見たヘッド側のインダクタンスと抵抗の比で決まる。また、磁束応答の遅れは渦電流や磁壁移動の影響により生ずる。したがって、高速記録のためには磁気コアを小型化および薄膜化することが有効であると期待される。ここでは、試作した超小型記録ヘッドにより、実際に高周波で優れた記録能力が得られたことを報告し、さらに磁壁移動が関与することで現れる磁化応答の遅れについて考察する。

### 3.1 ヘッド磁化動特性に関する従来の研究

HDD のデータ転送速度はやがて 1 Gbits/s 以上になる。この時の最高記録周波数は 500 MHz を超える。100 MHz 以上の高速記録では、動的保磁力の増大による O/W (オーバーライト) の悪化および記録磁界の立ち上がり遅れに基づく NLTS (非線形磁化遷移シフト) が従来になく大きな問題となってきた。記録ヘッドにおける磁化動特性の改善は極めて重要な課題になっている。

#### 3.1.1 薄膜磁気コア小型化の歴史

HDD のヘッド技術においては、MR 素子の導入により再生ヘッドのインダクタンスは極めて小さくなった。その結果、記録と再生を比較すると記録の方が有効な周波数帯域が狭くなっている [1]。現時点では HDD のデータ転送高速化の課題は記録ヘッドの方にあり、記録磁界の立ち上がり時間を短縮することが重要な開発目標になっている。

記録磁界の立ち上がり時間を短縮するには、記録ヘッドのインダクタンスを小さくする必要がある。そのためには磁気コアを小さくすること

が効果的だと考えられる。初期の薄膜磁気ヘッドでは、図 3.1 (a) の断面写真に示すように、記録ギャップから上下コア接合部までのコア長は  $100\ \mu\text{m}$  以上であった。しかし、その後実用化された再生専用の MR 素子と記録専用の薄膜磁気ヘッドを組み合わせた複合薄膜磁気ヘッドでは、再生電圧を稼ぐために無理して多数のコイルを巻く必要がなくなり、図 3.1 (b) に示すように、コア長を  $50\ \mu\text{m}$  あるいはそれ以下に小さくすることが可能になっている。また、本研究以前に、ヘッドの小型化が高周波での NLTS 低減に有効なことは報告されている [2]。さらに、垂直磁気記録用に非常に小さいインダクタンスのヘッドが試作されている [3]。

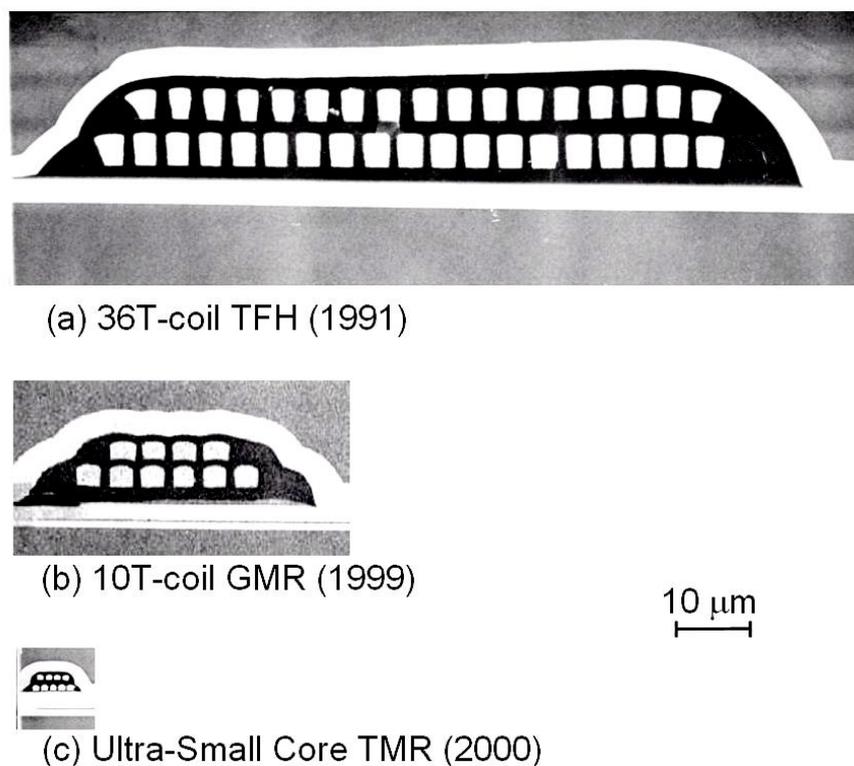


図 3.1: 薄膜磁気ヘッドの素子部断面写真 (a) コア長  $120\ \mu\text{m}$  の電磁誘導型薄膜磁気ヘッド、(b) コア長  $47\ \mu\text{m}$  の GMR ヘッド、(c) コア長  $9.5\ \mu\text{m}$  の超小型記録コアを持つ TMR ヘッド(第 3.2.3 項参照)。

### 3.1.2 電磁界解析とその限界

巨視的な Maxwell の方程式により、薄膜磁気ヘッドのコア長とヘッド応答時間の関係を計算した例としては、渦電流の影響を取り入れた 3 次元電磁界計算による解析 [4]、ジャイロ磁気効果と渦電流の両方を考慮したマイクロマグネティックなモデル [5] を適用した解析 [6] 等がある。ま

た、より直感的に、磁気コアを伝送線路に見たてたモデルにおいて渦電流の影響を取り入れる手法なども試みられている [7]。しかし、薄膜磁気ヘッドを初めとする実際の磁気デバイスにおいては、Maxwell の方程式だけでは説明できないような磁化の遅れおよびそれに伴う異常損失が存在する。この異常損失には、多くの場合磁壁の移動が関係していると考えられている [8, 9]。

### 3.1.3 閉路磁区がある場合の動特性理論

薄膜磁気ヘッドの磁区構造を粉末図形法 (Bitter 法) で観察した例を図 3.2 に示す。この写真はアルミナオーバーコート成膜前の上部コアを観察したもので、上の方にある長円形部分の周りにコイルが巻かれている。記録ギャップは下端部中央にある。磁界勾配の大きい磁壁付近に酸化鉄のコロイドが引き寄せられている<sup>1</sup>。

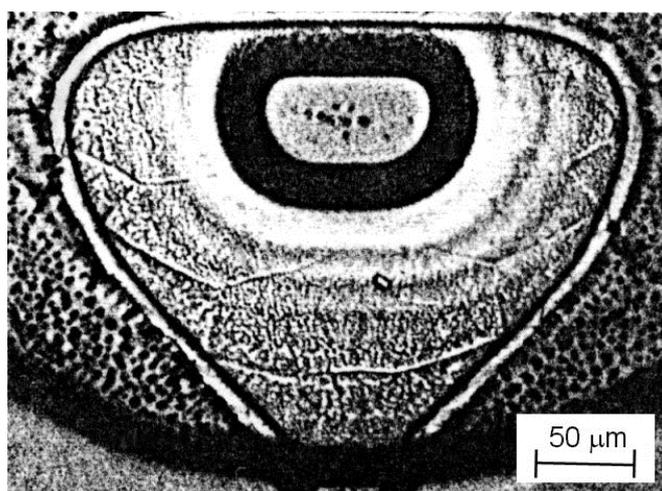


図 3.2: 上部磁気コアの磁区構造

薄膜磁気ヘッドの磁区構造では左右の側面付近に三角形の閉路磁区が見られる。このような磁区構造では個々の磁区の磁化の向きは、図 3.3 に示すようになっていると考えられる。

磁束の変化方向に膜の磁化容易軸を直交させることで一斉回転による高速な磁化応答のモードを利用する。パーマロイコアのめっき時および熱処理時には図の左右方向に磁界を印加することで、磁化容易軸が左右

<sup>1</sup> 膜厚が 1  $\mu\text{m}$  程度あるいはそれ以上のパーマロイ膜の磁壁は、表面付近で磁気モーメントが振れて磁壁からの漏れ磁界が出にくい構造をとることが知られている [10]。この実験では膜に垂直な方向に外部から磁界を印加して磁壁の磁気モーメントが膜表面付近まで垂直な成分を持つようにして磁壁のコントラストを上げている。

方向に付与されている。その結果、磁気回路の側面付近には  $90^\circ$ 磁壁で囲まれた閉路磁区ができ、中央部には六角形磁区ができる。このような磁区構造をとる場合の磁化動特性をモデル化する時には、閉路磁区を囲む  $90^\circ$ 磁壁と六角形磁区の磁気モーメントの結合のしかたが問題となる。軟磁性体においては、静的な状態では磁荷が現れるのを避けるような磁区構造をとる。Soohoo [11] は動的な状態においても磁荷が現れないように磁化回転が  $90^\circ$ 磁壁移動と同じ遅い速度で起こると考えた。

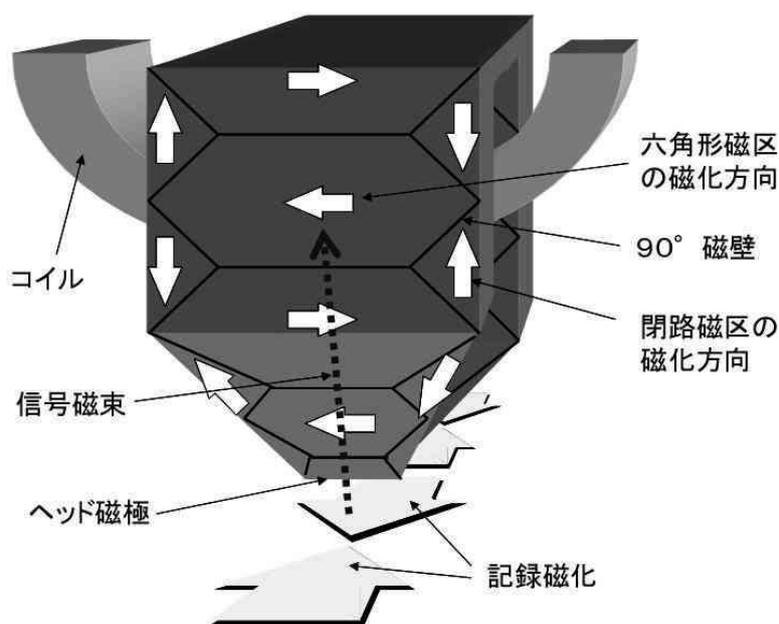


図 3.3: 薄膜磁気ヘッド内の信号磁束と磁区。磁区内の磁化の変化分が磁束信号の流れに対応する。

しかし、六角形磁区内の磁気モーメントが  $90^\circ$ 磁壁に向かって徐々に向きを変えることでエネルギー密度の高い状態を避けることができるならば、閉路磁区から離れた箇所では  $90^\circ$ 磁壁移動に先立って磁化回転が起こりうる。このような過渡状態における磁気モーメントの分布すなわち磁化のねじれ方として、いくつかのモードが提案されている。最初の提案は著者によるもので、図 3.19 に示すように、エネルギー密度が比較的低い体積磁荷が過渡状態として  $90^\circ$ 磁壁付近に分布発生し [12]、さらにその体積磁荷が消えてエネルギーが低くなるように  $90^\circ$ 磁壁が移動する [13] というモデルで磁化変化を記述した。本章の後半では、このモデルにつき詳しく再検討する。

Mallaryら [15] は、図 3.17 (a) の網掛け部分に幅の広い Néel 磁壁のような構造を仮定すれば磁荷が現れなくても中央部で磁束が通り抜けるよ

うな過渡状態が存在し得ることを示した。膜厚が厚い場合には彼のモデルの方が著者のモデルよりエネルギーが小さく実現しやすいと考えられる。ただし、このモデルは磁壁が移動することを考慮に入れていない点で不完全なものである。

著者の提案と同様のアプローチとして、Smith [16] は磁壁が動かないと仮定した場合の磁化動特性を検討し、さらに磁化回転と磁壁移動が独立に起こる場合の全体の磁化動特性を計算したが、解析的な式による磁化動特性のモデル提案は行っていない。また、Slonczewski [17] は変数の数を減らすために、上下二層の磁気コアの磁区構造が鏡映の関係にあるという特殊な仮定をおいて定式化を試みている。

### 3.1.4 動的磁化過程観察

Re と Kryder [18] は、薄膜磁気ヘッドのコイルに MHz 台の電流を流した時の磁気コアの微小領域の磁化変化を Kerr 効果を用いて調べた。その結果によると、六角形磁区内の磁気モーメントは、 $90^\circ$ 磁壁の付近では中央領域の変化に比べて大きな位相遅れを示す。また Kasiraj [19] は、磁化変化量が中央部に近づくほど大きくなること、および周波数が高くなると磁化が変化するのは磁気コアの中央部に限定されることを見いだした。これらの実験結果は、いずれも  $90^\circ$ 磁壁に近い領域ほど磁化回転が磁壁移動に強く拘束されて遅くなっていることを示している。著者が文献 [12] で提案したモデルはこれらの実験結果と定性的に一致している。

## 3.2 小型化による渦電流の低減

渦電流の流れやすい Co-Fe-Ni を高速データ転送が必要なハイエンド HDD に適用するという観点からの検討を行った。ここでは、磁壁などの微視的な構造は考えずに、磁気回路における磁束の漏れとヘッドの発生磁界およびその周波数特性との関係を求める。これにより、まず磁壁移動の影響のない場合の理想的な記録ヘッドコアについて考察する。

### 3.2.1 磁気コアの薄膜化

**コア材料の電気抵抗率** 前章で報告したように Co-Fe-Ni めっきはこれまでにない強い記録磁界を発生することができる高密度記録に適した磁気コア材料であることは確認された。しかし、製品実用化のためにはもう一

方の重要な性能である高速記録についても同時に実現する必要があった。

不純物の少ない Co-Fe-Ni の電気抵抗率は表 3.1 に示すように  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}$  の半分以下の値である。これは Bozorth [14] によって示されているバルク Co-Fe-Ni の傾向(図 3.4 参照)を反映したのもでもある。このことから、Co-Fe-Ni を用いた記録ヘッドは高周波で記録を行うハイエンド HDD には使えないのではという懸念が一部の高速 HDD 開発の立場にある人々から示された。

表 3.1: 磁気コア材料の抵抗率と飽和磁化  $10^{-8} \Omega \cdot \text{m} = \mu\Omega \cdot \text{cm}$

材料	$\rho$ [ $\Omega \cdot \text{m}$ ]	$M_s$ [MA/m]	$J_s$ [T]
$\text{Co}_{65}\text{Fe}_{22}\text{Ni}_{13}$	$18 \times 10^{-8}$	1.6	2.0
$\text{Ni}_{83}\text{Fe}_{17}$	$25 \times 10^{-8}$	0.8	1.0
$\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}$	$50 \times 10^{-8}$	1.2	1.5
Mn-Zn フェライト	20	0.4	0.5
Ni-Zn フェライト	$5 \times 10^4$	0.3	0.4

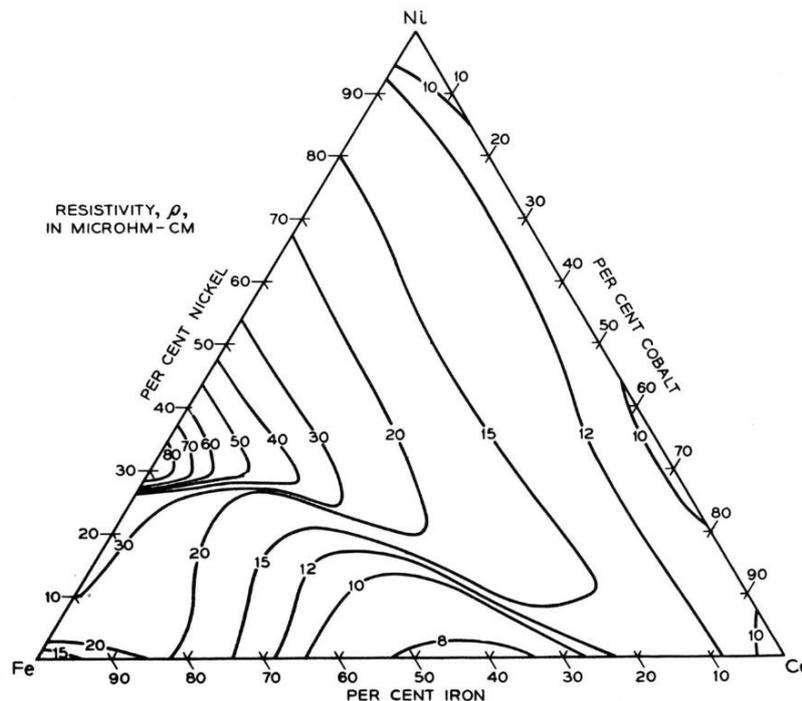


図 3.4: Co-Fe-Ni の電気抵抗率 Bozorth [14] による。

**実験方法** 渦電流を減らして書き込みを高速化する手段として、(1.24) および (1.25) 式からわかるように、磁気コアを薄くすることが考えられる。

そこでまず、Co-Fe-Ni の効果が大きい上部コアを薄膜化することの効果を確認する実験を行った。実験では、上部コアの厚さが異なる二種類の試作ヘッドについてインダクタンス<sup>2</sup>の周波数依存性を測定してヘッドのライト能力の周波数依存性を調べた。

コアインダクタンスは飽和に伴う非線形効果がなければヘッドのギャップ磁界に比例する量であり、記録ヘッドの基本的な能力を示す。測定ヘッドのコア部膜厚を表 3.2 に示す。このヘッドは、上部コアのギャップ側に 0.3  $\mu\text{m}$  厚の Co-Fe-Ni めっき膜を付与しているタイプ II である。コア長(ギャップから上下コア接続部までの長さ)は 87  $\mu\text{m}$  である。

表 3.2: 測定ヘッドコア部各場所の膜厚

場所	膜厚 [ $\mu\text{m}$ ]	材料
上部コア	2.8, 4.1	Ni-Fe + Co-Fe-Ni (0.3 $\mu\text{m}$ )
下部コア	2.8	Ni-Fe
下部シールド	2.1	Co-Zr-Ta

**実験結果** 測定したコアインダクタンスの周波数特性を図 3.5 に示す。周波数特性は、上部コア厚を 4.1  $\mu\text{m}$  から 2.8  $\mu\text{m}$  に 30% 低減することで約 100% の伸びを示している。この結果は膜厚の二乗に反比例して損失が減少するという (1.24) 式で表される通常の渦電流理論とほぼ一致した傾向を見せている。

上記実験において、膜厚が変わったのは上部コアだけであり、下部コア膜厚、下部シールド膜厚はそのままであった。しかし、下部コアと下部シールドは上部コアより薄いため元々高周波での損失が少ない。したがって、実験結果は上部コアを薄くした効果が出たことを示していると考えられる。このように、薄膜化は周波数特性の改善にある程度効果があるが、膜を薄くすると次に述べるように磁束の漏れが増えて記録磁界が小さくなるという副作用もある。

<sup>2</sup> インダクタンスの測定にはインピーダンスアナライザ HP4194A を用い、測定電圧は 10 mV 一定とした。インダクタンス(インピーダンス虚数部)の実測値からワイヤとコイル分を引いてコアインダクタンスとした [20]。

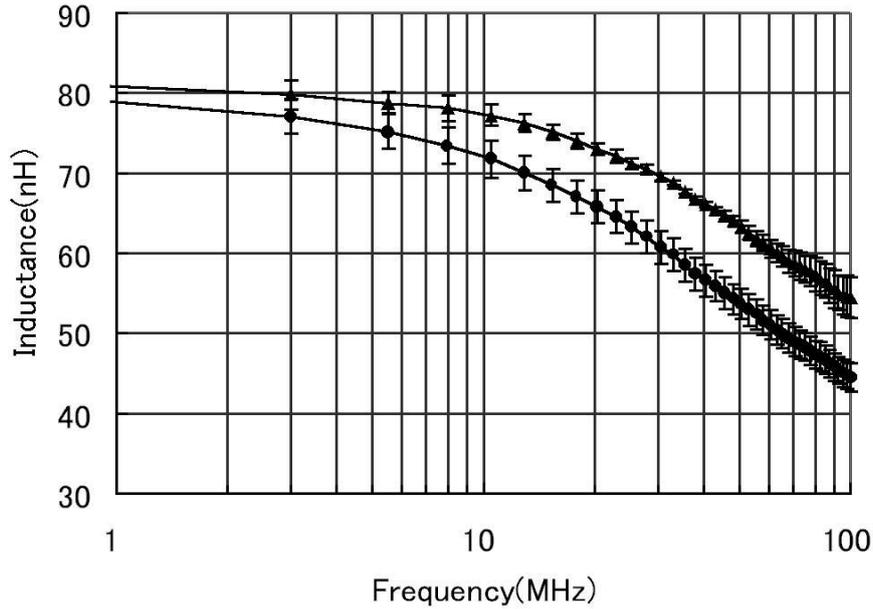


図 3.5: コアインダクタンスの周波数特性 丸印(下側)は上部コア厚 4.1  $\mu\text{m}$ 、三角印(上側)は上部コア厚 2.8  $\mu\text{m}$  である。

### 3.2.2 磁束の漏れの影響

**記録磁束効率** 巻き数  $N$  のコイルに記録電流  $I$  を流して発生する全磁束  $\Phi_{\text{tot}}$  のうちで、実際にギャップ部を通過する磁束  $\Phi_{\text{gap}}$  の割合を記録磁束効率  $r$  と呼ぶことにする。 $r$  は次式で定義される:

$$r \equiv \frac{\Phi_{\text{gap}}}{\Phi_{\text{tot}}} \quad (3.1)$$

$r$  は 1 より小さく、また磁気コアの磁化が飽和に近づくにつれて減少する。磁気コアの形状および飽和磁化などの磁化特性をパラメータとし、 $I$  を変数とした非線形関数と考えることができる。

ギャップ付近を通過する磁束のうちで記録媒体を通過したもののみが有効な起磁力となる。すなわち、媒体に記録される微小磁化の断面積とギャップ部の断面積の比  $r_m$  に  $r$  を掛けた積  $r_m r$  が真の記録磁束効率となる。薄い主磁極から記録媒体を通過して裏打ち層に磁束が入る二層構造を用いた垂直磁気記録方式では、リングヘッドの漏れ磁界を用いる従来の長手磁気記録方式に比べて  $r_m$  を 1 に近くできる。

ここで、コイル起磁力のほとんどが磁気コアの奥の方ではコア内の磁束に変換されると仮定しよう。この磁束はギャップに近づくにつれてコアの外に漏洩して減衰する。その結果、比透磁率  $\mu_r$  の磁気コアの記録ギャッ

プに発生する磁界  $H_g$  は次のようになる:

$$H_g = \frac{NI}{l_g + \frac{l_c A_g}{r \mu_r A_c}} \quad (3.2)$$

ここに、 $l_g$  と  $l_c$  はギャップ部とコア部の磁路の長さ、 $A_g$  と  $A_c$  はギャップ部とコア部の断面積を表す。

**発生磁界とインダクタンス** 高速記録を行うためには、必要な記録ギャップ磁界を発生するに当たり必要なヘッドインダクタンスを極力減らすような設計が必要である。ヘッドのインダクタンスは、主にヘッド素子のインダクタンスおよびヘッド素子とライトプリアンプを結ぶワイヤのインダクタンスの和になる。しかし、ワイヤのインダクタンスについてはライトプリアンプをサスペンションやスライダの上などヘッドの近くに持ってくることで大幅に低減できる。したがって、本質的には電流の遅れを決めるのは次式で与えられるヘッド素子のインダクタンスである。

$$L = \frac{\mu_0 N^2}{\frac{r l_g}{A_g} + \frac{l_c}{\mu_r A_c}} \quad (3.3)$$

この式と (3.2) 式から、インダクタンスとギャップ磁界に関する次の関係が得られる:

$$L = \frac{\mu_0 N A_g}{r I} H_g \quad (3.4)$$

上記 (3.4) 式より、高速記録を行うためには  $r$  を 1 に近づけることで  $L$  と  $H_g$  の比を小さくすることが重要であることがわかる。具体的には、ギャップ磁界に寄与しない余分な磁束の漏れを減らすような設計が必要である。また、 $r$  が  $I$  に対して非線形であることに注意する必要がある。

**記録磁束効率向上の方法** 渦電流を減らして書き込みを高速化する手段として、前項で示したように磁気コアをより薄膜化することが考えられる。しかし、磁気コアを薄くすると磁束の漏れが多くなり記録磁束効率  $r$  が下がる。その結果、期待するギャップ磁界  $H_g$  を得るために必要なコアインダクタンスが大きくなり、記録電流の立ち上がり時間が延びてしまうという問題が生ずる。

前項の実験ではこのような問題を避けるため、Co-Fe-Ni を導入して磁気コア材料の飽和磁化を大きくしている。磁束の漏れの原因となる磁気コアの飽和を避けることは  $r$  を大きくする効果を持っている。記録ヘッドはギャップ付近に磁束が集中するように設計されるためギャップ付近が

飽和しやすい。したがって、図 2.11 および図 2.12 に示すようにギャップ側に Co-Fe-Ni を配置することが有効である。

磁束の漏れ量を減らすために重要なもう一つの手段は、磁気コアを薄くすることに対応させてコア長を短くすることである。すなわち、コア部の磁路長  $l_c$  を短くすることが記録磁束効率  $r$  の低下を防ぐのに有効であると考えられる。

### 3.2.3 超小型記録ヘッド素子

**コア小型化の検討** 上記検討に基づき、磁気コアの薄膜化、コア長の短縮、および Co-Fe-Ni を同時に導入する超小型記録ヘッドの開発を行った。製造プロセスの検討を行った結果、ほぼ従来の薄膜磁気ヘッド製造プロセスに変更を加えずにかなり小さくできそうなことが判った。例えば、磁束の漏洩を一定に保つという条件でコアの厚さと長さはほぼ比例で縮小できると仮定すると、従来 40  $\mu\text{m}$  以上あったコア長を 10  $\mu\text{m}$  にすればコアの厚さを 1  $\mu\text{m}$  程度にできることになる。小さくした分コアを薄くできれば、同じ露光設備でもより微細なパターンニングが可能である。

**超小型記録ヘッドの作成** 超小型記録ヘッド製造プロセスにおける素子の SEM 写真を図 3.6 に示す。このヘッドは図 2.12 に示すタイプ IV の構造を持つ。コイルは、最小幅 0.7  $\mu\text{m}$ 、高さ 1.0  $\mu\text{m}$ 、最小ピッチ 1.3  $\mu\text{m}$  の Cu めっきで形成された。さらに、厚さ 1.3-1.7  $\mu\text{m}$  の Co-Fe-Ni めっき膜により上部磁気コアを形成した。ヘッド完成時の上部磁気コアの厚さはめっき下地除去のイオンミリングで削られるため 1.0-1.4  $\mu\text{m}$  になった。このプロセスによりコア長は約 10  $\mu\text{m}$  (9.5  $\mu\text{m}$ ) になった。

参考に、この超小型 Co-Fe-Ni コアを用いた HDD 用ヘッドサスペンションアセンブリの写真を図 3.7 に示す。図 5.4 の記録再生素子が使われており、再生素子は TMR である。超小型ヘッドの断面写真を図 3.1 (c) に従来のヘッドと同じスケールで並べて示した。コアの体積は (b) が約 15000  $\mu\text{m}^3$ 、(c) が約 300  $\mu\text{m}^3$  で従来に比べて約 1/50 に小さくすることができた。

**超小型記録ヘッドの損失** 特性完成したコア長 10  $\mu\text{m}$  の超小型ヘッドのインピーダンス実数部すなわちコア損失の周波数特性を図 3.8 に示す [21, 22]。縦軸の値はワイヤ部の直流抵抗を差し引いたもので、ほぼコア損失のみの値を表す。参考に、コア長 47  $\mu\text{m}$  の従来サイズヘッドのデータ (上側)も示す。

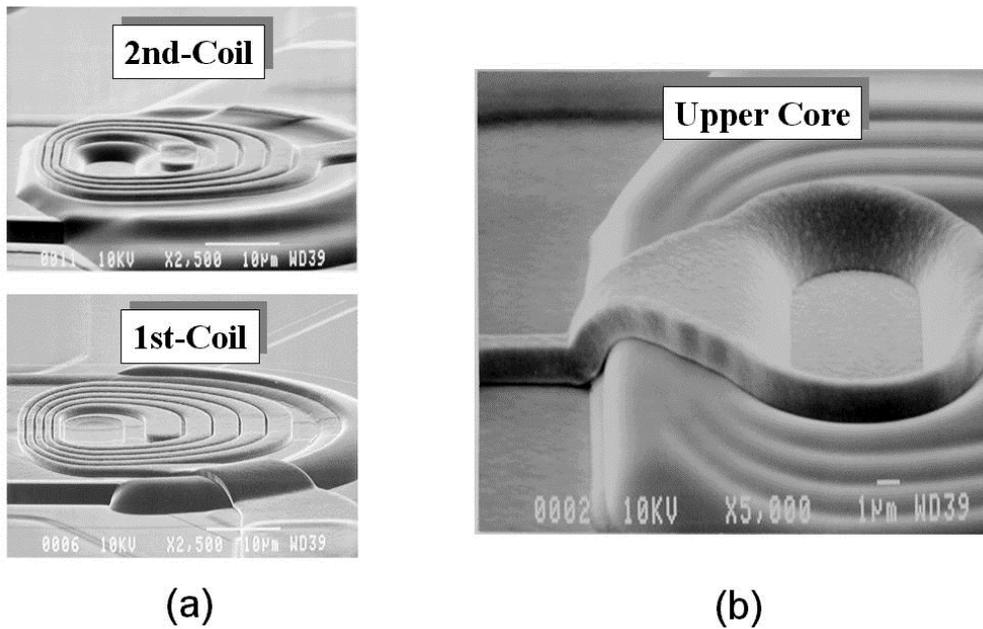


図 3.6: 超小型記録ヘッドの製造プロセスでの素子写真 (a)下: 1層目 Cu コイル形成後、上: 2層目 Cu コイル形成後、(b)上部 Co-Fe-Ni コア形成後。(a) と (b) はスケールが異なる。

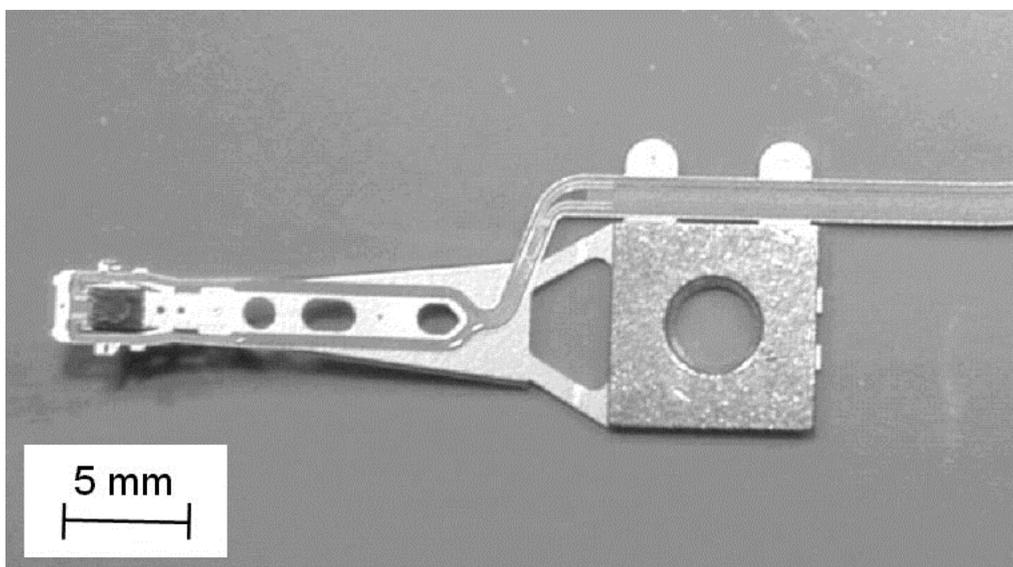


図 3.7: 超小型 Co-Fe-Ni コアを持つヘッドサスペンションアセンブリ

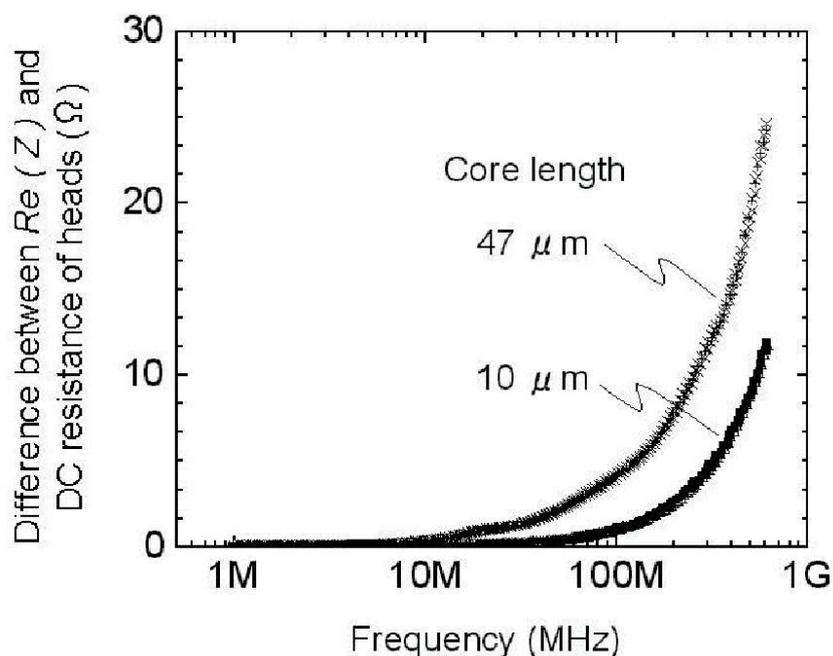


図 3.8: 超小型記録ヘッドのコア損失周波数特性

このデータから、小型化により高周波でのインピーダンス実数部分の増加が大幅に低下したことが分かる。記録周波数 100 MHz におけるインピーダンス実数部分の増加は、従来ヘッドが  $5 \Omega$  であったのに対して超小型ヘッドは  $1 \Omega$  であった。対応するコア損失による発熱は、記録電流 30 mA の場合、各々 4.5 mW と 0.9 mW である。

コアの面積をそのままにした薄膜化のみによる効果と比較すると小型化の効果は顕著である。よく知られる Kramers-Kronig の関係 [24] によりインピーダンス実数部の増加はインピーダンス虚数部の減少に対応する。したがって、図 3.5 のインダクタンスデータと図 3.8 を比較すると、単純な薄膜化では不可能な 100 MHz 以上の応答が小型化で可能になることが分かる。すなわち、小型化により渦電流に関連したコア損失は大幅に低減される。

**超小型記録ヘッドの記録能力** この超小型ヘッドを用いて 60 ~ 480 MHz の高周波でのオーバーライトを測定した。記録媒体は表 2.8 にはないハイエンド HDD 用のもので、 $H_c = 332 \text{ kA/m}$  (4150 Oe)、 $M_{it} = 3.3 \text{ mA}$  ( $0.33 \text{ memu/cm}^2$ ) である。ヘッド浮上量は 16 nm であった。

実験結果を図 3.9 に示す。極めて高い記録能力が高周波まで得られており、オーバーライトは 400 MHz 以上までほとんどフラットである。

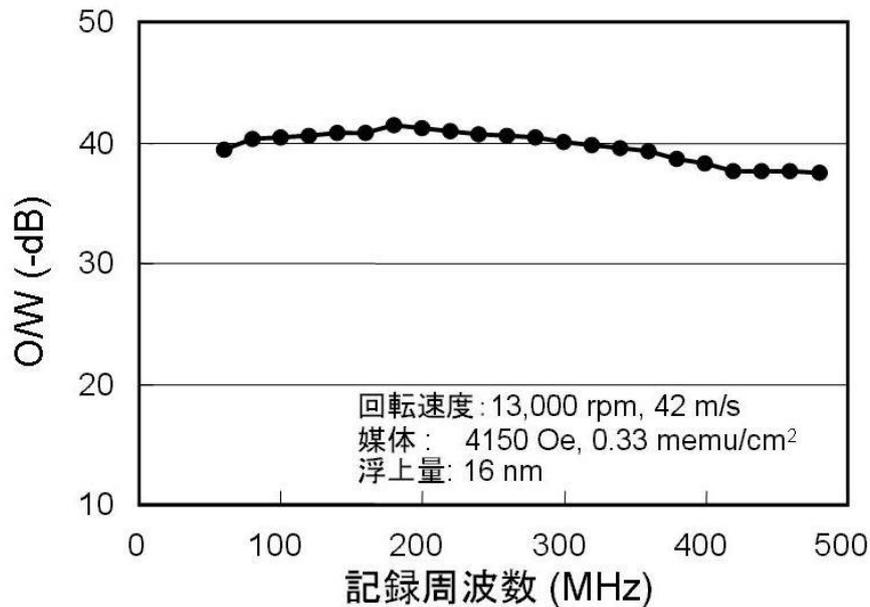


図 3.9: 超小型ヘッドのオーバーライト周波数特性 E. Haftek 氏の測定による。

同じヘッドを用いて NLTS を測定した。記録媒体は保磁力 270 kA/m (3400 Oe) と 400 kA/m (5000 Oe) の二種類でいずれも  $M_{rt} = 3.3 \text{ mA}$  (0.33 memu/cm<sup>2</sup>)。ヘッド浮上量は 13 nm。記録電流は保磁力 270 kA/m と 400 kA/m に対しそれぞれ 30 mA と 40 mA であった。NLTS の測定結果を図 3.10 に示す。250 MHz までほぼフラットな特性が得られた [21]。

これらの結果から、磁気記録コアの小型化は、薄膜化による周波数特性の改善と同等以上に高周波損失を減らすこと、および極めて高い記録能力を生み出すことが実証された。

### 3.3 記録磁界立ち上がり時間

渦電流による高周波損失を減らすため、磁気コアの小型化の効果と高抵抗化の効果とを比較した。

#### 3.3.1 電磁界解析

**超小型コアの効果** 著者の共同研究者である野中は、文献 [4] と同様の電磁界解析 (JMAG-Works) を用いて Co-Fe-Ni コアの発生磁界の検討を

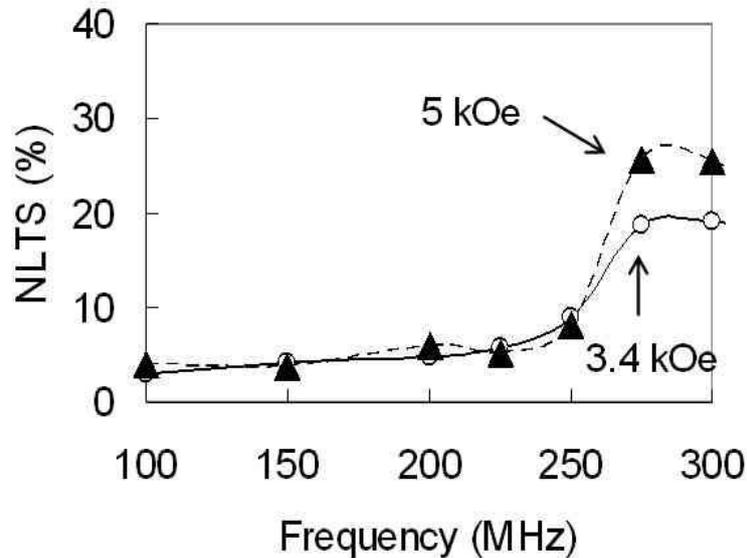


図 3.10: 超小型ヘッドの NLTS 周波数特性 野中義弘氏の測定による。

行った。その結果、コアの形状を工夫することで、磁気スペーシング 40 nm において 800 kA/m (10000 Oe) 以上の記録磁界発生が可能なことが確認された [23, 21]。さらに、コア長が記録磁界の立ち上がり時間に及ぼす影響を調べ、図 3.11 に示す計算結果を得た [22]。計算では、起磁力を  $-0.36$  A ターンから  $+0.36$  A ターンに 1 ns で変化させた。これは、巻数 9 ターンのコイルで記録電流を  $-40$  mA から  $+40$  mA に反転させたことに相当する。コア長 10  $\mu\text{m}$  の場合、コイル電流で励磁された磁化反転領域(黒色)が、コアの内側に沿って 0.6 ns 後には記録ギャップに到達する。しかし、コア長 30  $\mu\text{m}$  の場合、記録ギャップに磁化反転が到達するのは 1.0 ns 後であり、コア長短縮の効果が分かる。

**電気抵抗率の効果との比較** 記録磁界の立ち上がりを 10%~90%立ち上がり時間  $T_r$  で定義すると、 $T_r$  は電気抵抗率  $\rho$  とコア長に対して表 3.3 のような依存性を示す。コア長 30  $\mu\text{m}$  の場合、 $\rho$  が無限大で渦電流が全く流れない状態を想定した時には  $T_r = 0.42$  ns という値が得られるが、 $\rho = 20 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$  の時には  $T_r = 0.85$  ns に増加する。渦電流の影響で 0.43 ns の遅れが出ていることが分かる。

ここで、コア長 30  $\mu\text{m}$  のまま電気抵抗率  $\rho$  を 3 倍に増やして渦電流を減らすと  $T_r = 0.48$  ns となる。一方、 $\rho$  をそのままにしてコア長を 1/3 に減らすと、 $T_r = 0.46$  ns となりさらに小さな値が得られる。したがって、高周波特性を改善するにあたって、コア長を 1/3 にすることは  $\rho$  を 3 倍

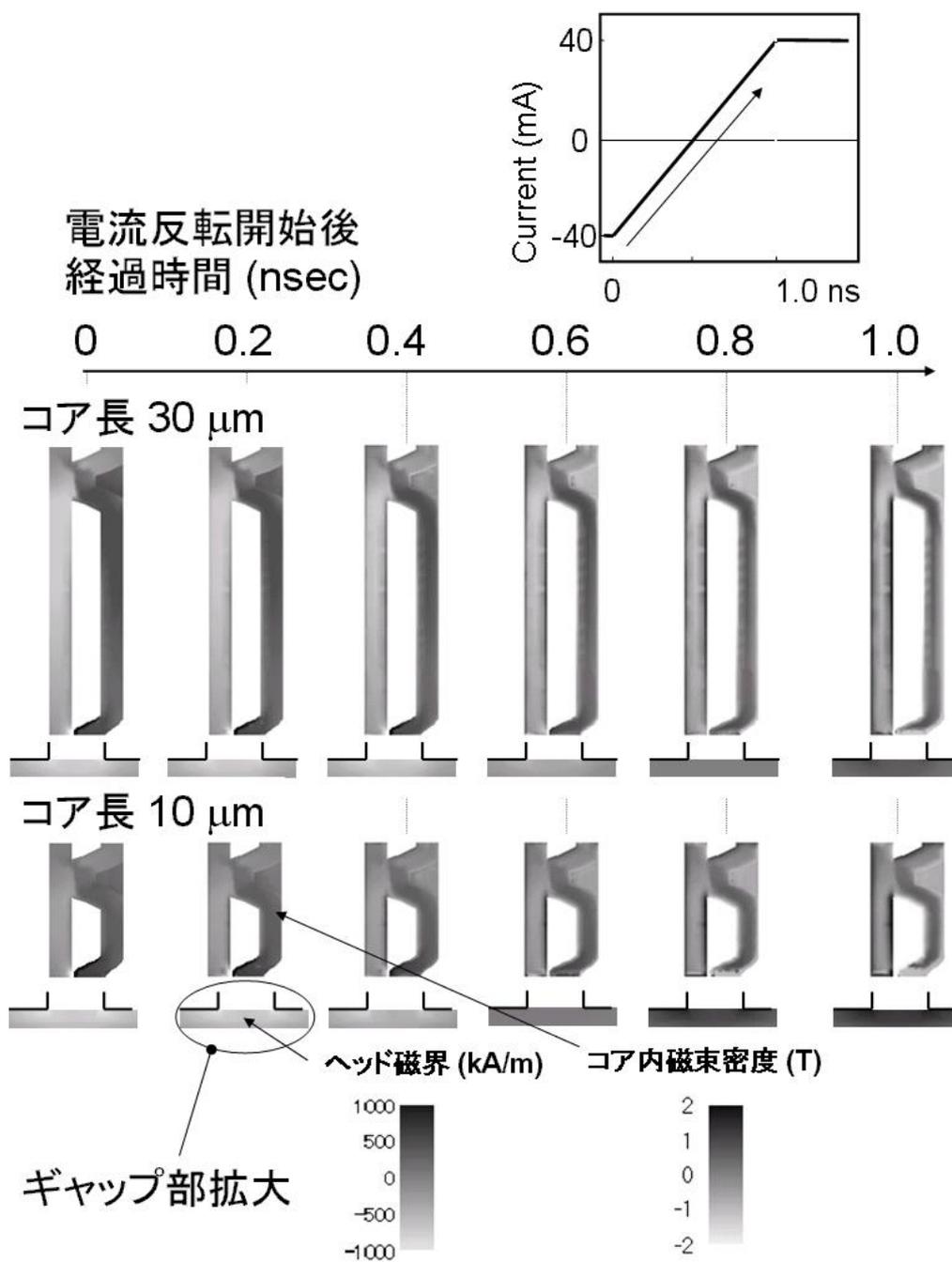


図 3.11: コア内の磁束密度およびヘッド発生磁界の変化 [22]

にするのと同様以上の効果があると言うことができる。

表3.3: 記録ヘッド磁界立ち上がり時間  $T_r$ 、電気抵抗率  $\rho$  とコア長に対する依存性を示す。野中義弘氏の計算 [22] をまとめた。

コア長 [ $\mu\text{m}$ ]	$\rho$ [ $10^{-8}\Omega\text{m}$ ]	$T_r$ [ns]
30	20	0.85
30	60	0.48
30	$\infty$	0.42
10	20	0.46

以上の計算ではコアの厚さはどのヘッドも等しく  $3\mu\text{m}$  だとしたが、コアを短くすればその分コアを薄くしても磁束漏洩を同程度に抑えられる。したがって、上部コアの厚さを  $2\mu\text{m}$  以下にした実際の超小型記録ヘッドはここで計算したよりもコア体積の小さい、高周波特性の良い記録ヘッドになっていると考えられる。

### 3.3.2 記録速度の極限

従来、パーマロイなどの金属高透磁率材料は比較的低周波で用いられ、高周波では電気抵抗率が高く渦電流損失の少ないフェライトなどが使われると書かれている本が多かった（例えば [25]）。しかし、これまで論じたように、磁気コアを薄膜化し微小化することで金属磁性材料でもバルクのフェライトより高周波特性の優れた磁気コアを作ることができる。このようにして渦電流による損失をその影響が無視できるレベルにまで低減すると、それより高周波ではスピン歳差運動緩和時間の壁が現れる。

磁気モーメントが方向を変える速度の限界は、印加磁界に対するスピンのジャイロ運動の減衰時間に強く依存する。記録ヘッドのように比較的強い電流磁界が印加される場合、磁壁の影響がなければ磁気モーメントはほぼ理想的な一斉回転により変化すると考えられる [26]。式 (1.17) を用いると、磁気モーメント一斉回転の緩和時間は  $\alpha=1/2$  の時に次式で表される最小値をとることがわかる<sup>3</sup>:

$$\tau_{min} = \frac{2}{\mu_0\gamma H} \quad (3.5)$$

<sup>3</sup>  $\alpha$  を与えるダンピングの度合いは渦電流によっても変化させうる。したがって電気抵抗率および磁性体の形状により制御することができる。

この式より、 $H$  が大きいほどスピン運動の緩和時間は短くなり、3d 遷移金属の場合 10 kA/m (126 Oe) で 1 ns となる。磁化変化をさらに早くするためには、記録電流を大きくすること、および形状効果による反磁界や磁気異方性エネルギーに基づく異方性磁界を大きくすることも有効だと考えられる。5 GHz での動作のためには、約 300 kA/m (約 4 kOe) の実効磁界が必要となる。

### 3.3.3 極微小磁極による記録

磁気異方性の小さい軟磁性体では磁壁の厚さは比較的厚くなる。その結果、記録ヘッドの先端磁極部が 100 nm × 100 nm 程度以下になると磁化反転に交換結合の影響が現れて、本来透磁率の高いパーマロイであっても実効透磁率が低下する可能性がある。

**計算のモデル** 微視的な磁気モーメントの動きを正確に記述するには、微視的に分割した領域に対して磁気モーメントの分布を考慮した LLG 方程式 (1.16) を用いる必要がある。形状の複雑な磁気ヘッドコアにこの式を適用することは、計算に時間がかかりすぎると考えられているが、小さい磁極のみならば計算は可能になる。著者は仲谷らと記録ヘッド先端部を図に示すようにモデル化し、磁極寸法が磁化の動特性に及ぼす影響を計算した [27]。また、磁束は図の上部から流入出し、記録ギャップからはみ出た磁束が記録磁界を作る。

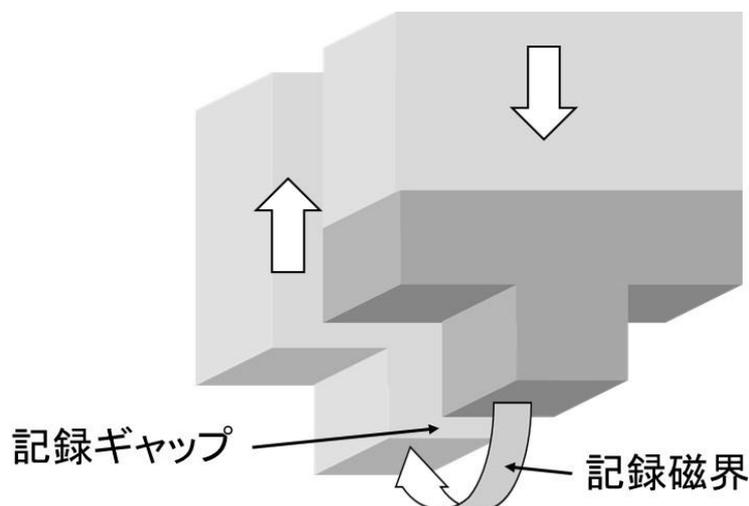


図 3.12: 計算のモデル

**計算結果** 図 3.13 は計算結果の一例を示すもので、図の暗い色の部分の磁気モーメントを表す。小さい角柱状の出っ張りが磁極になっている。図において、出っ張り部分は  $192\text{ nm} \times 192\text{ nm} \times 512\text{ nm}$ 。図示されていないが、左側に  $200\text{ nm}$  の記録ギャップを挟んだ鏡像が存在する。

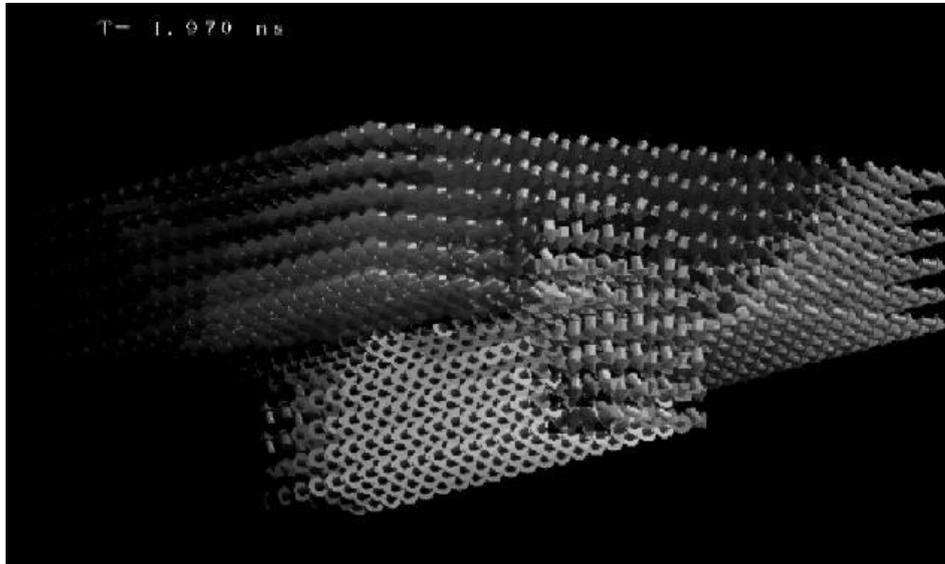


図 3.13: 微小磁極に現れる磁壁状の構造 [27]

上記一連の計算結果によると、角柱の幅が  $200\text{ nm}$  程度の時は、図 3.13 のように磁極部に磁気モーメントが向きを急に变える磁壁状の箇所が現れることで磁化変化が容易になる。しかし、角柱の幅が  $100\text{ nm}$  程度以下になるとこのような磁壁状構造はなくなり、磁極部の微視的な透磁率が低下する。すなわち、磁極の寸法が磁壁幅と同程度以下になると、単磁区粒子のように磁氣的な硬質化が起きやすくなることが判明した。

**実験** 実際、FIB により磁極を加工した記録ヘッドでは、磁極の幅を小さくすると十分な書き込みを行うためには記録電流を増大させる必要があることが、著者の共同研究者である石 [28] により観察された<sup>4</sup>。  $100\text{ nm}$  以下の超狭トラック化を実現しつつこの実効透磁率低下を防ぐには、記録ヘッドの磁極をトラック幅方向に垂直な方向(ディスク回転方向)に長い形状にするなど磁気コアの形状に工夫が必要だと考えられる。

このように、磁極が小さくなると磁化の応答に磁壁あるいは磁壁状の構造が影響を及ぼす。磁化動特性を正確に記述するためには磁壁の存在を無視することができないと考えられる。

<sup>4</sup>この実験結果が磁壁の影響か加工変質層など別の影響かの区別はできていない。

## 3.4 磁化回転と磁壁移動の関係

本節では、良く知られている磁壁の運動方程式 (1.22) が厳密に成り立つのは  $180^\circ$  磁壁の場合だけであり、一般的には磁化回転との相互作用を考える必要があることを主張する。

### 3.4.1 インダクタンス周波数特性の吟味

薄膜磁気ヘッドの中には、周波数応答がやや不規則に変化するものがある。例えば、図 3.5 に示す上部コア厚  $2.8 \mu\text{m}$  のヘッドのインダクタンスは、測定ごとに若干変化した。特に大きめのコブがインダクタンス周波数特性に見られた時の測定データを図 3.14 に示す。70-100 MHz でコブ状の変化が見えている。このヘッドは 4 回測定した中でこのように不規則な特性が 1 回現れた。これは、低速磁化応答モードと高速磁化応答モードとが混在しているためだと考えられる。また、低速モードには磁壁移動が関係していると思われる。

このように、磁化動特性を正確に記述するためには、磁壁移動の微視的な機構について考察する必要がある。

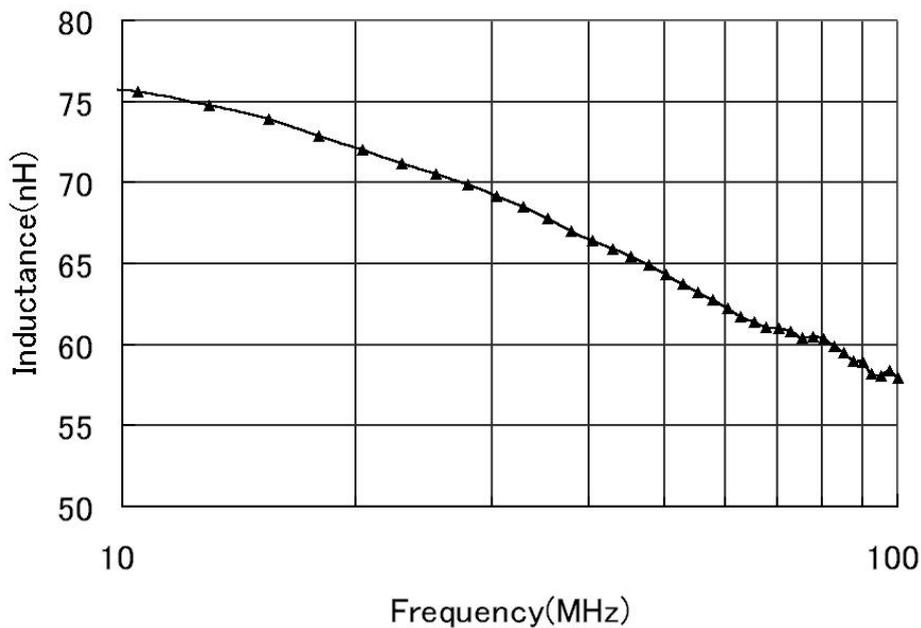


図 3.14: 不規則なインダクタンス周波数特性

### 3.4.2 磁壁移動の微視的な機構

ここでは、 $180^\circ$ 磁壁と $90^\circ$ 磁壁の運動機構の違いを明確にする。

**180°磁壁の運動** 磁界  $H$  を印加すると、 $\alpha$  が小さい場合には (1.20) 式

$$\frac{d\phi}{dt} + \frac{\alpha}{\Delta} \frac{dx}{dt} = \mu_0 \gamma H$$

により  $\phi$  が増加しての  $\phi > 0$  となる。その結果、(1.19) 式

$$\frac{dx}{dt} - \Delta \alpha \frac{d\phi}{dt} = \frac{\mu_0^2 M_s \gamma \Delta}{2} \sin 2\phi$$

の右辺が正になり  $x$  が増加する。

これを物理的に記述すると次のようになる：外部磁界  $H$  を  $z$  方向に印加した場合、磁壁部以外では  $m$  と  $H$  が平行または反平行になるので磁気モーメントに働くトルク  $\mu_0 m \times H$  は 0 になる。一方、磁壁部の磁気モーメントは磁界  $H$  のまわりで歳差運動することにより傾いて、その結果磁壁の前後に磁荷が現れる。この磁荷が発生する反磁界  $H_d$  により磁壁中央付近の磁気モーメントがトルク  $\mu_0 m \times H_d$  を受けて上の方を向く。これは磁壁の中心が  $x$  方向に進んだことを意味する。

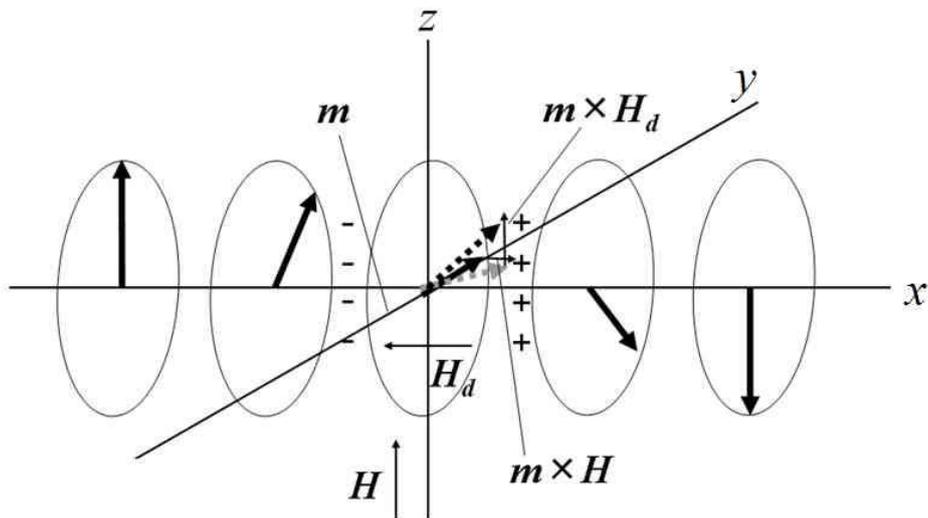


図 3.15:  $180^\circ$ 磁壁の運動  $y$ - $z$  面 ( $x = 0$ ) に  $180^\circ$ 磁壁が存在する時、磁界  $H$  を印加すると、磁界印加前に黒色の矢印の方向にあった  $m$  は  $H_d$  により  $H$  の方向に傾く。

このように、 $180^\circ$ 磁壁移動を記述する式 (1.22) は、都合よく磁区部の磁気モーメントの動きを伴わない形で得られる。

**90°磁壁の運動** 180°磁壁の運動を記述する式 (1.22) の第三項は形式的には外部磁界により磁壁のみに働く圧力を表すと見なすことができる。この 180°磁壁運動からの類推で、90°磁壁運動に対してもこれと同じ説明が可能であるという考えが多くの本に示されている [29, 30]。しかし、微視的なメカニズムを考えると、180°磁壁以外の場合にはどのような方向に磁界を印加しても、必ず少なくとも一方の磁区のすべての磁気モーメントにゼロでないトルク  $\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}$  が加わる。これが 180°磁壁運動と 90°磁壁運動の大きく異なる点である。

図 3.16 には、磁界  $\mathbf{H}$  が印加された直後の 90°磁壁付近の磁気モーメントの動きを示す。図において、点線で示す  $y = -x$  に 90°磁壁が存在する。磁壁の右上にある磁区中の磁気モーメントは  $y$  方向を、左下にある磁区中の磁気モーメントは  $x$  方向を向いている。磁気モーメント  $\mathbf{m}$  が磁壁面と 45° の角度を保つ軌跡が描く円錐上に磁気モーメントがあれば磁荷は生じない。

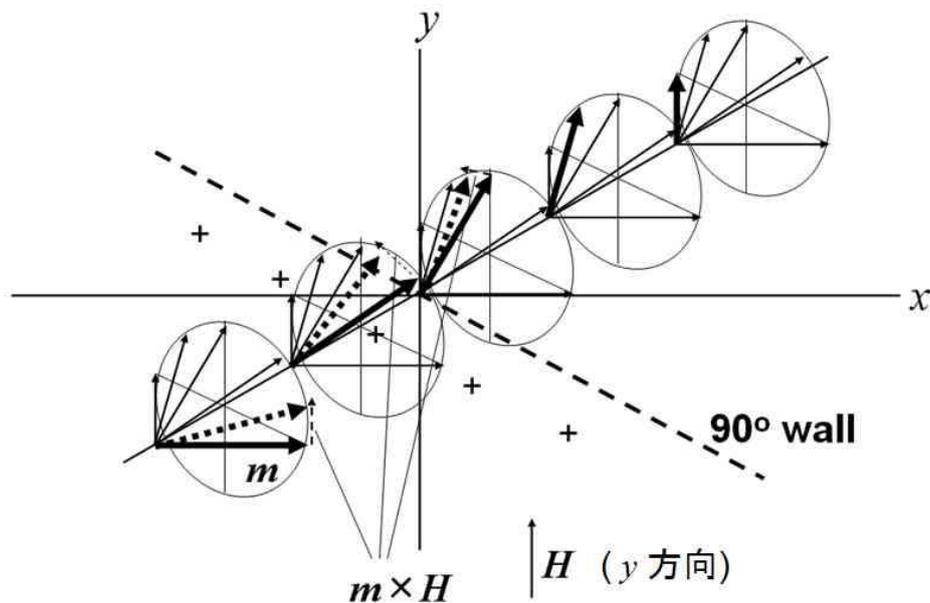


図 3.16: 90°磁壁近傍の磁気モーメントに加わるトルク

磁壁の右上の磁区の磁気モーメントと同じ向き ( $y$  方向) に磁界  $\mathbf{H}$  を印加すると、磁壁の左下側の磁区にある全ての磁気モーメントにトルク  $\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}$  が働く。この場合、磁壁の左下側の磁区においてはすべての磁気モーメントが歳差運動および緩和により  $\mathbf{H}$  の方向を向こうとして点線の矢印の方向に傾く。しかし、磁壁の右上側の磁区における磁気モーメントは働くトルク  $\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}$  がゼロになるため動かない。

その結果、図に示す円錐の側面から磁気モーメントが反れることによ

り、磁壁の左下の領域に正の磁荷が現れる。対応する負の磁荷は、図示範囲外にある磁区あるいは磁性体の外周付近で発生する。180°磁壁の場合は磁壁の両側に正と負の磁荷が生ずることで強い反磁界  $H_d$  が現れ、これが磁壁の位置を動かす駆動力となった。これに対し 90°磁壁の場合は負の磁荷および反磁界の発生が磁性体の外形や磁区構造に依存する。したがって、90°磁壁の運動は 180°磁壁の場合のように簡単には記述できない。磁性体の形状等を考慮して理論を作る必要がある。

**閉路磁区の磁壁** 図 3.16 のような 90°磁壁は、通常  $x$  方向と  $y$  方向の両方に磁化容易軸を持つ二軸異方性の磁性体に現れる。しかし、一軸異方性の磁性体であっても、その端部に現れる閉路磁区を囲む磁壁は 90°磁壁になる。

閉路磁区内の磁気モーメントは困難軸方向を向いている。そのため、閉路磁区内では磁気異方性エネルギー密度がやや高くなる。しかし、軟質磁性体では、閉路磁区がない場合には膜端部に発生する磁荷に基づくエネルギー増加の方が大きくなる場合が多い。したがって、磁気異方性が小さい高透磁率の軟磁性薄膜パターンは閉路磁区構造をとることが多い。ただし、この磁壁の終端部は膜の端部あるいは 180°磁壁と繋がるため、全く自由に動くことができるわけではない。

## 3.5 磁化動特性の一般理論

磁性材料の大半は多数の磁区の集合になっている。このような多磁区構造の磁性体における磁壁の移動は単純な並進運動では記述できない。また、多磁区構造では磁化過程の途中で磁壁の長さが増減する場合も多い。その結果、運動方程式は複雑な汎関数を含む式になり解析的に解くことは非常に困難になる。ここでは、多磁区構造の磁化過程を記述する一つの試みとして、磁化回転と磁壁移動が混在しそれらが相互作用することを考慮したモデルについて議論する。

### 3.5.1 部分的な磁化回転モデル

まず、磁化回転が可能な箇所では磁壁がない場合と同じく速やかな磁化回転が起こると仮定する。この時、もし磁壁が動かないまま磁区内(たとえば図 3.16 の 90°磁壁の左下の領域)の全ての磁気モーメントが一斉に同じ角度だけ向きを変えるならば、磁壁上には大きな面磁荷が現れて

非常に高い静磁エネルギーが現れる。したがって、Soohoo [11] が指摘するように磁壁移動を伴わない磁化回転は起こらないことになる。しかし、磁区内の磁気モーメントの回転する角度が磁区内で変化すれば面磁荷が現れるよりもエネルギーの低い磁気モーメントの分布が存在しうる。このような場合には、外部磁界が印加されてから磁壁移動が完了するまでの間、過渡的な磁化状態として部分的に磁化回転が先行して起こることが考えられる。すなわち、エネルギー  $U$  の大小関係が

$$U_{\text{start}} > U_{\text{transient}} > U_{\text{final}}$$

となるように、初期状態から過渡状態を経て最終状態に進むというモデルが考えられる。ここに  $U$  は磁化分布の汎関数になっている。

### 3.5.2 磁化動特性の一般式

過渡状態に達した後の磁壁移動は、磁壁位置を表す一般化座標を用いて次のように書くことができる：

$$\beta_w \frac{dq}{dt} + \frac{\delta(U_d + U_w + U_c)}{\delta q} = 0 \quad (3.6)$$

制動定数  $\beta_w$  は渦電流による (1.25) 式を考えることにする<sup>5</sup>。ここで、自由エネルギー差  $U_{\text{transient}} - U_{\text{final}}$  を、磁壁両側の磁区の静磁エネルギーの増減に基づく項  $U_d$ 、磁壁エネルギー密度  $E_w$  に基づく自由エネルギーを磁壁全体にわたり積分した  $U_w$  過渡状態においてカーリング領域が存在することによるエネルギー  $U_c$  の三つの項に分けた。

磁区部の磁気モーメントの向きと磁壁の法線とのなす角を  $\psi$  とすると、 $E_w$  は  $\sin \psi$  に比例する [31]。磁壁がピン止め点との相互作用で変形する場合には磁壁の面積が増加する。 $U_c$  は磁化回転と磁壁移動の結合に起因し、交換エネルギー、異方性エネルギーおよび反磁界に基づくエネルギーの和である。

## 3.6 閉路磁区の磁化動特性

ここでは、前節の一般理論を具体的な閉路磁区モデルに適用し、その磁化動特性を記述する式を求める。

<sup>5</sup> より正確に記述するには、 $\beta_w$  に歳差運動緩和の制動定数を表す (1.22) 式第 2 項の係数  $aM_s / 2\gamma\Delta$  が足される。

### 3.6.1 磁化回転状態

図 3.17 に示すような、側面に閉路磁区を持ち中央部に六角形磁区を持つ軟磁性膜ストライプパターンを考える。磁化容易軸はストライプの幅方向にあり、その磁気異方性エネルギー定数は  $K_u$  だとする。このストライプの長手方向に外部磁界  $H$  を印加すると、それまで容易軸方向を向いていた六角形磁区の磁気モーメントは、角度

$$\theta_0 = \sin^{-1} \left( \frac{\mu_0 M_s H}{2K_u} \right) \quad (3.7)$$

への磁化回転を行おうとする [32]。この磁化回転のみが起こった状態が、前節で述べた過渡状態に対応する。ここまでの時間は、磁壁がない場合の磁化回転と同程度の短い時間だと考えられる。

ここで考えているモデルにおいては、磁化回転は磁壁が動き始める前に完了していることを仮定している。ただし、より厳密には磁化回転と同時に磁壁移動が始まっている。ここでは、磁化が回転し終えるまでの磁壁移動量は無視できるほど小さいと考えた。

### 3.6.2 磁壁移動後の磁区構造

次に、磁壁の運動を記述するために、過渡状態のエネルギーと磁壁移動後のエネルギーの差  $U_{\text{transient}} - U_{\text{final}}$  を求める。過渡状態の磁気モーメント分布については、図 3.17 (a) のハッチング領域において閉路磁区に近い側の磁化回転量が少なくなるようなモデルがいくつか考えられる。すなわち、ストライプの中央付近では式 (3.7) で表される通常の磁化回転による高速磁化変化が起こるとすると、ハッチング領域では磁化が徐々に振れていると考えられる。

ここでは、計算を簡単にするため、まず磁壁移動後の磁区構造として、図 3.17 (b) に実線で示すような Druyvestein らのモデル [33] を利用することを考える。彼らのモデルにおける磁壁移動前後の磁区構造を比較すると、 $180^\circ$ 磁壁はほとんど動いていない。また、 $90^\circ$ 磁壁の運動は、並進運動よりもその中点を中心とする回転運動でより良く近似できる。すなわちこの場合次の仮定を用いることができる：

1. 磁壁移動により磁壁面積はほとんど変わらない
2.  $90^\circ$ 磁壁のエネルギー密度変化は無視できる
3. 磁壁移動前後での閉路磁区および六角形磁区の面積変化量は小さい
4.  $90^\circ$ 磁壁は磁壁移動の途中で変形しない

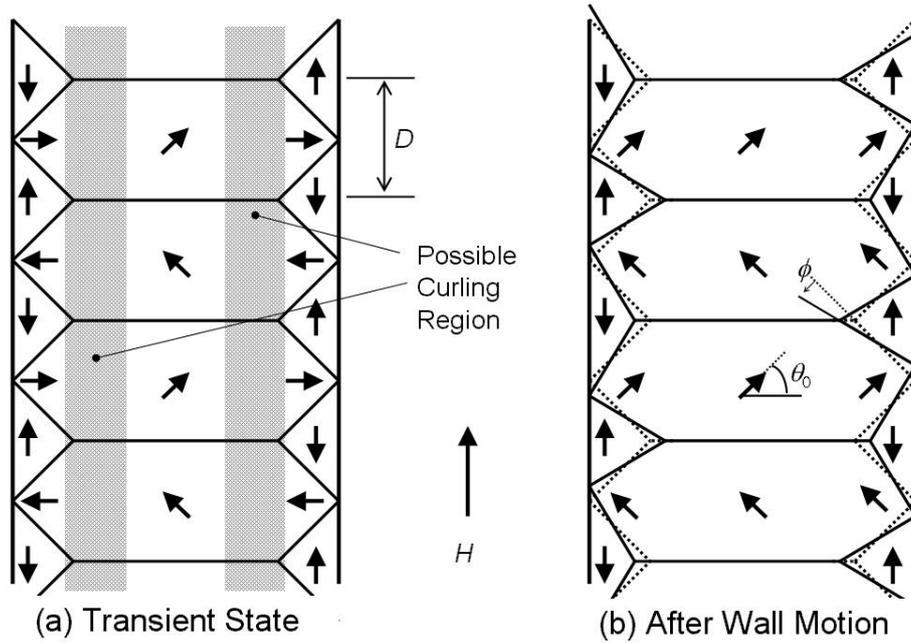


図 3.17: 磁壁移動前後の磁区構造モデル (a) 磁化回転が終わり磁壁移動が始まる前、および (b) 磁壁移動後の磁区構造。

### 3.6.3 90°磁壁の運動方程式

前項のモデルでは、磁化動特性の一般式 (3.6) における汎関数  $U_c$  は、変数  $\phi$  のみの単純な関数にすることができる。また前項の仮定より  $\partial U_w / \partial \phi = 0$ 、および  $\partial U_d / \partial \phi = 0$  が成り立つことから、次のように運動方程式を簡単化することができる。

回転によるエネルギーの変化率  $\partial U / \partial \phi$  は磁壁が制動によって受ける力のモーメントに等しくなる。磁壁の回転に対するトルクは、応力を磁壁の長さ方向に積分することにより得ることができる。また、図 3.18 の斜線部の受ける力は  $\beta_w \frac{d\phi}{dt} hr dr$  である。したがって、磁壁全体が受ける力のモーメントは

$$2 \int_0^{D/2\sqrt{2}} r \beta_w \frac{d\phi}{dt} hr dr = \frac{\beta h D^3}{24\sqrt{2}} \frac{d\phi}{dt} \quad (3.8)$$

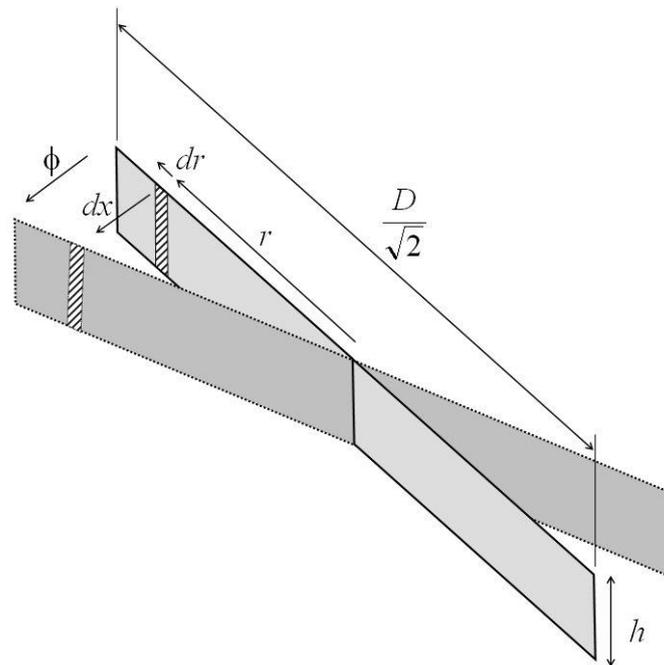


図 3.18: 磁壁の剛体回転モデル

となる。その結果、閉路磁区を作る  $90^\circ$ 磁壁の運動方程式として次の式が得られる:

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{24\sqrt{2}}{\beta_w h D^3} \frac{\partial U_c}{\partial \phi} \quad (3.9)$$

ここで、 $h$  はストライプの膜厚、 $D$  はストライプ長手方向の磁区間隔を表す。式 (3.7) で表される  $\theta_0$  を用いることにより、この運動方程式の解は次の形になる:

$$\phi = \frac{\theta_0}{2} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_w}\right) \right) \quad (3.10)$$

ここに、 $\tau_w$  は磁壁移動に要する時間を表す時定数(磁化応答時間)で、 $90^\circ$ 磁壁に拘束された磁化応答時間でもある。

### 3.7 磁化変化の過渡状態

ここでは、磁化応答時間  $\tau_w$  を求めるために、過渡状態と磁壁移動完了の間の時間における  $U$  が  $\phi$  のみの関数となるようなモデルを作る。

### 3.7.1 磁気モーメントの向きに関する仮定

通常、磁壁よりも長いスケールで磁気モーメントが曲がる例として、磁性薄膜の端部で距離の二乗に比例して磁気モーメントが緩やかに変化することを観察した例がある [34]。磁気モーメントが捻れるのは、膜端部にエネルギー密度の大きい面磁荷を発生させないようにするためだと考えられる。

この例からの類推により、本章で考えている過渡的な磁化状態においても、六角形磁区内部に磁壁からの距離の二乗に比例する磁気モーメントの変化があるものと仮定する。また、計算を簡単にするため、

1. 閉路磁区内の磁気モーメントの向きは不変
2. 磁化回転角  $\theta$  の等高線は、図 3.19 に示すように  $90^\circ$  磁壁に平行

という仮定を追加する。

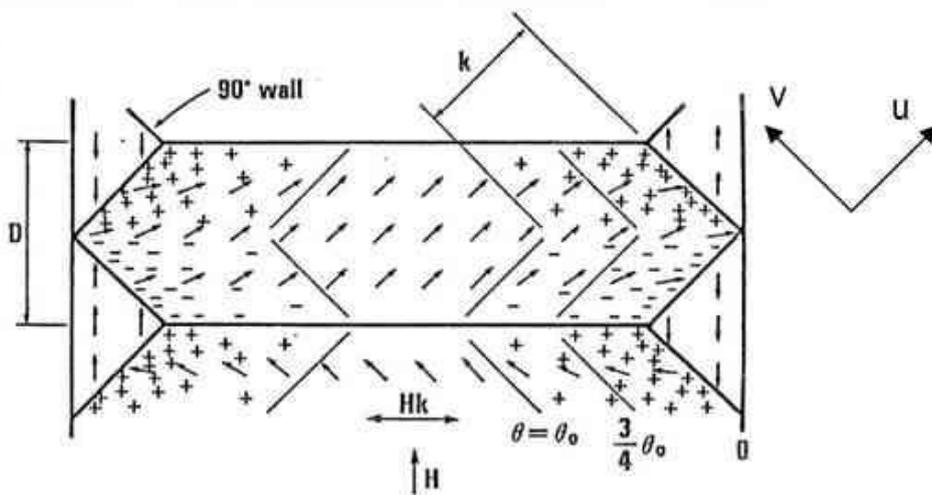


図 3.19: 計算に用いた過渡状態の磁荷分布モデル

### 3.7.2 磁荷体積密度によるエネルギー

前項の仮定に基づいて、以下に具体的な計算を行う。特に断らない限り、エネルギーは剛体回転する  $90^\circ$  磁壁一つに対応する六角形磁区の四分の一領域当たりの値を表す。

磁荷体積密度  $\rho$  は、 $J$  の変化が一次元的でその  $u$  方向成分が  $u$  のみの

関数である場合、 $\rho = -dJ_u/du$  となる<sup>6</sup>。図 3.19 に示すように直交座標  $(u, v)$  を  $90^\circ$  磁壁の方向に合わせてとり 最初  $u = 0$  (および  $v = 0$ ) に磁壁があるとすると、磁荷密度はこの直交座標の変数の一次関数となり次式で表される:

$$\rho = \sqrt{2}\mu_0 M_s (1 - \cos \theta_0 - \sin \theta_0) \frac{k - u}{k^2} \quad (3.11)$$

ここに、 $k$  は図 3.19 に示す磁気モーメントのねじれが生ずる領域の長さを表す。この長さをカーリング長と呼ぶ。

これは、直線的に密度が変化する体積磁荷を持つ平行四辺形の平べったい角柱が磁荷の符号を変えて交互に配置されたことを意味する。このような磁荷分布によるエネルギーを解析的に見積もるため、平行四辺形を長方形に置き換えて計算する。すなわち、磁荷によるエネルギー  $U_v$  を、幅  $D/2$ 、奥行き  $\sqrt{2}k$ 、厚さ  $h$  の直方体に密度が直線的に変化して分布した磁荷によるエネルギーで近似する。磁荷がこのような形に分布した時のエネルギーは、Nonaka ら [35] によって解析的に求められている。ただし、彼らの結果はそのままでは複雑すぎて使いにくいので、付録 B に示すような単純化により得られる次式を用いる:

$$U_v = \frac{\mu_0^3 M_s^4 H^2 h^2 D}{64\pi K_u^2} \left( 0.377 \log \frac{D}{\sqrt{2}k} + 0.554 + 0.0266 \frac{2\sqrt{2}k}{D} \right) \quad (3.12)$$

この式は  $D/2\sqrt{2} < k < 5D/2\sqrt{2}$  の範囲で彼らの結果に対する良い近似を与えるものである。

### 3.7.3 二つの磁荷分布領域間の相互作用

図 3.19 のモデルでは六角形領域の右側と左側に磁荷が現れ、各々の側で+と-の磁荷領域が対になる。六角形磁区の片側の領域に現れる+と-の二つの領域間に働く相互作用は、次のようにして求めることができる:

1. まず、分布した+の磁荷を持つ体積  $V$  の領域について考える。この領域のエネルギーは、体積  $V/2$  を持つ二つの領域 A と B 各々のエネルギーと A-B 間に働く相互作用エネルギーの和である。したがっ

<sup>6</sup> ゼロでない  $\rho$  が現れるのは磁化が一様でないことに基づくが、一様でない磁化がゼロでない  $\rho$  を生ずる十分条件にはならない。二次元あるいは三次元的に磁気モーメントが変化する場合には、特定の方向に距離の二乗に比例する磁気モーメント変化が存在しても磁荷密度が (3.11) 式のような直線的分布にはならない可能性がある。

て、磁荷によるエネルギーを領域の体積  $V$  の関数と考えて  $U_v(V)$  と書き、相互作用エネルギーを  $U_{i+}$  で表すと次式が得られる:

$$U_v(V) = 2U_v\left(\frac{V}{2}\right) + 2U_{i+} \quad (3.13)$$

$U_{i+}$  の係数 2 は体積  $V/2$  の領域が 2 つ存在することによる。 $U_{i+}$  の影響は非線型である。

2. 次に、領域 B の磁荷の符号が-になった場合を考える。この場合の A-B 間の相互作用  $U_i$  は 1. の場合の相互作用に負号をつけたものになる ( $U_i = -U_{i+}$ ):

$$U_v(V) = 2U_v\left(\frac{V}{2}\right) - 2U_{i+} \quad (3.14)$$

3. 磁荷によるエネルギーを、体積  $V$  の関数と考えるかわり磁区間隔  $D$  の関数と考えて  $U_v(D)$  と書くと、 $U_i$  は次のように計算することができる:

$$U_i = \frac{U_v(D) - 2U_v(D/2)}{2} \quad (3.15)$$

4. 先に求めた  $U_v$  に関する近似式 (3.12) を (3.15) に代入すると、この場合の相互作用エネルギーは次式で表される:

$$U_i = \frac{\mu_0^3 M_s^4 H^2 h^2 D}{64\pi K_u^2} \left( \frac{0.377}{2} \log 2 - 0.0266 \frac{\sqrt{2}k}{D} \right) \quad (3.16)$$

この相互作用は  $U_v$  によるエネルギー増加を減らす。

### 3.7.4 さらに多数の磁荷分布領域間の相互作用

対になった+と-の磁荷発生領域間の相互作用エネルギーは (3.16) で表される。しかし、複数の六角形磁区が存在する場合、他の六角形磁区内の磁荷との相互作用も考慮する必要がある。六角形磁区が  $n$  個存在するときの  $U_i$  の一般的な表現を求めた結果を付録 B に示す。

式 (3.15) は  $n$  の大きい一般式に比べ  $U_i$  の絶対値を小さめに見ている。簡単な見積では次の不等式が成り立つ:

$$U_v\left(\frac{D}{2}\right) > |U_i| > \frac{1}{2} \left( 2U_v\left(\frac{D}{2}\right) - U_v(D) \right) \quad (3.17)$$

すなわち、(3.15) 式は磁荷に基づくエネルギーを最も大きく見積もった場合に相当し、最も小さく見積もった場合には

$$U_v\left(\frac{D}{2}\right) + U_i = 0 \quad (3.18)$$

となる。過渡状態として、距離の二乗に比例する磁気モーメント変化を仮定した本理論よりも小さなエネルギーになる分布が存在することは十分にありうるが (3.18) より小さくはならない。

### 3.7.5 その他のエネルギー

磁気モーメントの分布を求めるためには、磁荷によるエネルギー以外に、磁気異方性エネルギー、外部磁界による静磁エネルギー、および交換エネルギーを知る必要がある。

過渡状態においては、 $90^\circ$ 磁壁付近の六角形磁区内磁気モーメントの回転角は (3.7) 式の  $\theta_0$  よりも小さくなっている。したがって、磁気異方性エネルギーと外部磁界による静磁エネルギーの和は  $\theta$  が  $\theta_0$  から外れた分だけ磁壁移動後の最終状態より増加している。このエネルギー増分は次式で表される:

$$U_m = \int_0^k (K_u \sin^2 \theta - \mu_0 M_s H \sin \theta) \frac{hD}{\sqrt{2}} du - (K_u \sin^2 \theta_0 - \mu_0 M_s H \sin \theta_0) \frac{hkD}{\sqrt{2}} \quad (3.19)$$

$\sin \theta$  と  $u$  の間の放物線関係

$$\sin \theta = \frac{u}{k} \left( 2 - \frac{u}{k} \right) \sin \theta_0 \quad (3.20)$$

を用いて積分を実行すると、次式が得られる:

$$U_m = \frac{\mu_0^2 M_s^2 H^2 hDk}{20\sqrt{2}K_u} \quad (3.21)$$

磁気モーメントのカーリング長  $k$  は通常の磁壁幅より大きいいため、交換エネルギー  $U_{ex}$  は他のエネルギーに比べ非常に小さくなる (第 3.8.4 項参照)。したがって、ねじれによる交換エネルギーは無視できる。

### 3.7.6 カーリング長

以上の準備を基に過渡状態での磁気モーメントのカーリング長  $k$  を求める。六角形磁区の四分の一 (例えば右上部分) のエネルギー  $U$  は、上で求めた  $U_v$  と  $-U_i$  および  $U_m$  の和で表される。過渡状態初期における  $k$  の値は、 $U$  を最小にする条件から  $\partial U / \partial k = 0$  とおくことにより次の

ように求められる:

$$k = \frac{0.377 \times 5\sqrt{2}\mu_0 M_s^2 h D}{0.0266 \times 30\mu_0 M_s^2 h + 16\pi K_u D} \quad (3.22)$$

**膜厚と飽和磁化の影響** 式 (3.22) を用いて、パーマロイを想定した値  $M_s = 800 \text{ kA/m}$  ( $800 \text{ emu/cm}^3$ ,  $J_s = 1 \text{ T}$ )、 $K_u = 300 \text{ J/m}^3$  ( $3000 \text{ erg/cm}^3$ ) の場合について、磁気モーメントのカーリング長  $k$  を計算した結果を図 3.20 に示す。膜厚が  $3 \mu\text{m}$  の場合を実線で、膜厚が  $1 \mu\text{m}$  の場合を点線で示している。膜厚が薄いほどカーリング長は小さくなる。こ

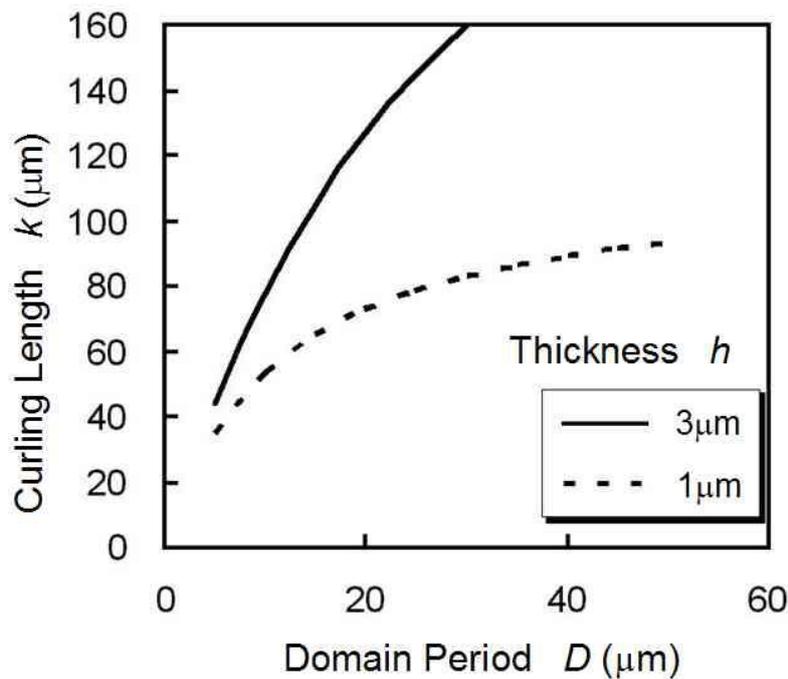


図 3.20: 磁区間隔とカーリング長の関係

れは反磁界が小さくなるためである。

同様に、式 (3.22) より、飽和磁化  $M_s$  が 2 倍になると膜厚  $h$  を 4 倍にしたのと同じだけカーリング長  $k$  が大きくなるのがわかる。

**磁気異方性の影響** 磁気異方性エネルギー一定数  $K_u$  が大きくなると  $k$  が小さくなり拘束領域は減る。 $K_u = 10^3 \text{ J/m}^3$  ( $10^4 \text{ erg/cm}^3$ ) の場合について  $k$  を計算した結果を図 3.21 (a) に示す。 $K_u$  が大きくなると、 $k$  が小さくなるだけでなく  $D$  も小さくなるため、磁化の拘束領域は (3.22) 式であらわに見えているよりも急激に小さくなる。この結果は、磁気異方性を

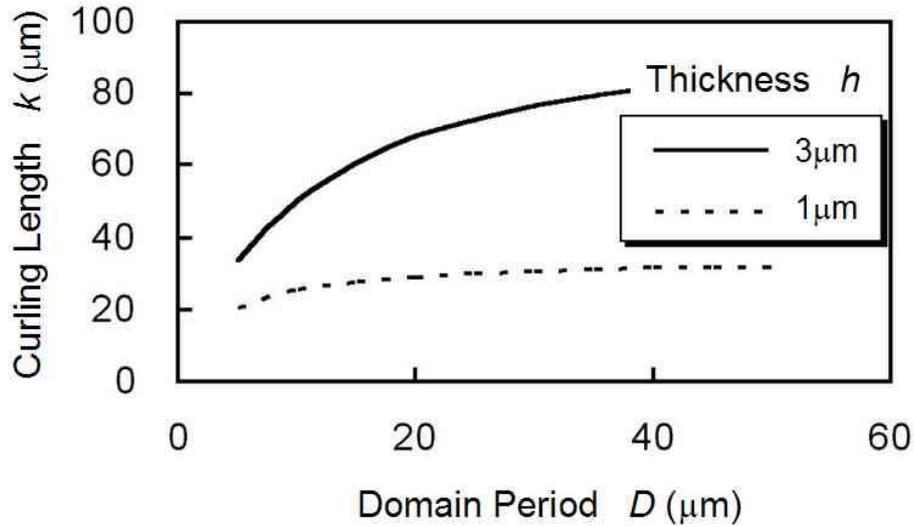


図 3.21: 磁区間隔とカーリング長の関係  $M_s = 800 \text{ kA/m}$ ,  $K_u = 10^3 \text{ J/m}^3$  の場合。

強くすることで磁化応答の高速性を図れること、および磁壁移動の影響を減らせることを示している。

**種々の近似式** ここで見通しを良くするため、 $M_s$  による漏れ磁界に基づくエネルギー密度を表すパラメータとして

$$K_d = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \left( \equiv \frac{J_s^2}{2\mu_0} \right) \quad (3.23)$$

を導入する。このパラメータを用いると、カーリング長は次のように書くことができる:

$$k = \frac{0.94K_d h D}{0.40K_d h + 50K_u D} \quad (3.24)$$

ここから、 $K_d$  が大きい場合 ( $K_d/K_u \gg 120D/h$  の時) には次式が得られ、これが  $k$  の最大値となる:

$$k \approx 2.4D \quad (3.25)$$

また、磁荷の量が少なくて  $K_d$  が小さい場合 ( $K_d/K_u \ll 120D/h$ ) には次式が得られる:

$$k \approx \frac{0.019K_d h}{K_u} \quad (3.26)$$

### 3.7.7 磁化応答時間

カーリング領域が存在することによるエネルギーの増分  $U_{\text{curling}} = U_v - U_i + U_m$  は磁壁が動くことにより変化する。磁壁移動を伴う磁化変化の応答時間  $\tau_w$  を見積もるには、各エネルギーを磁壁回転角  $\phi$  の関数として表す必要がある。

磁荷に関するエネルギー  $U_v$  は、(3.12) を求めたのと同じ手法を用い、 $\theta_0$  を  $\theta_0 - 2\phi$  に置き換えることで次式のようになる：

$$U_v = \frac{\mu_0^3 M_s^4 H^2 h^2 D}{64\pi K_u^2} \left( 0.377 \log \frac{D}{k} + 0.554 + 0.0266 \frac{2\sqrt{2}k}{D} \right) \left( 1 - \frac{2\phi}{\theta_0} \right)^2 \quad (3.27)$$

$U_m$  を求めるのに用いた磁気モーメントのねじれに関する  $\sin \theta$  と  $u$  の間の放物線関係 (3.20) 式は次のように書き直される：

$$\sin \theta = \left( \sin \theta_0 - \sin \frac{\phi}{2} \right) \left( 2 - \frac{u}{k} \right) \frac{u}{k} + \sin \frac{\phi}{2} \quad (3.28)$$

したがって、運動中の  $90^\circ$  磁壁に対する  $U_m$  は次のようになる：

$$U_m = \frac{\mu_0^2 M_s^2 H^2 h D k}{20\sqrt{2} K_u} \left( 1 - \frac{2\phi}{\theta_0} \right)^2 \quad (3.29)$$

以上のようにして求めた  $U_v$ 、 $U_i$ 、および  $U_m$  の和を (3.9) の  $U_c$  に代入すると、磁化応答時間  $\tau_w$  の逆数として次式が得られる：

$$\tau_w^{-1} = \frac{192 K_u}{5\beta_w D^2} + \frac{6\sqrt{2} K_d h}{\pi\beta_w D^2} \left( 0.377 \log \frac{D}{k} + 0.554 + 0.0376 \frac{k}{D} \right) \quad (3.30)$$

## 3.8 薄膜磁気ヘッドの磁化動特性

前節で求めた磁化応答時間についての解は、特定のモデルに対して得られたものではあるが、磁化動特性の明確な描像を与える。

### 3.8.1 磁壁移動に要する時間

式 (3.30) を用いて、磁化応答時間  $\tau_m$  を磁区間隔  $D$  の関数として計算した。 $M_s = 800$  kA/m とし、 $\beta_w$  は式 (1.25) を用いて求めた。また、 $h = 1$   $\mu\text{m}$ 、 $\rho = 20$   $\mu\Omega\cdot\text{cm}$  とした。磁気異方性エネルギー一定数は  $K_u = 300$

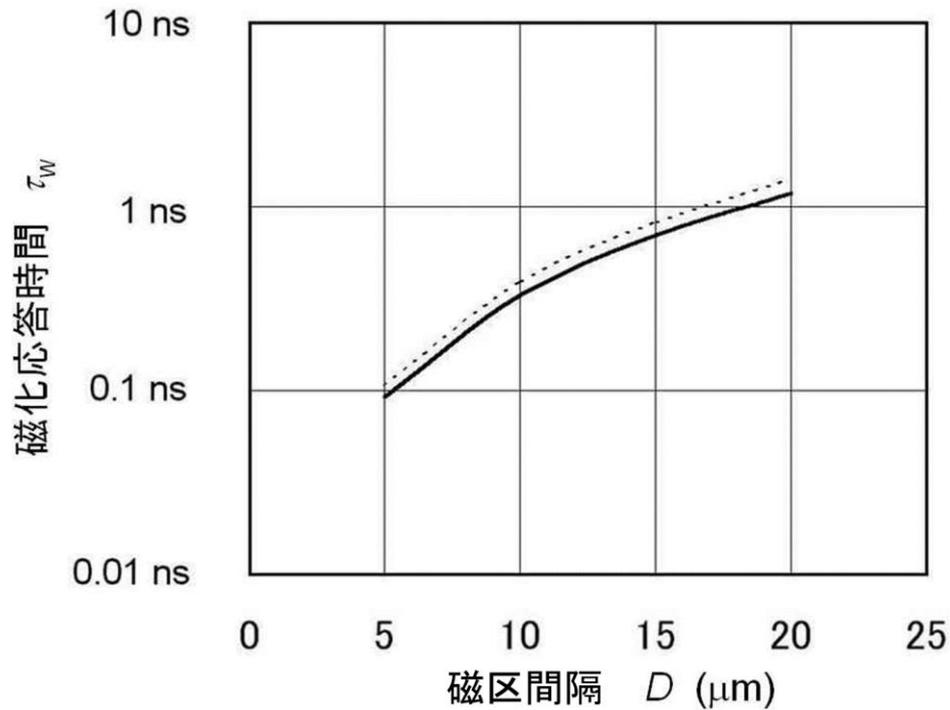


図 3.22: 磁区間隔と磁化応答時間の関係

$\text{J/m}^3$  (点線) と  $K_u = 1000 \text{ J/m}^3$  (実線) の二条件について求めた。なお、磁区間隔  $D$  は  $K_u$  依存性を持つが、ここでは独立であるとした。

計算結果を図 3.22 に示す。この結果から分かるように、磁化応答時間は磁区間隔  $D$  の影響を強く受け、 $D$  が大きくなるほど応答が遅くなる。磁壁移動に要する時間として本理論は従来の計算値 [11] に比べて非常に短い  $10^{-9} \text{ s}$  程度の値を与える。この値は磁化回転よりは遅いことを表しており、本理論は単純な渦電流では説明できないような高周波損失<sup>7</sup>を記述することができる機構を示していると考えられる。なお、磁荷に基づくエネルギーを最も小さく見積もった場合には  $\tau_w$  は一桁ほど長くなる。

### 3.8.2 磁化の周波数応答

**周波数応答の計算** 次に、図 3.17 で示した  $90^\circ$  磁壁を含む磁区構造モデル全体の磁化特性を考察する。

六角形磁区内の磁気モーメントは  $90^\circ$  磁壁から距離  $k$  だけ離れた所か

<sup>7</sup> 例えば文献 [36] は、薄膜磁気ヘッドの磁化応答で観測される遅れは磁化回転による計算値より 3 ns 遅いと報告している。

ら拘束が始まり、磁壁とともに動く遅い磁化変化分は  $90^\circ$  磁壁に近づくにつれて放物線的に増加する。したがって、このモデルのストライプ幅を  $W$  とすると、磁壁に拘束される遅い成分は片側で  $(k/4)/W$  となる。また、閉路磁区により磁化が応答しない部分の割合は両側を足して  $D/W$  となることから、高速な磁化回転を行う部分の割合は  $(W-k/2-D)/W$  である。

したがって、磁気ストライプ全体の磁化の時間変化  $M(t)$  は次式により計算することができる：

$$\frac{M(t)}{M_s} = \frac{W - \frac{k}{2} - D}{W} \sin\left(1 - \exp\left(\frac{t}{\tau_r}\right)\right) + \frac{k}{2W} \sin\left(1 - \exp\left(\frac{t}{\tau_w}\right)\right) \quad (3.31)$$

ここに、 $\tau_r$  はストライプ中央部における磁化回転による応答時間を表す。渦電流の影響が無視できる場合には式 (3.5) が適用できる<sup>8</sup>。

磁化回転角が小さい場合には、上式をフーリエ変換することで次に示すような周波数特性を記述する式が得られる：

$$|M(\omega)| \simeq M_s \left\{ \frac{W - \frac{k}{2} - D}{W} \sqrt{\frac{1}{1 + \tau_r^2 \omega^2}} + \frac{k}{2W} \sqrt{\frac{1}{1 + \tau_w^2 \omega^2}} \right\} \quad (3.33)$$

この式を用いて幅  $W = 100 \mu\text{m}$  のストライプ状磁性膜の磁化応答周波数特性を計算した。計算条件は、灰色の実線は  $K_u = 300 \text{ J/m}^3$ 、 $D = 10 \mu\text{m}$ 、鎖線は  $K_u = 1000 \text{ J/m}^3$ 、 $D = 10 \mu\text{m}$ 、黒色の実線は  $K_u = 1000 \text{ J/m}^3$ 、 $D = 5 \mu\text{m}$  である。また、いずれも  $M_s = 800 \text{ kA/m}$  である。 $\tau_r$  については、式 (3.5) の箇所で得た  $1 \text{ ns}$  を使った。

計算結果を図 3.23 に示す。この結果から、 $K_u$  が大きいほど高周波特性が良くなることが分かる。図 3.22 からわかるように、 $90^\circ$  磁壁による磁化応答時間の  $K_u$  依存性はそれほど大きくない。したがって、 $K_u$  が大きくなることは主に拘束領域  $k$  を小さくすることでストライプ全体の高周波特性を改善していると考えられる。また、 $D$  が変化することで  $k$  の長さが変わり通過する磁束の量も変化するとも分かる。

<sup>8</sup> 渦電流による制動が支配的な無限に広い薄膜の場合、(1.24) より次式が得られる：

$$\tau_r = \frac{\mu_0 M_s h^2 H}{3\rho} \quad (3.32)$$

厚さ  $3 \mu\text{m}$  のパーマロイ ( $\mu_0 M_s = 1 \text{ T}$ 、 $\rho = 25 \times 10^8 \Omega \cdot \text{m}$ ) に  $H = 10 \text{ kA/m}$  を印加した場合  $\tau_r = 1.2 \text{ ns}$  となる。超小型ヘッドで実証されたように、膜をパターンニングすることでこの応答時間はさらに短縮されることから、薄膜磁気ヘッドのサイズではスピニ歳差運動による制動の方が効いていると考えられる。

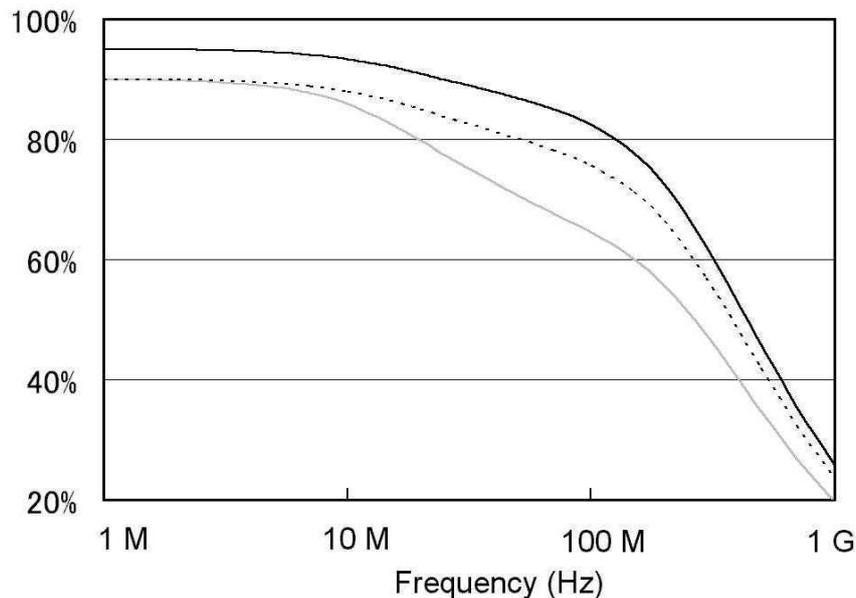


図 3.23: 閉路磁区を持つ磁性膜の磁化応答周波数特性計算結果

### 3.8.3 磁化回転と磁壁の結合に関する考察

**実験との対応** 式 (3.33) から計算で求めた図 3.23 の灰色線に示す滑らかなでない周波数応答は、図 3.14 の実験データの振る舞いとよく似ている。コブの出る応答は、磁気異方性が弱く磁区間隔  $D$  が大きい条件で現れている。したがって、磁気異方性が弱い場合には磁壁移動の影響が周波数応答に顕著に現れるようになる。また、磁気異方性が弱いと  $D$  が変動しやすいため再生波形も不安定になりやすいと考えられる。

**一般化** 以上議論した「速い磁壁移動」の基礎概念は、第 3.5 節で述べた「過渡状態と平衡状態のエネルギー差  $U_{\text{transient}} - U_{\text{final}}$  が磁壁を駆動する」というものである。この基礎概念は、第 3.7.1 項で仮定したような特定のモデルに限定されるものではない。一般に多磁区構造を持つ磁性体の磁化動特性においては磁化回転と磁壁移動とが多少なりとも結合しており、従来の  $180^\circ$  磁壁移動の理論だけでは磁化動特性を説明するには不十分である。多磁区構造の磁化過程においてはここで提案した速い磁壁移動が重要な役割を果たしていると考えられる。

### 3.8.4 交換エネルギー

ここでは以上の議論で無視した交換エネルギーの影響について考察する。

**カーリング領域での交換エネルギー** 磁気モーメントのねじれによる交換エネルギーの増分は次式で表される:

$$U_{\text{ex}} = A \int_0^k \left( \frac{\partial \theta}{\partial u} \right)^2 du \frac{hD}{\sqrt{2}} \quad (3.34)$$

ここで、 $A$  は交換ステイフネス定数をあらわす。

前項と同様にして次の関係が得られる:

$$\frac{\partial \theta}{\partial u} \approx \frac{\sin \theta}{u} = \frac{2}{k} \left( 2 - \frac{u}{k} \right) \sin \theta_0 \quad (3.35)$$

したがって、交換エネルギーの増分は次式で表される:

$$U_{\text{ex}} = \frac{A \mu_0^2 M_s^2 H^2 hD}{3\sqrt{2} K_u^2 k} \quad (3.36)$$

これを磁気異方性エネルギーと静磁エネルギーの和の増分  $U_m$  と比較すると次の関係が得られる:

$$U_{\text{ex}} = \frac{20A}{3K_u k^2} U_m \quad (3.37)$$

これを足したエネルギーを用いて  $\partial U / \partial k = 0$  とおくことで  $k$  に関する次の二次方程式が得られる:

$$\left( \frac{2}{\sqrt{20}} + 0.0266 \frac{\sqrt{2} h K_d}{16\pi D K_u} \right) k^2 - 0.377 \frac{h K_d}{16\pi D K_u} k - \frac{A}{6\sqrt{2} K_u} = 0 \quad (3.38)$$

ここで、見やすくするため  $K_d = \mu_0 M_s^2$  を用いた。

この式から  $k$  を脚注<sup>9</sup>のように求めることができる。静磁エネルギーの影響が大きくて根号の中の第一項が第二項に比べて大きい場合は (3.22)

<sup>9</sup>(3.38) を解くと次式が得られる:

$$k = \frac{\frac{0.377 h K_d}{16\pi D K_u} + \sqrt{\left( \frac{0.377 h K_d}{16\pi D K_u} \right)^2 + \frac{\sqrt{2} A}{3 K_u} \left( \frac{\sqrt{2}}{20} + \frac{0.0266 \sqrt{2} h K_d}{16\pi D K_u} \right)}}{\frac{\sqrt{2}}{10} + \frac{0.0266 \sqrt{2} h K_d}{8\pi D K_u}} \quad (3.39)$$

式に一致して前節の議論が成り立つ。一方、静磁エネルギーが小さくて第二項が支配的になる場合は

$$k = \sqrt{\frac{A}{3\sqrt{2}K_u}} \quad (3.40)$$

となる。これは  $90^\circ$ 磁壁と本質的に同じものである。このような場合には、カーリング長はきわめて小さくなる。この結果から、静磁エネルギーが小さくなるように磁気モーメントがうまく分布することができれば通常の磁壁と同じくらいの狭い範囲で磁化の向きが変化することが予想される。

### 3.9 本章のまとめ

金属強磁性の磁気コアは小型化により渦電流の影響を大幅に減らすことが可能であり、体積  $300 \mu\text{m}^3$  程度になると  $100 \text{ MHz}$  でも渦電流損失はかなり少ない。磁壁移動の影響で周波数特性は悪化する。磁化回転と磁壁移動の二段階の磁化動特性モデルで一部の磁気ヘッドに見られるインダクタンス周波数特性のコブを説明することができる。

## 文献

- [1] 田河育也、西田周治、上原裕二、日本応用磁気学会第 108 回研究会資料、pp. 35-42 (1999).
- [2] M. Takagishi, K. Komaki, and F. Hikami, "The effect of yoke length on nonlinear transition shift in inductive/MR composite heads," *IEEE Trans. Magn*, vol. 33, pp. 2821-2823 (1997).
- [3] H. Muraoka, K. Sato, Y. Sugita, and Y. Nakamura, "Low inductance and high efficiency single-pole writing head for perpendicular double layer recording media," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 643-648 (1999).
- [4] 金井靖、電子情報通信学会論文誌、J83-C, p. 774 (2000).
- [5] E. P. Valstyn and H. Huang, "An extended, dynamic transmission-line model for thin film head," *IEEE Trans. Magn*, vol. 29, p. 3870 (1993).
- [6] Z-P. Shi, W. K. Hiebert, and M. R. Freeman, "Ultrafast laser diagnostics and modeling for high-speed recording head," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, p. 632 (1999).
- [7] G. M. Sandler and H. N. Bertram, *J. Appl. Phys*, vol. 81, p. 4513 (1997).
- [8] F. Brailsford, *Physical Principles of Magnetism*, Van Nostrand (1966), pp. 237-240.
- [9] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials*, John Wiley & Sons (2000), pp. 341-347.
- [10] A. Hubert, "Stray-field-free magnetization configurations," *Phys. Stat. Sol*, vol. 32, pp. 519-534 (1969).
- [11] R. F. Soohoo, "Switching Dynamics in a Thin Film Recording Head," *IEEE Trans. Magn*, vol. 18, pp. 1128-1130 (1982).
- [12] 大橋啓之、山田忠治、丸山隆男、伊藤勝、渡辺真、「磁気ディスク用薄膜ヘッドの特性」、電子通信学会磁気記録研究会資料、MR82-27, pp. 61-66 (1982).
- [13] K. Ohashi, "Mechanism of 90° wall motion in thin film heads," *IEEE Trans. Magn*, vol. 21, pp. 1581-1583 (1985).

- [14] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand (1951).
- [15] M. Mallery and A. B. Smith, "Conduction of flux at high frequencies by a charge free magnetization distribution", *IEEE Trans. Magn*, vol. 24, pp. 2374-2376 (1988).
- [16] N. Smith, "Dynamic domain model for magnetic thin films," *IEEE Trans. Magn*, vol. 27, no. 2, pp. 729-741 (1991).
- [17] J. C. Slonczewski, "Dynamics of Domains and Walls in Soft Magnetic Films," *IEEE Trans. Magn*, vol. 27, p. 3532 (1991).
- [18] M. E. Re, and M. H. Kryder, "Magneto-optic investigation of thin film recording Heads," *J. Appl. Phys*, vol. 55, pp. 2245-2247 (1984).
- [19] P. Kasiraj, R. M. Shelby, J. S. Best, and D. E. Home, "Magnetic domain imaging with a scanning Kerr effect microscope", *IEEE Trans. Magn*, vol. 22, pp. 837-839 (1986).
- [20] K. Ohashi, N. Ishiwata, M. Yanagisawa, A. Sato, S. Tsuboi, and H. Hokkyo, "Ultra-high-density magnetic information storage technologies," *NEC Research & Development*, vol. 41, no. 2, pp. 160-165 (2000).
- [21] Y. Nonaka, H. Honjo, T. Toba, S. Saito, T. Ishi, M. Saito, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "Co-Ni-Fe write heads with a 10- $\mu$ m yoke length for high-speed recording," *IEEE Trans. Magn*, vol. 36, pp. 2514-2516 (2001).
- [22] 野中義弘、鳥羽環、本庄弘明、斎藤信作、石勉、斎藤美紀子、石綿延行、大橋啓之、「高速記録用小型コア高 Bs ヘッドの記録特性」、電子情報通信学会技術報告、MR2000-15, pp. 17-22 (2000).
- [23] 野中義弘、鳥羽環、斎藤信作、本庄弘明、石勉、石綿延行、大橋啓之、「高Bs 記録ヘッドによる高保磁力媒体への記録特性」、日本応用磁気学会誌、vol. 24, no. 4-2, pp. 355-358 (2000).
- [24] H. Frölich, *Theory of Dielectrics; Dielectric Constant and Dielectric Loss*, Oxford at the Clarendon Press (1960); 永宮健夫、中井祥夫訳、『誘電体論』、吉岡書店 (1960).
- [25] 本間基文、日口章、『磁性材料読本』、工業調査会 (1998) p.71.
- [26] W. D. Doyle, S. Stinnett, C. Dawson, and L. He、日本応用磁気学会誌、vol. 22, p. 91 (1998).
- [27] 仲谷栄信、林信夫、大橋啓之、「記録ヘッドのマイクロマグネティックシミュレーション」、日本応用磁気学会第118回研究会資料、pp. 19-26 (2001).
- [28] T. Ishi, Y. Nonaka, T. Matsubara, and N. Ishiwata, "Highly defined narrow track write heads fabricated by focused ion beam trimming with the Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> refilling process," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 2541-2543 (1999).

- [29] 近角聰信、『強磁性体の物理』、裳華房 (1961) p. 247.; 旧版。改訂版ではこの記述はなくなった。
- [30] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag (1962), p. 626.
- [31] 近角聰信、『強磁性体の物理』下、裳華房 (1984) p.186.
- [32] 内山晋、「磁壁の運動方程式」; 桜井良文編、『磁性薄膜工学』、丸善 (1977) p. 81.
- [33] W. F. Druyvesteyn, E. L. M. Raemaekers, R. D. J. Verhaar, J. de Wilde, J. H. J. Fluitman and J. P. J. Groenland, “Magnetic Behavior of Narrow Track Thin-Film Heads,” *J. Appl. Phys*, vol. 52, pp. 2462-2464 (1981).
- [34] R. M. Hornreich, “90° Magnetization Curling in Thin Films,” *J. Appl. Phys*, vol. 34, p. 1071 (1963).
- [35] K. Nonaka, S. Hirono, and I. Hatakeyama, “Magnetostatic energy of magnetic thin-film edge having volume and surface charges”, *J. Appl. Phys*, vol. 58, pp. 1610-1612 (1985).
- [36] B. Petek, P. L. Trouilloud, and B. E. Argyle, “Time-Resolved Domain Dynamics in Thin-Film Heads,” *IEEE Trans. Magn*, vol. 26, pp. 1328-1330 (1990).



## 第 4 章 Barkhausen ノイズ

磁気デバイス的高速動作は、前章で考察したように磁壁の影響を受ける。磁壁の運動の仕方は磁壁どうしの位置関係あるいは磁区構造により大きく変わる。本章では薄膜磁気ヘッドの製造プロセスにおける磁区構造の変化、および磁区構造が再生信号のノイズに及ぼす影響について報告する。MR ヘッドにおいて記録動作が再生波形変動に及ぼす影響についても議論する。

### 4.1 従来の研究

#### 4.1.1 Barkhausen ジャンプ

強磁性体の磁化が方向の異なる複数の磁区の磁気モーメント  $m_i$  の和になっているという考え ( $M = |\sum m_i|/\text{体積}$ ) は Weiss [1] により提案された (1907)。磁区が存在するというこの仮説は、Barkhausen (1919) により間接的に実証された。それは、強磁性体を磁化する時にパルス状の起電力が現れるという発見によるもので、増幅することによりスピーカでノイズとして聞くことができた。Bozorth と Dillinger は、このノイズを幅 1 ms 程度のパルスの集まりとしてオシロスコープで捉えた [2]。この Barkhausen ノイズは磁化変化が滑らかに起こるものではないことを表しており、当初、各磁区の個々の磁化反転に対応すると考えられた。しかし、後に磁区が直接観察できるようになって [3]、少なくとも軟質磁性体の場合は磁壁が不連続にジャンプすることが原因であることが判明した。このような磁壁の不連続変化は、磁壁を移動させるのに要する磁界の強さが場所に依存するためだと考えられる [4]。ゆらぎの周期が大きいと磁壁がジャンプする体積が大きくなり、その結果大きな Barkhausen ノイズが発生する。

### 4.1.2 薄膜磁気ヘッドの Barkhausen ノイズ

**小型化と Barkhausen ノイズ** 磁壁がジャンプする体積が同じならば Barkhausen ノイズの影響は磁気デバイスが mm サイズから  $\mu\text{m}$  へと小さくなるに従い相対的に目立つようになる。大きな磁壁のジャンプを防ぐことはマイクロ磁気デバイス開発における重要な課題である。

磁気ヘッドにおける Barkhausen ノイズはデータ再生時のエラー要因となる。パーマロイ薄膜の微小コアを用いた薄膜磁気ヘッドの Barkhausen ノイズについて最初に指摘したのは Lazzari ら [5] で、再生波形上にパルス状にのった Barkhausen ノイズを報告している。また、Klaassen らは、ヘッドの出力波形を詳しく調べることにより、磁壁がピン止め領域からはずれる時だけでなく、ピン止め領域に吸い寄せられる時にも Barkhausen ノイズが現れると報告している [6]。

通常観測されるノイズ電圧の立ち上がり時間は  $10^{-7}$  秒から  $10^{-9}$  秒程度であることが多い。しかし、(1.24) 式を用いて従来の磁壁移動の考えに基づいて計算すると  $2 \times 10^{-3}$  秒から  $2 \times 10^{-7}$  秒という値が得られ、定量的な説明ができない。

**ウィグル** 薄膜磁気ヘッド実用化時に、再生信号の出力波形が不安定に変化する現象が問題となった。この現象は出力波形の再現性のなさを特徴とする Barkhausen ノイズの一種で、ウィグル [7] と呼ばれる<sup>1</sup>。図 4.1 に示すようにヘッドからの再生信号波形が変動し、特に記録動作後に大きく変化する場面があるのがウィグルの特徴である。また、図 3.14 に示したようなインダクタンス周波数特性の変動が見られることがある。

薄膜磁気ヘッドにおいては、磁壁移動による Barkhausen ノイズが出ないようにするために、磁界中でパーマロイめっきを行いさらに同じ方向に磁界中熱処理することで、記録媒体からの信号磁束に垂直な方向に磁気異方性を付与している。

しかしウィグルの現れる薄膜磁気ヘッドには信号磁束と平行な  $180^\circ$  磁壁が現れやすいことが知られており、この  $180^\circ$  磁壁の移動による薄膜磁気ヘッド先端の磁極における磁化の振る舞いが Wells と Savoy [8] により調べられている。また、Kasiraj ら [9] は媒体からの信号磁界が十分強いコア先端部にある  $180^\circ$  磁壁がウィグルの主原因だと指摘している。これらの結果から、ウィグルが小さくかつ高周波特性の優れた磁気ヘッドを作るには、磁気コア全体にわたり局所的な磁気異方性の方向を制御し、

<sup>1</sup> 英語でピクピク動くという意味である。  
side to side (Macmillan English Dictionary).

wiggle = a short quick movement from

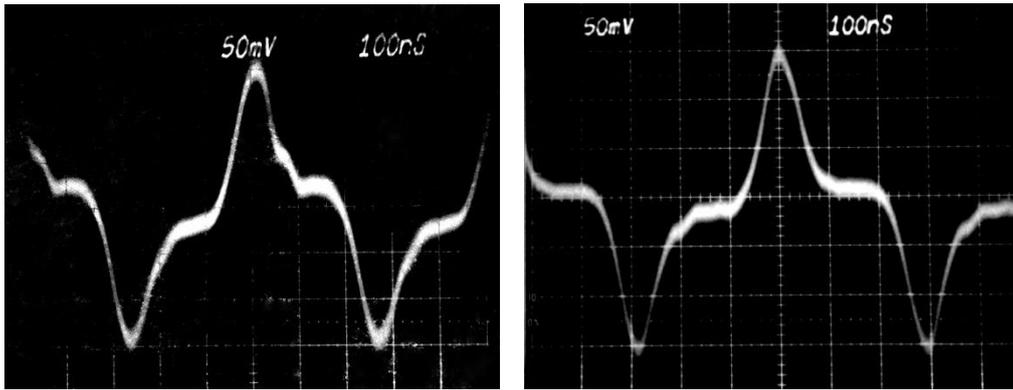


図 4.1: ウィグルが発生した薄膜磁気ヘッドの出力波形 左側のような波形になったり右側のような波形になったりする。

大きな磁壁の移動が生じないような磁区構造を持たせる必要があると予想される。

**記録後ノイズ** 薄膜磁気ヘッドの記録後ノイズは、Klaassen と Peppen [10] によって最初に報告された。遅延緩和、ポップコーンノイズとも呼ばれる。記録後ノイズは、コア先端部の  $180^\circ$  磁壁の有無とは関係なしに発生することが Liu ら [11] により指摘されている。Liu ら [14] はバックギャップ付近に瞬間的に現れるスパイク状磁区を観察し、この磁区が瞬間的に消滅する場合に突発的なノイズを発する可能性を指摘している。さらに、Klaassen ら [10] は、記録電流が大きくて温度上昇が大きいと記録後ノイズが増えることを指摘している。また、上昇した温度が低下するのに要する時定数  $\tau$  が小さいと記録後ノイズが減らせると考えている。

記録後ノイズは、残留磁化が準安定状態から安定状態に遷移する時の鎖交磁束の変化により発生する起電力に基づくものである。したがって、この現象は磁気余効の一種であると考えることができる。薄膜磁気ヘッドは体積が小さいため遷移による磁化変化の相対的な影響は大きくなる。

### 4.1.3 MR 素子の Barkhausen ノイズ

MR 素子では記録媒体からの信号磁束に応答する AMR 膜あるいは GMR や TMR のフリー層にパーマロイ等の高透磁率軟磁性薄膜が用いられる。これらの軟磁性薄膜においては端部に閉路磁区が現れるため、磁化の応答に大きなヒステリシスおよび Barkhausen ノイズが発生する場合がある [12]。コンピュータ用の磁気テープ装置には 1980 年代に AMR

素子が初めて導入された。この時は、トラック幅が数 10  $\mu\text{m}$  から 100  $\mu\text{m}$  程度と比較的広かったために、端部の影響がでにくいように電気端子をやや内側につけることが可能であった。しかし、トラック幅が数  $\mu\text{m}$  以下の HDD 用ヘッドの場合は隣接トラックからのクロストークを減らすため電極を AMR 膜の端部付近に接続する必要が生じた。したがって、実用化に当たっては、永久磁石膜で膜の端部に縦バイアス磁界を加える手法、または反強磁性体を隣接させて交換結合で閉路磁区の発生を抑える手法の導入などが行われる必要を生じた。ただし、このような手法はかえってノイズを増やす場合がある。たとえば、著者の共同研究者である 苅屋田 [13] は、永久磁石膜が AMR 膜の端部から大きく乗り上げると再生出力が不安定になることを報告している。

これら従来の研究は、MR 素子そのものが発生する Barkhausen ノイズに関するものである。しかし、MR ヘッドは記録素子と組み合わせた複合ヘッドになっており、HDD においては記録動作が再生信号の変動を引き起こすことが問題になる場合が多い。このような、記録ヘッドと MR ヘッドの Barkhausen ノイズを結びつけた具体的な機構に関する報告例はほとんど見当たらなかった。

#### 4.1.4 応力とパーマロイ素子磁区構造

パーマロイパターンの形状や内部応力が磁気異方性に及ぼす影響については、薄膜磁気ヘッドや磁気バブルの磁化動特性および Barkhausen ノイズ制御を目指して数多くの実験および計算が行われてきた。

スパッタ等で成膜されたパーマロイ膜は、パターンニングすることにより磁区構造が変化する [15]。この原因として、基板とパーマロイの熱膨張係数の差が作り出す応力が考えられている。パターンの幅が厚さの 40 倍程度以下になるとこの応力が急激に減少する結果、エッチングにより細長くパターンニングされた膜の応力は異方的になる。異方的な応力は磁気異方性を生じ、磁区構造を変化させる。また、パーマロイパターンの透磁率がその上にアルミナ膜をスパッタすると変化すること [16]、およびこれらの変化の現れ方がパーマロイの磁歪定数により異なることなども報告されている [17]。

室温で作成しためっきパーマロイには、その後の熱処理で応力が発生する。White ら [18] は熱応力発生を考慮して、高温時の応力緩和と熱処理後の磁区構造の変化を結び付けた。しかし、彼らはパターン全体に均一な応力が発生すると考えているため、後で述べるように、薄膜磁気ヘッドの場合にこのモデルをそのまま適用することは困難である。

次節以降に述べる著者の実験結果 [19] が発表されるのとほぼ同時期に、Koyanagiら [20] および Young [21] により応力計算結果が発表された。これらの計算では、熱膨張率が大きくヤング率の小さい高分子絶縁膜パターンの上に形成されたパーマロイパターンに熱履歴で生ずる異方的な応力およびそれにより生ずる磁気異方性について検討された。しかし、非可逆的な変化も含む実際の製造プロセスについては論じられておらず、磁区構造ができあがる具体的な機構についても十分に検討されていない。また、保護膜や機械加工の影響については検討が行われていなかった。

## 4.2 組成と磁歪定数の関係

磁気デバイスの磁区構造は磁歪の逆効果の影響を強く受ける。しかし、めっきパーマロイの組成と磁歪定数の関係については、 $1\ \mu\text{m}$  以下の薄膜についての Wolf らの報告 [22] があるのみで報告例は少なかった。そこで磁区観察に先立ち、組成と磁歪定数の関係の確認を行った。

**試料および実験方法** 厚さ  $0.3\ \text{mm}$ 、面積  $50\ \text{mm} \times 50\ \text{mm}$  のガラス基板上に、密着層として Ti 膜を  $30\ \text{nm}$ 、その上に電気めっき通電用のシード層としてパーマロイ膜を  $100\ \text{nm}$ 、RF スパッタ法により付着した<sup>2</sup>。シード層パーマロイ膜の組成は磁歪ほぼゼロの  $\text{Ni}_{82}\text{Fe}_{18}$  である。Ni-Fe めっきはこのシード層をカソードとして行った。めっき浴には表 4.1 に示す硫酸-塩酸浴を用いた。

組成の微調整は  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  の添加量調整で行った。ホウ酸  $\text{H}_3\text{BO}_3$  は鉄の水酸化物がヤケを作るのを防ぐ。サッカリンナトリウムは応力緩和剤として用いた。ドデシル硫酸ナトリウムは濡れ剤である [23]。

めっき膜厚は約  $2\ \mu\text{m}$  である。膜組成は蛍光 X 線で測定した<sup>3</sup>。磁歪定数は四点支持法により膜にほぼ均一な応力を加えて、異方性磁界の変化量を測定することにより求めた。

**実験結果** 測定結果を図 4.2 に示す。負の磁歪定数は磁化方向に膜が縮むことを意味する。膜組成とその磁歪定数との間には密接な関係が見られる。Wolf らの結果では蒸着膜とめっき膜の間の若干の不一致が見られていたが、この結果では従来報告されている蒸着膜やスパッタ膜のデータと大きな差は見られない。なお、飽和磁化や保磁力などのその他の磁気特性は、表 2.5 のパーマロイと同等である。

<sup>2</sup> スパッタ装置はアネルバ製 SPF-420HL。

<sup>3</sup> 分析器は理学電機製。測定面積は  $45\ \text{mm} \times 45\ \text{mm}$ 。

表4.1: Ni-Feめっき条件

薬品	濃度
FeSO <sub>4</sub> ·7H <sub>2</sub> O	1.2 g/dm <sup>3</sup>
NiSO <sub>4</sub> ·6H <sub>2</sub> O	35.3 g/dm <sup>3</sup>
NiCl <sub>2</sub> ·6H <sub>2</sub> O	14.7 g/dm <sup>3</sup>
NaCl	25 g/dm <sup>3</sup>
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	25 g/dm <sup>3</sup>
サッカリンナトリウム	0.75 g/dm <sup>3</sup>
ドデシル硫酸ナトリウム	0.01 g/dm <sup>3</sup>
pH	2.5-3.0
電流密度	4 mA/cm <sup>2</sup>
温度	23 °C

### 4.3 基板との熱膨張係数差の影響

本節では、基板上に形成したパーマロイパターンの磁区構造が熱により受ける影響について、熱膨張係数が異なる 2 種類の基板を用いて比較する。

#### 4.3.1 Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-TiC/熱処理実験

**実験方法** 本実験で用いためっき用の基板は、厚さ 4 mm、面積 50 mm × 50 mm の Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-TiC セラミクス基板(住友特殊金属製 AC-2 材)上に約 10 μm のアルミナ膜をスパッタ製膜した後に表面を研磨したものである。この材料は、量産用薄膜磁気ヘッド用の基板と同じものである。

アルミナ膜の上に前節と同じ電気めっき用のシード層を設けて、その上にフォトレジストの枠 [25] を形成した。めっき浴は表 4.1 の硫酸-塩酸浴を用いた。めっき膜はレジスト枠の内側と外側の両方に磁界中で形成され、枠の外側のパーマロイをエッチング除去することで一軸磁気異方性を持つ磁気コアのパターンが得られる。作成したパーマロイパターンに対して、磁界中めっきで付与された磁化容易軸と同じ方向に印加した磁界の中で 200°C 30 分の熱処理を行った。めっき時と熱処理時の磁界の強さは、それぞれ  $5 \times 10^4$  A/m と  $7 \times 10^4$  A/m であった。この状態は、量産用の薄膜磁気ヘッドにおいて下部磁気コアプロセスが終了した段階と同じ状態である。

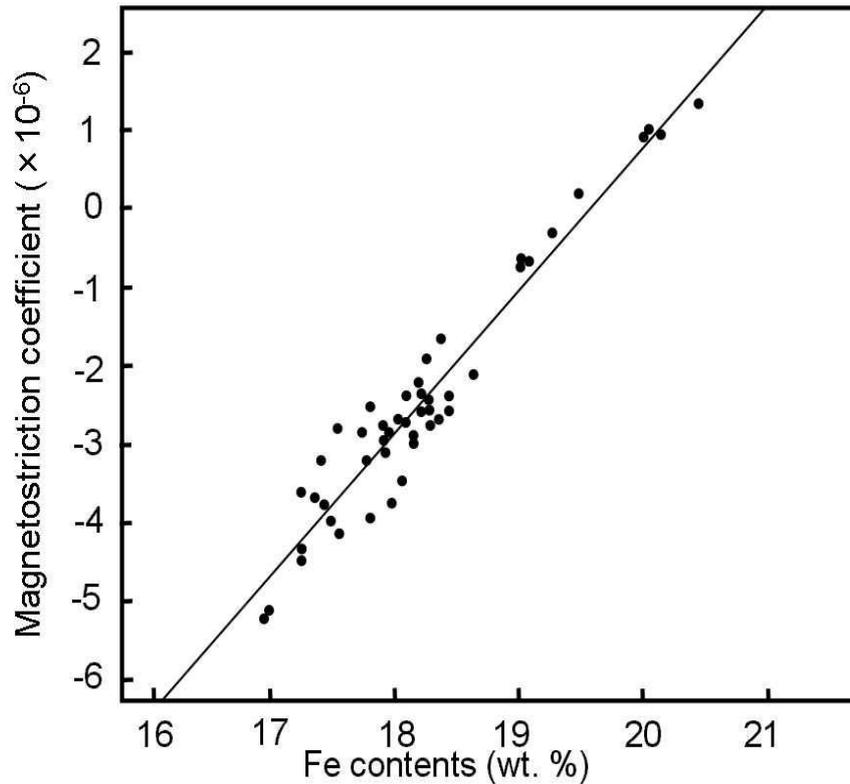


図 4.2: 電気めっき Ni-Fe 膜の組成と磁歪定数の関係

磁区の観察には粉末図形法 (Bitter 法) を用いた。パーマロイは磁気異方性が比較的弱く、膜厚が  $1 \mu\text{m}$  以上になると磁壁内の磁気モーメントが膜の表面付近では膜面に平行になって [26] 磁性粉を引き付けなくなる。磁壁が磁性粉を引き付けやすいように、膜面に垂直に磁界を印加して磁壁の膜表面付近に磁荷が現れるようにした<sup>4</sup>。

**磁気コアパターンの実験結果** レジスト枠の内外にめっきした下部磁気コアの熱処理前と熱処理後の磁区構造を比較した。結果を図 4.3 に比較して示す。(a) (b) には  $\lambda = -4.8 \times 10^{-6}$  の熱処理前後の磁区構造を、(c) (d) には  $\lambda = +1.3 \times 10^{-6}$  の熱処理前後の磁区構造を示す。レジスト枠の外側にもめっきパーマロイ膜がある。めっきおよび熱処理時において磁界は左右方向に印加されている。

熱処理前の磁区構造には、磁歪定数  $\lambda$  が正の場合と負の場合とで大きな差は見られない。しかし、熱処理後の磁区構造は磁歪定数の符号により異なり、正の場合は熱処理磁界の方向に逆らってギャップ付近 (写真下部

<sup>4</sup> 観察用垂直磁界の印加により磁区構造がほとんど変化しないことは別途確認した。

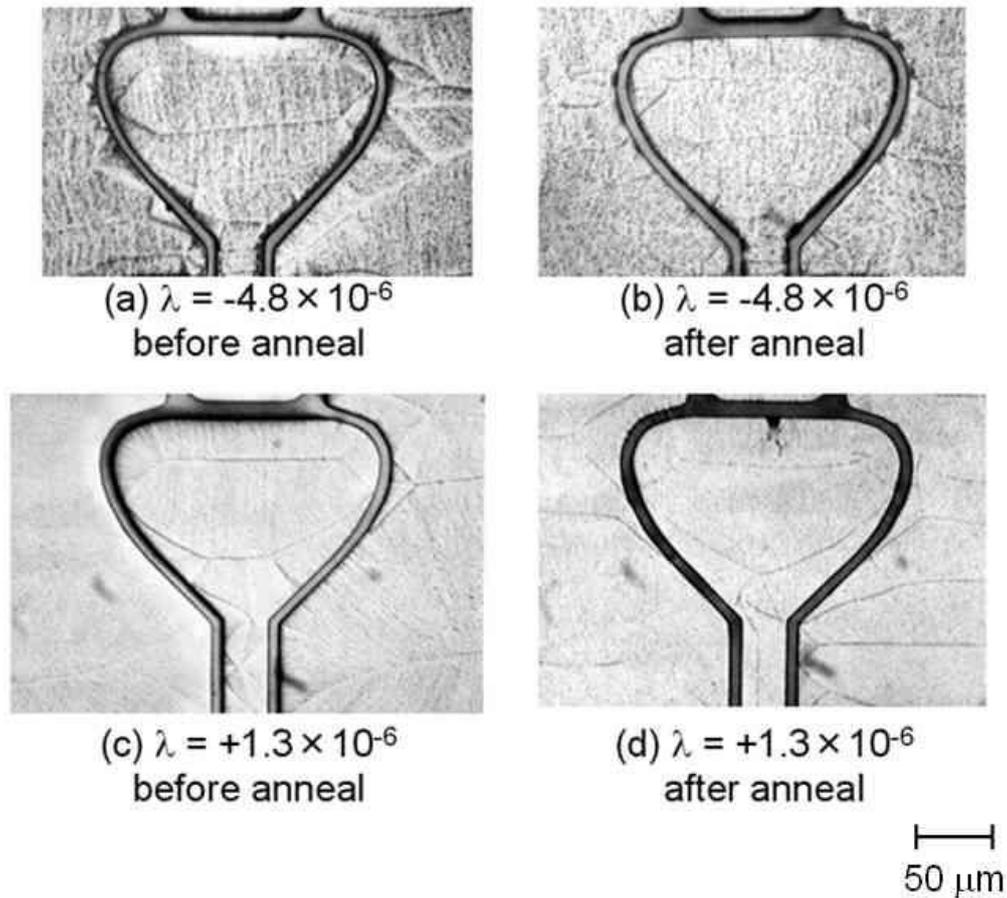


図 4.3: 磁気コアパターンの熱処理時前後の磁区構造比較

の細い箇所)で縦方向に  $180^\circ$ 磁壁が発生する。このような磁区構造における外部磁界に対する磁化応答は  $180^\circ$ 磁壁の移動により進行するため、磁化応答に不安定性を生じやすくなる可能性がある。

**I 字および十字パターンの実験結果** より詳細に考察するために、コアパターンと同時に作成した I 字型および十字型のパーマロイパターンに熱処理を行った後の磁区構造を観察した結果を図 4.4 に示す。 $\lambda = -2.3 \times 10^{-6}$ の熱処理後の磁区構造を示す写真を (a) に、 $\lambda = +0.9 \times 10^{-6}$ の熱処理後の磁区構造を示す写真を (b) に示す。熱処理時には図の左右方向に磁界が印加されている。

I 字パターンでは磁気ヘッドのギャップ部付近とほぼ同じように、磁歪定数が負の場合は熱処理により左右方向の磁気異方性が増加し、磁歪定数が正の場合は上下方向に磁気異方性が増加して  $180^\circ$ 磁壁が現れる。しかし、十字パターンの磁区構造を見るとパターンの縦横すなわち磁界印

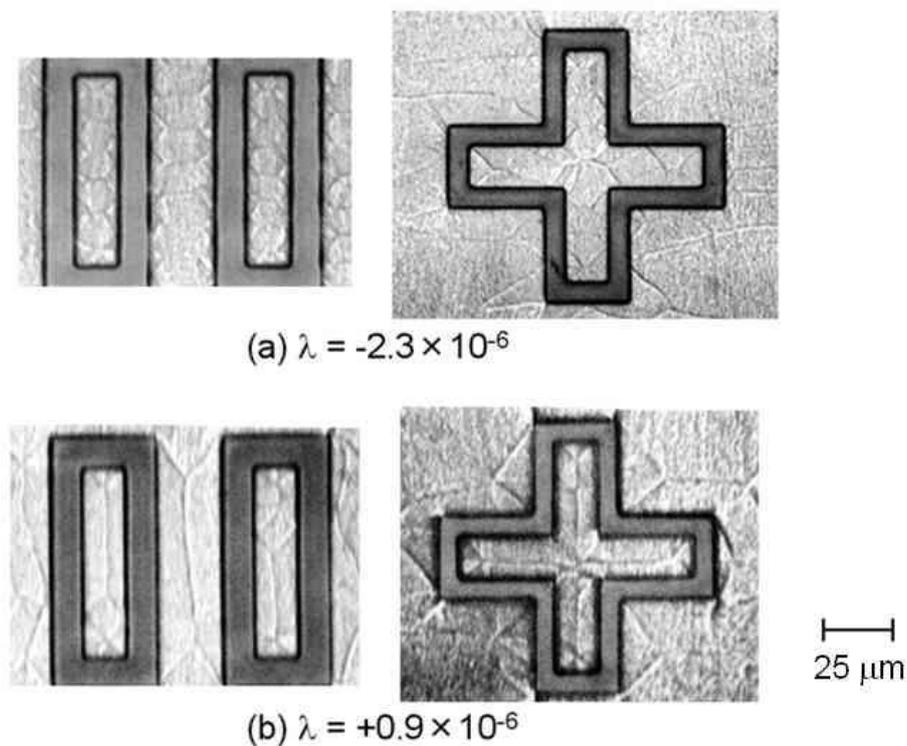


図 4.4: I 字パターンと十字パターンの熱処理時前後の磁区構造比

加方向とは関係なく磁歪定数が正の場合には細長い方向に  $180^\circ$  磁壁が発生することがわかる。図 4.3 の磁気コアにおいても、円形に近い形をした上側部分の磁区構造はほとんど変化しないが細長い部分の磁区構造は大きく変化している。

これらの実験結果は、パターン全体に異方的な応力が加わるという考え [18] では説明できない。むしろ、次に示すように、応力は均一に発生するのではなく加工パターンの端に沿った部分で大きくなっていると考える必要がある。

**膜端部で磁気異方性を誘起するモデル** 実験から推測される不均一な応力発生を説明する機構として、熱処理から冷却のサイクルで端部に応力の履歴を生ずる次のようなモデルが考えられる:

1. パーマロイ膜の熱膨張係数は基板のアルミナ膜の熱膨張係数より大きい場合、熱処理中は膜面内に圧縮応力が発生

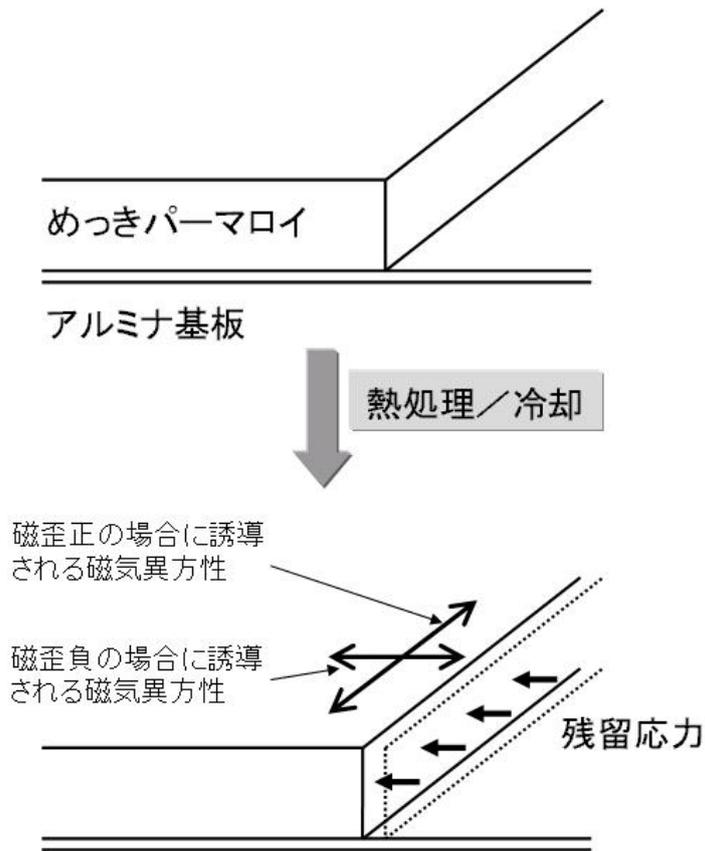


図 4.5: 熱処理による端部の応力および磁気異方性変化 磁歪定数の正負により磁気異方性の向きが変わる。

2. この圧縮応力は、欠陥のアニールアウト等により主に膜の加工パターン端部において緩和される<sup>5</sup>
3. 熱膨張係数の差により熱処理中に発生した応力は、熱処理後の冷却により消える
4. しかし 2. の機構が働いて熱処理中に応力が緩和されたパターン端部では、冷却後にパターン端部に垂直な方向に引っ張り応力を生ずる

このようにしてパターンに沿って応力が発生することにより、図 4.5 に示すように磁気異方性が誘起される。すなわち、 $\lambda > 0$  の場合にはパターン端部に平行に磁気異方性が誘起される結果、熱処理後の  $180^\circ$  磁壁の向きはパターン端部に平行になると考えられる。また、 $\lambda < 0$  の場合にはパターン端部に垂直の磁気異方性が誘起される結果、熱処理後の  $180^\circ$  磁壁の向きはパターン端部に垂直になる。その結果、図 4.3 の実験結果

<sup>5</sup> このような応力緩和は、基板を剛体と見なしたモデルにより説明することが可能であることが Thornton ら [27] により示されている。

に見られるように、磁歪定数  $\lambda$  の正負によって熱処理後の磁区構造変化は異なったものとなると考えられる。

### 4.3.2 基板の熱膨張係数を変えた実験

前項で推定した機構を確認するため、熱膨張係数の異なる基板を用いて熱処理による磁区構造の変化の違いを調べる実験を行った。

**実験方法** 薄膜磁気ヘッドの基板として用いられる  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$  の熱膨張係数はパーマロイよりも小さい。したがって、パーマロイよりも熱膨張係数の大きな材料を基板に用いれば、パーマロイに加わる熱応力の符号は  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$  基板の場合と逆になると考えられる。本実験では熱膨張係数の大きい基板として金属材料である Al を用いた。表 4.2 にはこれらの材料の熱膨張係数を示す。

表4.2: 実験に用いた材料の熱膨張係数

材料	熱膨張係数
$\text{Al}_2\text{O}_3$	$5.4 \times 10^{-4}$
$\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$	$8 \times 10^{-4}$
パーマロイ	$11 \times 10^{-4}$
Al	$23 \times 10^{-4}$

磁区構造の観察には磁気光学 Kerr 効果(縦効果)を用いた。磁気光学効果では、磁壁ではなく磁化の向きに対応した明るさの像が得られる。したがって、この場合粉末図形法で用いた垂直磁界は不要だが解像度はやや低くなる。なお、本実験には負の磁歪定数( $\lambda = -2.9 \times 10^{-6}$ )を持つめっきパーマロイ膜を用いた。

**実験結果** 実験の結果を図 4.6 に示す。ALTiC 基板( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ )の場合の (a)熱処理前と (b)熱処理後の磁区構造、および Al 基板の場合の (c)熱処理前と (d)熱処理後の磁区構造を示す。

熱膨張係数の小さい  $\text{Al}_2\text{O}_3$  を基板に使った場合、磁歪定数が負ならば (b) に示すように膜の端部に垂直な方向に磁壁が曲がる。これに対し、パーマロイより熱膨張係数が大きい Al を基板に用いた場合は、(d) に示すように閉路磁区が大きくなり、またコア下側の細い部分(ギャップ付近)に



(a) ALTiC substrate  
before anneal



(b) ALTiC substrate  
after anneal



(c) Al substrate  
before anneal



(d) Al substrate  
after anneal

50  $\mu\text{m}$

図 4.6: 基板の熱膨張係数による磁区構造変化の違い データは丸山隆男氏による。

縦方向の磁壁状のものが現れている。すなわち、Al 基板において磁歪定数を負にした (d) は ALTiC 基板において磁歪定数を正にしたのと同様の磁区構造変化を見せている。

**考察** Al 基板上で磁歪定数が負のパターンの閉路磁区が大きくなったことは、パターン端部に平行な方向に磁歪による磁気異方性が誘起されて磁気異方性エネルギーが下がったことを意味している。これは、基板の熱膨張係数が大きいため前項の図 4.5 とは逆に残留応力が膜の端部を圧縮する方向に存在し、その結果  $\text{Al}_2\text{O}_3$  基板の場合とは反対の符号を持つ磁気異方性が誘起されるからだと考えられる。

本項と前項で述べた実験結果から、磁気コアと基板の熱膨張係数差により生ずる残留応力は、磁気コアのパターン端部付近において特に大きくなっていることが予想される。

## 4.4 高分子絶縁膜上の磁区

ほとんどの薄膜磁気ヘッドの上部磁気コアは、前節で調べた下部磁気コアとは違って高分子の絶縁膜上に形成される。この高分子絶縁膜は、ノボラック系の樹脂をベースとしたフォトレジストを熱硬化させることで作られることが多い。ここでは、この絶縁膜上の磁気コアの磁区構造変化を調べた。

### 4.4.1 上部磁気コアの磁区構造変化

**実験方法** 量産用の薄膜磁気ヘッド製造プロセスにおいて、上部磁気コアをめっきパーマロイにより形成した後で、その後の熱処理による磁区構造変化を観察した。高分子絶縁膜パターンはパーマロイめっきを行う前にフォトレジストを 220°C で 1 時間熱硬化させて形成している。使用したフォトレジストは Shipley 社の S1300-37 である。めっき浴は表 4.1 のものを使った。磁区の観察には粉末図形法を用いた。

**実験結果** 上部磁気コアの熱処理による磁区構造変化を調べた結果を図 4.7 に示す。逆三角形型の上部磁気コアに設けられた横長の長円形状の穴は下部磁気コアと磁氣的に接続するためのバックギャップと呼ばれる部分である。

磁歪定数が負の場合は、熱処理(アニール)によりバックギャップ付近に放射状の磁壁が現れる。また、磁歪定数が正の場合は、熱処理により 180°磁壁がバックギャップの外周に沿った方向に向くことがわかる。磁気モーメントも磁壁と同じ方向を向いていると思われる。

### 4.4.2 熱処理前後の磁区構造比較

前項の結果をより詳しく調べるため、バックギャップ付近における磁壁の向きの熱処理による変化を調べた。

**実験方法** フォトレジスト S1300-37 を露光現像後に熱硬化させて絶縁膜パターンを形成し、その上にパーマロイ膜をめっきした。実験は次の手順で行った:

1.  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -TiC 基板上に約 10  $\mu\text{m}$  のアルミナを成膜
2. フォトレジストパターンを厚さ約 10  $\mu\text{m}$  のアルミナ膜の上に形成

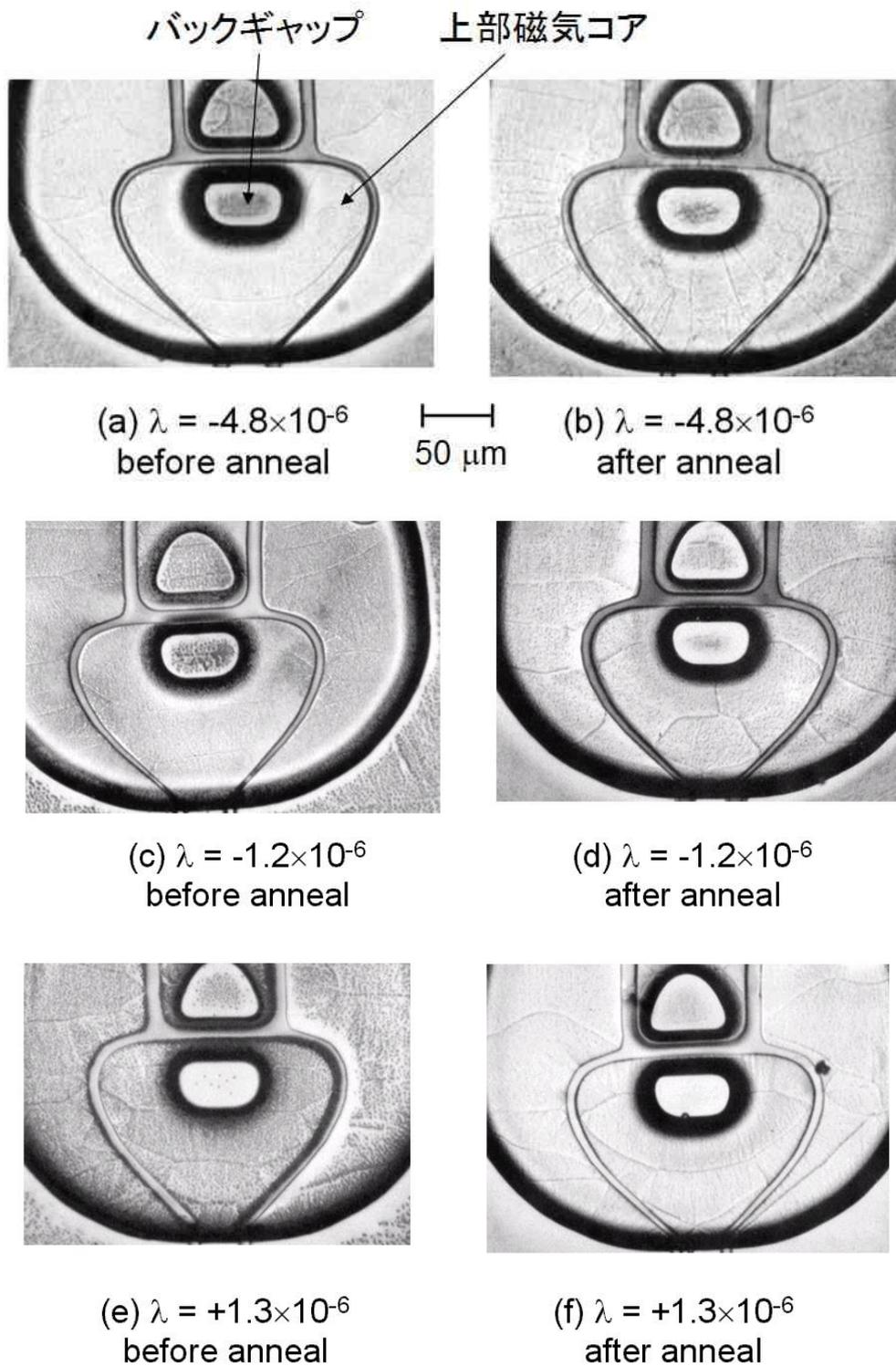
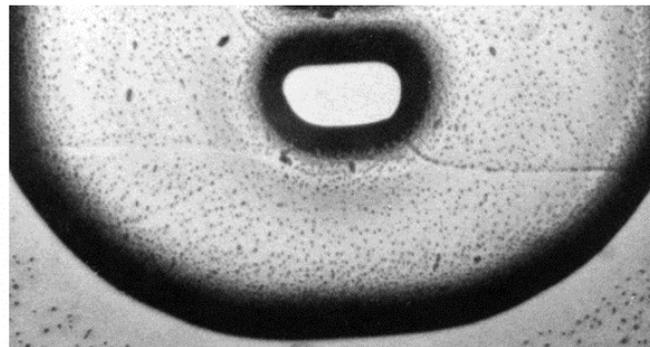


図 4.7: 絶縁膜上の上部磁気コアの熱処理による磁区構造変化

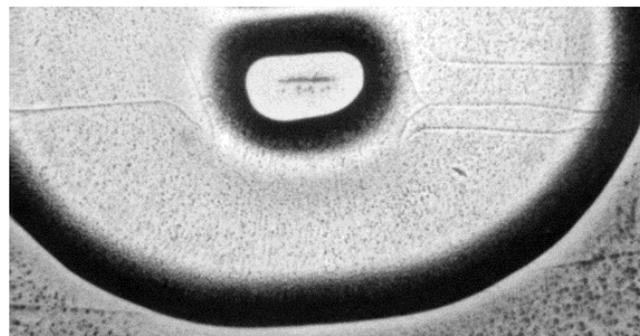
3. 220°C 約 1 時間の加熱によりフォトレジストを架橋
4. めっき用の Ti (30nm) / Ni-Fe (100 nm) シード層をスパッタ成膜
5. 表 4.1 の硫酸-塩酸浴を用いて約 2  $\mu\text{m}$  厚さのパーマロイを基板全面に電気めっき
6. 試料を磁界中において 200°C で 30 分間熱処理

磁区構造は粉末図形法により観察した。

**実験結果** 図 4.8 にはパーマロイパターンの磁界中熱処理後の磁区構造を示す。この結果から、フォトレジストパターンの端部、特にバックギャップの穴の付近でのみ磁壁の方向が変化していることがわかる。磁歪定数が負の時、磁壁は穴の半径方向に放射状に伸びている。一方、磁歪定数が正の時、磁壁は穴の外周に沿って走っている。



(a)  $\lambda = -0.5 \times 10^{-6}$



(b)  $\lambda = +0.7 \times 10^{-6}$

図 4.8: フォトレジストパターン上の磁区構造変化

**機構に関する単純なモデル** このような磁区構造の変化は、図 4.9 に示すようなモデルで説明することができる。

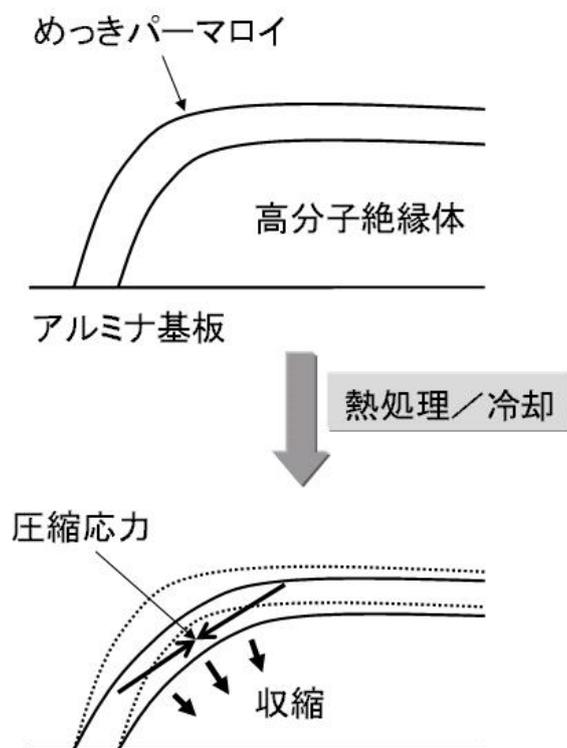


図 4.9: レジスト上の磁区構造変化モデル

すなわち、熱処理時に高分子絶縁膜の表面積が減少し、その結果絶縁パターンの角部において図の矢印の向きに圧縮応力を生ずるといったような機構が働くと考えられる:

1. 軟化点付近まで温度を上げた時に絶縁膜が軟らかくなり、その結果フォトレジストの表面張力がパターン端部の角を丸く変形
2. 加熱による低分子量成分の揮発および架橋の進展による高密度化で絶縁膜が収縮し体積が減少

収縮するフォトレジストパターン端部の上のパーマロイには磁気異方性が誘起される。磁気異方性の向きは、磁歪定数が正の場合はフォトレジストパターン端部の稜線に沿って(図 4.9 では紙面に垂直な方向)、磁歪定数が負の場合は稜線に垂直(紙面の面内方向)である。また、このようなフォトレジストパターン端部における収縮は、パターンの外周だけでなく内側のバックギャップ部でも発生する。その結果、図 4.8 に見られたような磁壁の曲がりが見られると考えられる。

### 4.4.3 加熱途中の磁区構造変化

**実験方法** 磁壁の向きが変化する過程をさらに詳細に調べるために、温度を変化させた時に磁区構造が変化していく様子をその場観察した。試料は図 4.7 の実験と同様に、220°C で 1 時間熱硬化したフォトレジストパターンを用いた。パーマロイめっきの後には  $7 \times 10^4$  A/m の磁界中で、200°C 30 分の熱処理が行われている。

磁区構造の観察には、磁気光学 Kerr 効果(縦効果)を用いた。観察時には温度を室温から 200°C まで上げ、その後再び室温に戻した。この間、外部磁界は印加していない。

**実験結果** 熱サイクル中の磁気光学像の変化を図 4.10 に示す。磁歪定数は負( $\lambda = -4.8 \times 10^{-6}$ )である。初期状態(50°C)では穴付近で磁壁が若干曲がっている。温度を上げていくと 125°C 付近で磁壁がほぼまっすぐになる。試料を 200°C まで加熱しても磁壁の方向はそれ以上変化しない。その後、試料を冷却すると 125°C 付近で磁壁は再び曲がる。

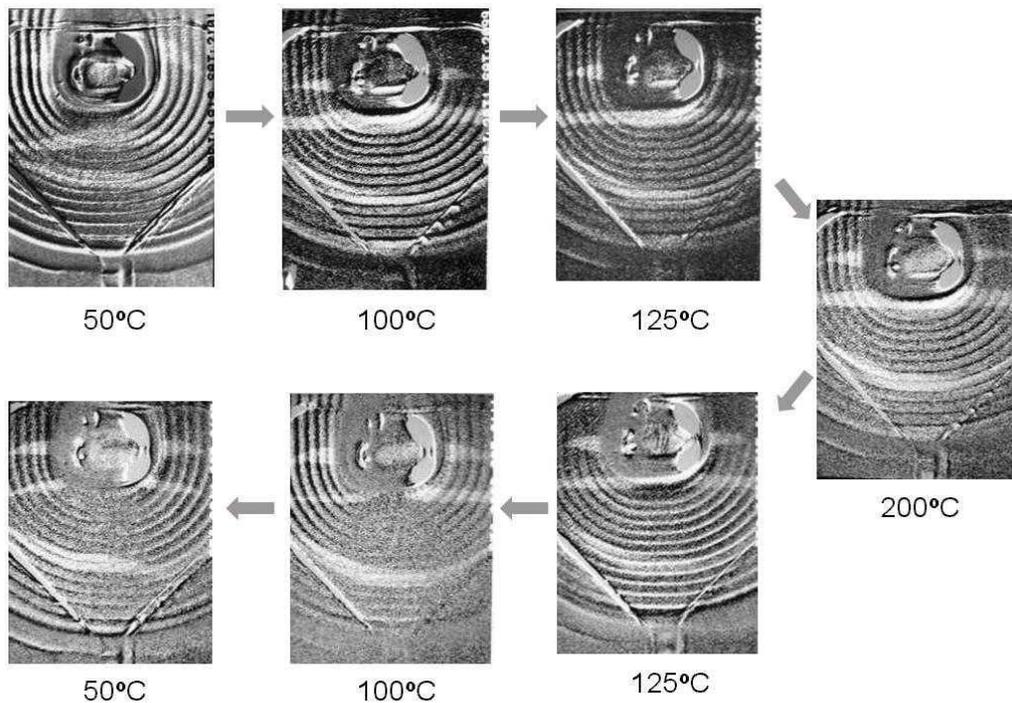


図 4.10: 熱サイクル中の磁区構造変化 125°C 以上で磁壁はまっすぐになっている。データは丸山隆男氏による。

**考察** 磁区構造観察実験前に200°Cの熱処理をしている段階では、パーマロイには通常の磁界中熱処理と同じ機構 [29] により、印加磁界と平行な方向(図の左右方向)に磁気異方性が誘起され固定されていたと考えられる。その後の試料冷却時には、図 4.9 の機構でフォトレジストパターンの角部が収縮する。その結果発生する応力により、磁気異方性の方向はレジストパターンの稜線部の垂直方向に変化する。この変化は、特に変形量の大きいバックギャップ付近で大きい。これが、図 4.10 の初期状態(50°C)の磁区構造を作り出す機構だと考えられる。その後、加熱を行うと125°C以上で最初に付与されたのとほぼ同じ方向に磁気異方性が戻るため、再び図 4.10 のような磁区構造変化が観察されるものと考えられる。

#### 4.4.4 フォトレジスト熱硬化条件の影響

前項の結果から、ヘッド用の絶縁材料の選定にあたっては、磁気コアに及ぼす熱応力の影響も考慮する必要があることがわかる。特に、上部磁気コア特有の局所的な磁気異方性変化を小さくするには、フォトレジスト絶縁膜の熱機械特性を制御することが重要になると考えられる。

**軟化温度** 高分子材料には温度を上げた時に急激に軟らかくなる軟化温度を持つものが多い。軟化温度はガラス転移温度のようなマイクロな物理的意味を持つ量ではないが、実用レベルでは意味を持つ量である。熱硬化させたフォトレジストにも軟化温度が現れる。図 4.11 は図 4.8 および 4.10 と同じ 220°C 1 時間加熱という条件で熱硬化させたフォトレジスト S1300-37 の熱機械特性を針進入法で測定した結果である。膜厚は測定を可能にするため 12  $\mu\text{m}$  程度と厚くした。なお、軟化温度(軟化点)は点線の交点 SP で定義される。

この試料の軟化温度は 162°C と測定された。ただし針の進入は 150°C 付近から始まっている。また、膜が厚くなると軟化温度は下がる傾向があるので、実際のヘッドの絶縁膜の厚さ(5  $\mu\text{m}$  以下)ではもう少し軟化温度は高くなると予想される。この結果から、図 4.10 で磁壁がまっすぐになる温度は軟化温度あるいは針が進入し始める温度に対応すると考えられる。

**硬化条件と軟化温度** 軟化温度を上げるために、フォトレジスト S1300-37 について、熱硬化条件を変えて軟化温度を調べる実験を行った。実験結果を図 4.12 に示す。実線は対数関数による近似曲線である。

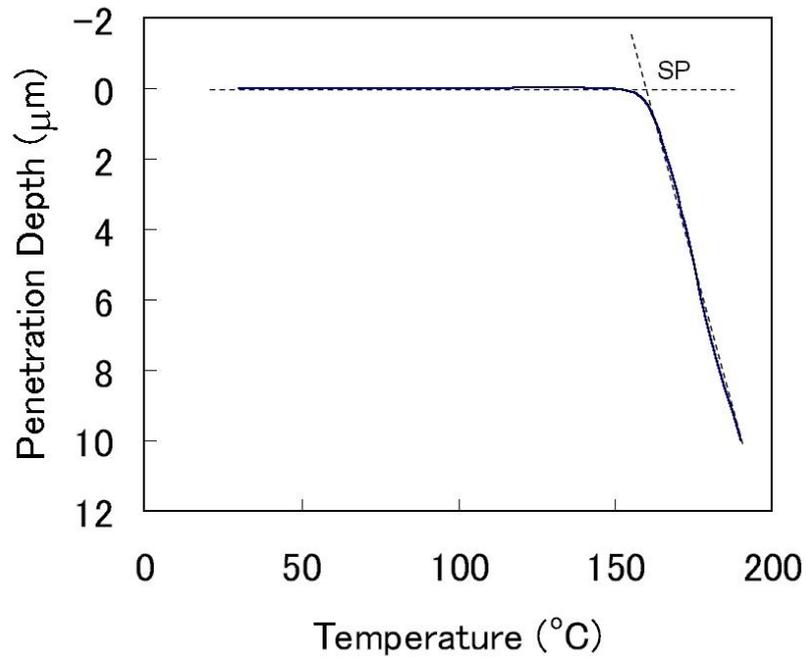


図 4.11: 針進入法による熱機械特性測定例

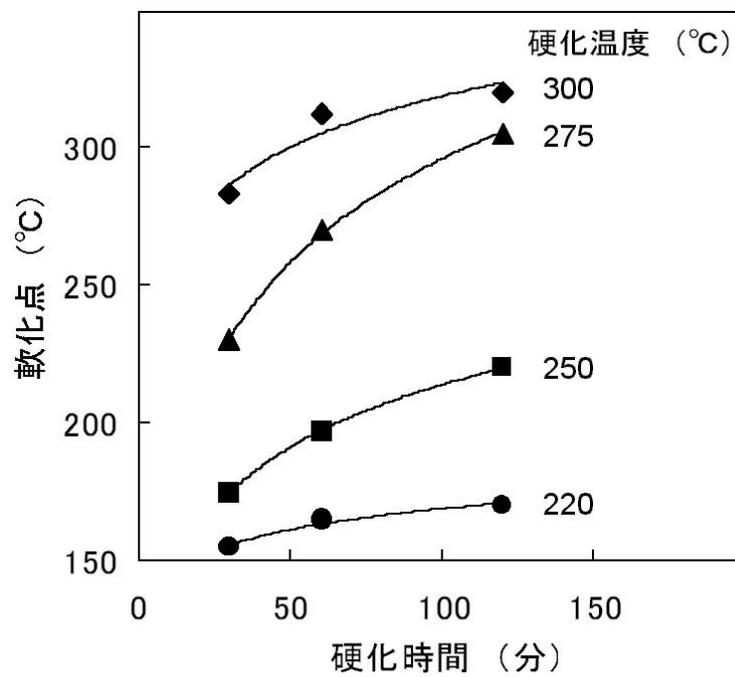


図 4.12: 熱硬化時間および温度と軟化点(軟化温度)の関係

この図から、熱硬化時間を長くすることおよび熱硬化温度を上げることにより、軟化温度を  $300^{\circ}\text{C}$  以上にすることが可能なが分かる。したがって、熱硬化を十分に行えば、上部磁気コアの磁区構造を安定化することができることがわかる。

**硬化条件とヤング率** 軟化温度以外の重要な機械特性としてヤング率についても調べた。ヤング率の測定には微小薄膜硬度計 [30] を用いた。

図 4.13 に熱硬化したフォトレジスト AZ1350J (S1300-37 と同等だがやや溶剤が多くて粘度が低い) のヤング率の熱硬化温度依存性を示す。熱硬化時間は約 1 時間である。

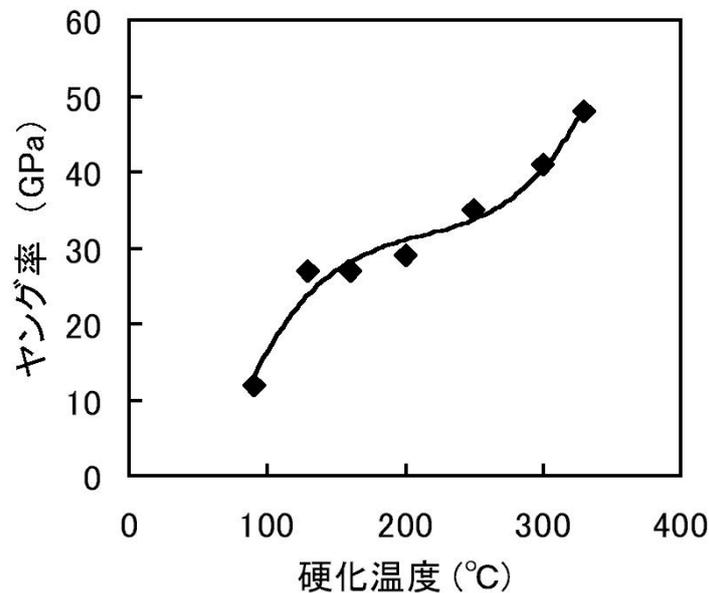


図 4.13: 熱硬化温度とヤング率の関係

この結果から、熱硬化温度を上げることは絶縁膜の軟化温度を上げるだけでなく硬度も高めることがわかる。  $300^{\circ}\text{C}$  での硬化により、  $30\text{ GPa}$  以上のヤング率が得られる。この値は  $\text{Pb}$  ( $15\text{ GPa}$ ) と  $\text{Al}$  ( $68\text{ GPa}$ ) の中間程度の値であり、金属並みの硬さであることがわかる。したがって、絶縁膜の熱硬化温度を上げることは安定な磁区構造を得るのに極めて重要であると考えられる。

## 4.5 チップ切断による磁区構造の変化

### 4.5.1 スライダ加工の影響

最後に、スライダ加工工程におけるヘッド素子への応力変化で磁気ヘッド素子の磁区構造が変化する様子を調べた。

**実験方法** ウェハ加工工程終了後の磁区構造の変化を調べるためには、20-50  $\mu\text{m}$  程度の厚いアルミナ保護膜で覆われた状態で磁区構造を観察する必要がある。保護膜の下の磁区構造を推定するために次に述べる方法により実験を行った：

1. 実際の薄膜磁気ヘッドと同様の製造方法で、ウェハ加工工程のほぼ最終段階であるアルミナ保護膜の研磨まで終了した試料を準備
2. 薄膜磁気ヘッド素子を覆うアルミナ保護膜の上に、磁区観察用のダミー磁気コアとしてパーマロイパターンを形成
3. 磁界中熱処理 220°C 30 分間
4. 図 4.14 に示すようにして磁気コアの先端付近で基板を切断

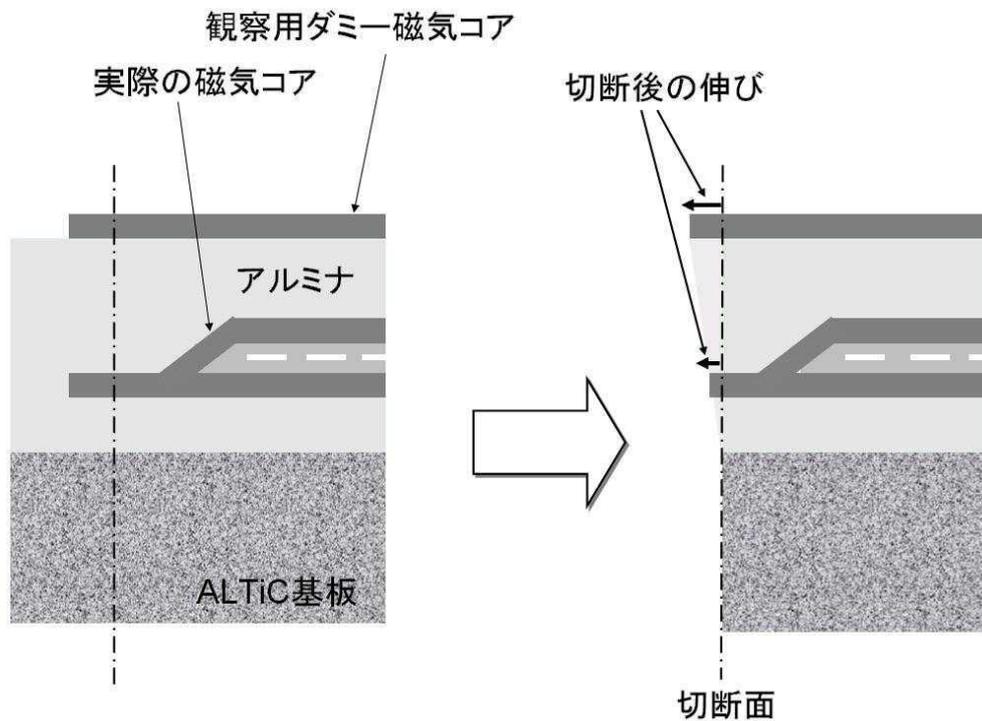


図 4.14: 切断の影響を調べる実験

磁区構造は、3. と 4. の後で、粉末図形法を用いてダミー磁気コアの磁区構造を観察することで調べた。

**実験結果** 試料をダイシング装置で切断する前後のダミー磁気コアの磁区構造を図 4.15 および図 4.16 に示す。写真の奥に見えているのが実際のヘッド素子で、ほぼ同じ位置のアルミナ保護膜上にパーマロイパターンを設けてその磁区構造を観察した。実際の磁気コアと、アルミナオーバーコート上の磁区観察用ダミー磁気コアは同時に切断される。その結果、次項で述べるような機構で、観察用のダミーは実際の磁気コアと同じ方向に伸びる(ただしダミーの方が大きく伸びる)。本実験では下部コアと ALTiC 基板の間のアルミナ下地の厚さは  $10\ \mu\text{m}$ 、上部のアルミナ保護膜の厚さは  $40\ \mu\text{m}$  であった。

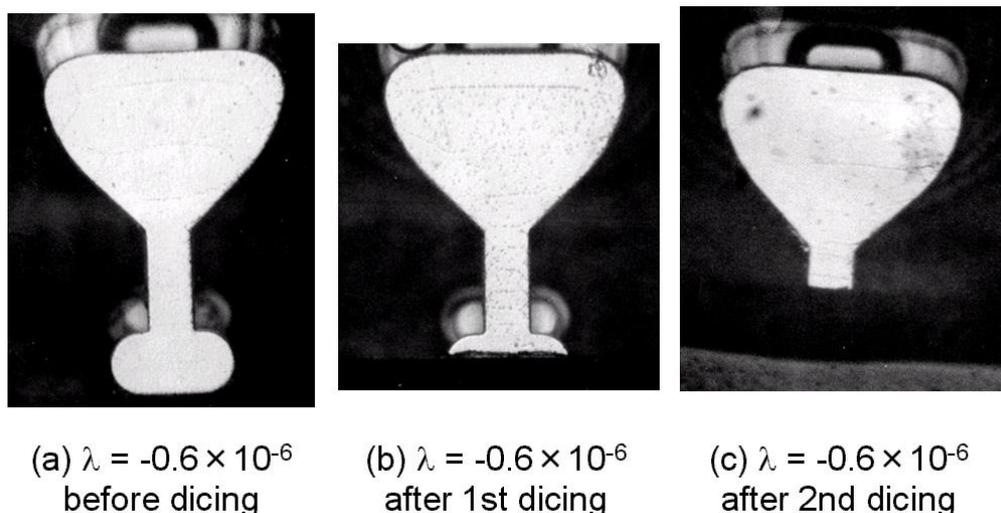


図 4.15: 磁歪定数が負の場合の切断による磁区構造変化 図 4.14 の断面の左側がこれらの写真の下側になる。

磁歪定数が負の場合は、図 4.15 に示すように、切断により磁気異方性は崩れない。 $180^\circ$ 磁壁の間隔が狭くなっている。また、(c) からわかるように、ギャップ部付近(切断面の近傍)では閉路磁区はほとんど消失する。これは、応力誘起磁気異方性エネルギー( $[\text{応力}] \times [\text{磁歪定数}]$ )に比例する)によりパターン横方向の磁気異方性が切断により強くなった結果だと考えられる。

磁歪定数が正の場合は、図 4.16 に示すように、 $180^\circ$ 磁壁がめっき時に付与した切断前の方向(横方向)から  $90^\circ$ 向きを変えた。これは、応力誘起磁気異方性エネルギーの符号が、予め成膜時および磁界中熱処理時に付与された磁気異方性エネルギーの符号と反対であることを示している。これらの磁気構造変化は、切断によりパーマロイパターンが写真の下方に引っ張られたことを意味している。

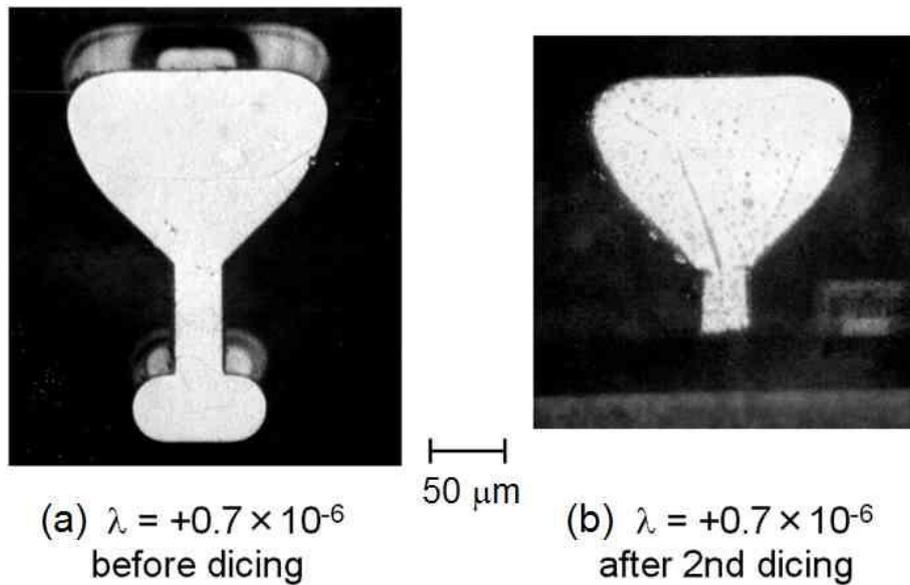


図 4.16: 磁歪定数が正の場合の切断による磁区構造変化

#### 4.5.2 磁区変化機構

**保護膜の応力** 薄膜磁気ヘッドにおいては、素子を完全に埋め込むために負のバイアス電位を基板に印加した RF スパッタ法でアルミナ保護膜を形成している。この負バイアスはアルミナ保護膜の応力を大きく変える。図 4.17 には、2 種類のスパッタ装置で成膜したアルミナ膜の応力のバイアス電位依存性を示す。負の応力は圧縮応力を表す。

▲印はアネルバ製の平行平板型 RF スパッタ装置 SPF-710 の改造機を使用、Ar 圧=2.0 Pa、4000 W、成膜速度=約 50 nm/min。●印は日本真空製のマグネトロン型 RF スパッタ装置 SPL-500LL を基板回転モードで使用、Ar 圧=0.3 Pa、1200 W、成膜速度=7 nm/min であった。どちらの装置も同じ傾向の結果が得られた。

この実験データから、負のバイアス電位を深くするほど保護膜の圧縮応力は増加することがわかる。なお、前項の機械加工実験で用いたアルミナ膜は SPF-710 を用いて成膜され、応力は約  $-5 \times 10^7$  Pa (圧縮) であった。

**考察** スライダ加工工程においてヘッドスライダチップに切断することにより、アルミナ保護膜の圧縮応力は端面付近で解放される。その結果、アルミナ膜は図 4.14 に示すように切断した端面に垂直に伸びる。パーマロイ膜はアルミナ保護膜に比べてヤング率が小さくまた相対的に薄いので

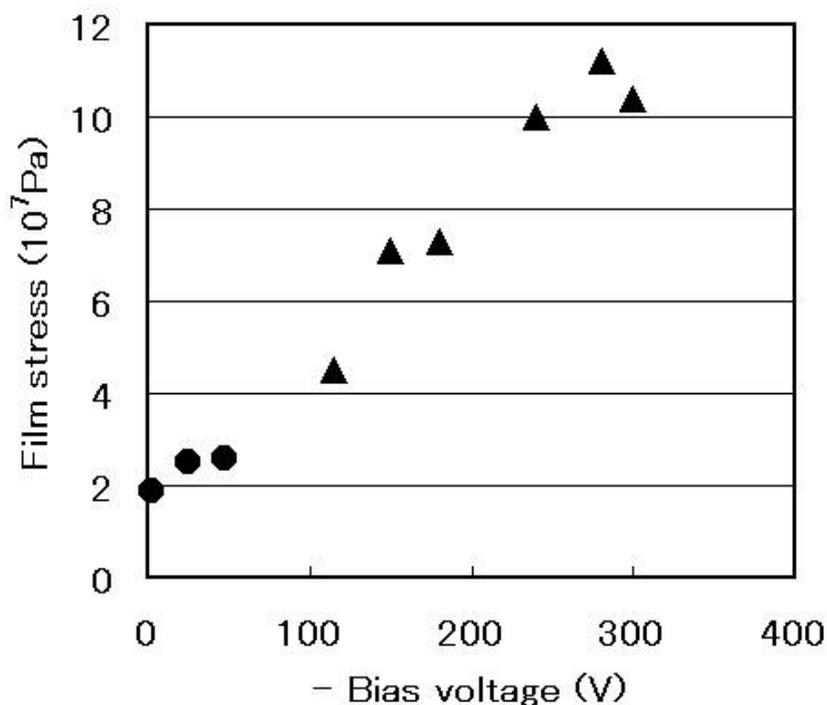


図 4.17: アルミナスパッタの基板バイアス電位と膜応力との関係

で、アルミナ保護膜上のダミー磁気コアも端面に垂直に伸びる。その結果、磁歪定数が正の時には記録媒体からの信号磁束の方向に沿った磁化容易軸を持つ磁気異方性エネルギーが生じて、図 4.16 (b) に示すように縦方向に  $180^\circ$ 磁壁が発生すると考えられる。一方、磁歪定数が負の時には記録媒体からの信号磁束と垂直な方向の磁気異方性が強められ、閉路磁区が小さくなる。このような磁区構造変化はアルミナ膜の中に埋め込まれている実際の磁気コアにおいても、変化量は若干小さくなるが、同様に起こっていると考えられる。なお、フォトレジスト絶縁膜も磁気コアを切断端面に垂直な方向に押す作用を持っていると考えられる。

この実験により、磁気コアの磁歪定数が正の時にはスライダチップへの切断によって磁気ディスクからの信号磁束の方向に  $180^\circ$ 磁壁が発生することが確認された。このような磁区構造は、 $180^\circ$ 磁壁移動による不安定な磁化応答およびピン止めによる Barkhausen ノイズの発生を引き起こしやすい。なお、ここで示したような、負の磁歪定数にすることで薄膜磁気ヘッドの再生波形が安定するというアイデア自体は、Hempsted と Money が特許 [31] の中で最初に述べている。

## 4.6 Barkhausen ノイズの機構

### 4.6.1 波形不安定性

**磁歪定数との関係** 磁気コアの磁歪定数が再生信号の波形不安定性に及ぼす影響を、開発初期の電磁誘導型薄膜磁気ヘッドについて調べた結果を図 4.18 に示す。縦軸の COV は再生波形の不安定性を表す<sup>6</sup>。ここでは 30 回の記録動作毎にその後の再生出力電圧振幅の平均値 TAA (track average amplitude) を求め、その標準偏差 SD と平均値 AVE から  $COV = SD / AVE$  により計算した。黒丸 1 点が 1 バッチ約 100 ヘッドのバッチ平均値を表す。横軸は上下コアの磁歪定数の平均値を表す。

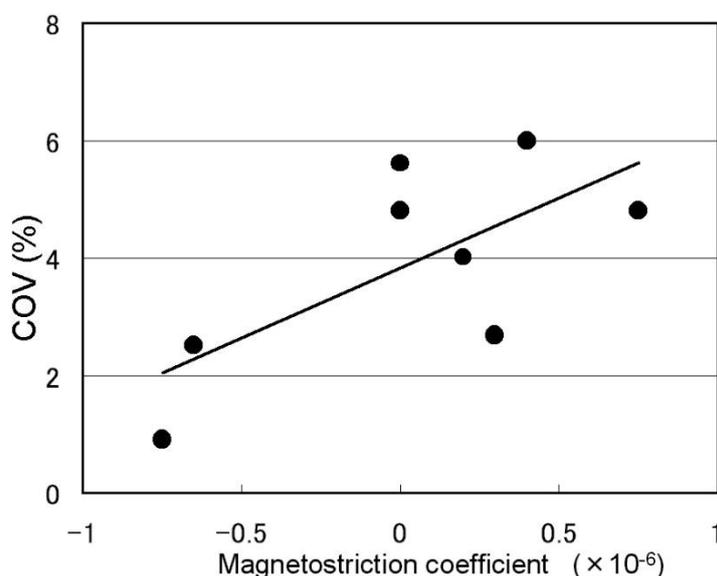


図 4.18: 薄膜磁気ヘッド磁気コアの磁歪定数と再生出力変動の関係

図からわかるように、磁歪定数がやや負の場合の方が波形が安定になる。したがって、前節まで述べてきた磁区構造の変化を引き起こす三種類の機構のうちでは、チップ切断による応力の開放が及ぼす影響が最も大きな要因になっていると考えられる。

薄膜磁気ヘッドの磁歪定数が正の時、磁気異方性は切断前に付与されていた異方性を弱める方向に変化する。その結果、磁区構造が不安定になることで読み出し波形も不安定性になるものと考えられる。なお、磁歪定数が負の場合には、第 4.3 節で述べた熱膨張係数差に基づく膜端部の磁気異方性変化も出力波形安定化にある程度寄与すると考えられる。

<sup>6</sup> COV すなわち変動係数 (coefficient of variation) は、標準偏差を平均値で規格化したもので統計学でばらつきの度合いを表すのに用いられる。TAA stability とも呼ばれる。ただし COV はデータ分布に正規分布を仮定している。

**磁区間隔の影響** 第 3 章の結果から、磁区間隔  $D$  が変わるような磁区構造変化が起こると磁気コアを通る磁束の量が変化する。また、磁壁移動に要する応答時間  $\tau_w$  は図 3.22 から分かるように  $D$  の影響を強く受けることから、周波数特性も磁区構造に大きな影響を受ける。したがって、ウィグルの大きいヘッドに見られる再生波形の再現性の無さは  $D$  の変化と関連していると考えられることができる。

磁歪定数  $\lambda$  が正の場合、製造プロセス途中で  $K_u$  が弱くなるため  $D$  の値およびその変動が起こりやすくなる。一方、図 4.16 について議論したように、 $\lambda$  が適切な負の値になる場合は閉路磁区が消える。したがって、 $\lambda < 0$  にすることは再生出力を安定化するのに役立つことが分かる。

#### 4.6.2 磁化遷移の連鎖

**Barkhausen ジャンプの機構** 第 3.5 節で考えたモデルでは、磁区はポテンシャルエネルギー  $U_v + U_i + U_m$  が極小値をとるような構造を一時的にとる場合がある。そのような構造としては、いったん磁壁がピン止め点に引っかかった場合、あるいはピン止め点がなくとも磁区構造自体が一時的に安定状態になっている場合などがある。このような初期の準安定状態からより安定な状態への遷移は Barkhausen ジャンプを引き起こす<sup>7</sup>。その機構として次のものが考えられる：

**磁界変動によるジャンプ** 記録電流や媒体からの信号など外部磁界の変化に基づく安定条件の変化によるもので、静的な磁化曲線に現れる Barkhausen ジャンプに相当

**熱ゆらぎ状態遷移** 熱ゆらぎで磁壁のポテンシャル形状が変動するために現れる状態遷移で、第 4.6.3 項において論ずる

**その他の外部変動によるジャンプ** 再生ヘッド回路に流れるラインノイズなどによる外乱で引き起こされる Barkhausen ジャンプ

**動的なジャンプ** ほかの場所の磁気モーメント変化につれて磁壁のポテンシャルが変化して引き起こされる磁化遷移

<sup>7</sup> 磁化状態の遷移は、2 つの状態のポテンシャルエネルギーがほぼ等しい場合にはその間をランダムに行き来することになる。GMR ヘッドなどで見られるランダム電信ノイズ (RTN: random telegraph noise) [32] はそのような機構により発生していると考えられる。ほぼ等しい準安定なエネルギーをとる箇所が 3 箇所以上になればそれに対応して 3 値以上を行き来するノイズになる。さらに、このノイズに磁氣的なヒステリシスが重ね合わさることで、信号のないベースラインが変動するベースラインポッピング [33] 等の現象が発生すると考えられる。

これらの Barkhausen ジャンプ機構においては、初期の準安定状態が外部磁界や周囲の磁化状態変化あるいは熱ゆらぎにより安定でなくなった時点で状態遷移が始まる。あるいはこの時点でピン止め点から磁壁がはずれるとも言える。はずれた磁壁の移動時間は、第3章の議論と同様の概念で記述されるが、 $U_{\text{transient}}$  を見積もるにあたっては他の磁壁やパターン端部の磁荷などの影響も考慮する必要がある。

**動的な磁壁抗磁力** 上に述べた機構のうち最後の「動的なジャンプ」は、著者が提案したもので、実際の多磁区構造を持つ磁性体における磁化過程として重要なものだと考えている。この機構は「磁化遷移の連鎖」が起こることを示唆している。たとえば、近接する磁壁の移動により新たな磁壁移動が始まる場合がこれに相当する。ただし、これを正確に計算するには長距離におよぶエネルギー  $U_v + U_i$  を考慮する必要がある。

連鎖により引き起こされる磁化遷移に要する時間は、複数のスイッチング時間  $\tau_i$  を足したものに近い値  $\tau \sim \sum_i \tau_i$  になる。高速な外部磁界変化に対しては連鎖の途中で磁界が反転してしまう。その結果として、磁壁抗磁力の周波数依存性が現れる。このような機構が動的な磁壁抗磁力を大きくする原因の一つになっていると考えられる。

#### 4.6.3 熱による磁化状態の遷移

薄膜磁気ヘッドの磁気コアに加わる応力は記録電流を流すことにより変化する。その結果、記録直後の再生波形は不安定になり Barkhausen ノイズを発生する場合がある。この記録後ノイズ発生機構には、発熱による熱膨張と磁歪とが関与していると思われる。

熱膨張の影響を減らすには、磁気コアと周囲の材料の熱膨張係数の差を下げる必要がある。上部磁気コアが隣接する高分子絶縁膜は他の材料よりも熱膨張係数が大きく、またヤング率が小さいため変形量が大きい。図 4.13 からわかるように、フォトレジストの熱硬化温度を上げるとヤング率が増加するため記録ノイズ低減に効果があると考えられる。薄膜磁気ヘッドの記録後ノイズ対策としては、この他に保護膜などヘッド素子およびその周囲の熱伝導率を上げることも効果的だと考えられる。

なお、大きな温度変化や特別な外乱がない場合でも、熱ゆらぎにより準安定状態にある磁区構造がより安定な磁区構造に移ることはありうる。このような現象は、熱ゆらぎ磁気余効の一種と考えることができる。

## 4.7 MR ヘッドにおける記録動作の影響

### 4.7.1 記録動作に起因する再生信号の不安定性

記録用の磁気コアとは別に再生用の専用素子を用いる MR ヘッドにおいても、MR 素子自身が発生する Barkhausen ノイズとは別に、記録動作により再生波形が不安定に変化する現象が現れることが知られている [34]。

**共通シールドの磁歪定数の影響** この不安定性は、再生素子を挟む磁気シールドの一部(上部シールド)と記録ヘッドの磁気コアの一部(下部コア)を同一部材で一体形成する図 2.12 のような「共通ポール型」のヘッドにおいて特に問題となる<sup>8</sup>。

図 4.19 には、トラック幅約  $2.5 \mu\text{m}$  の AMR ヘッドにおける共通ポールの磁歪定数が記録動作による再生出力の変化に及ぼす影響を調べた結果を示す [35]。縦軸の COV は黒丸 1 点が 1 バッチ約 30 ヘッドのバッチ平均値を表す。100 回の測定値から求めたものである。

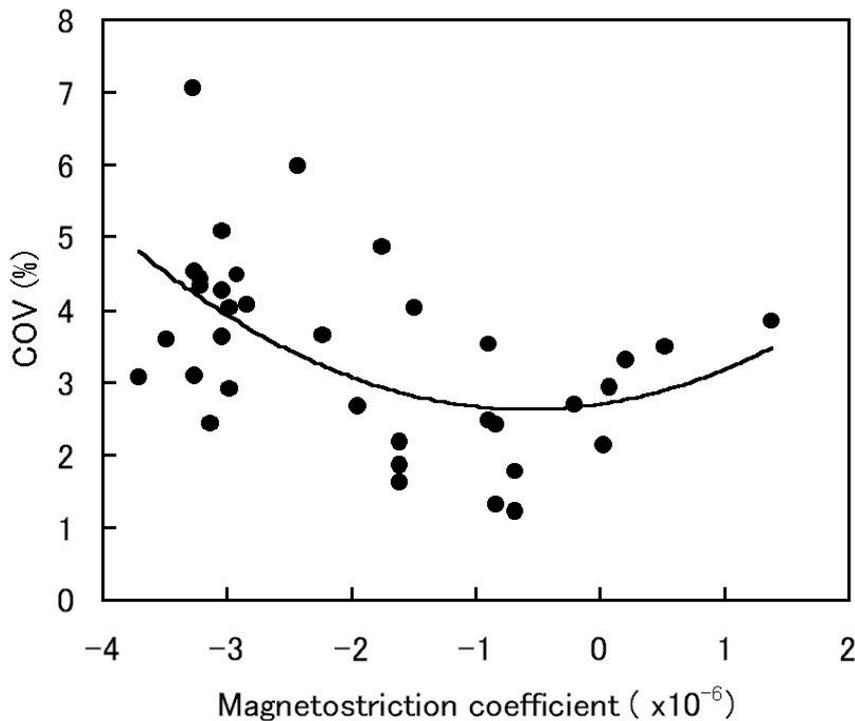


図 4.19: AMR ヘッド共通ポールの磁歪定数と再生出力変動の関係

<sup>8</sup> MR ヘッドに共通ポール型が多く用いられるのは、記録ヘッドと再生ヘッドの間隔を小さくすることでサーボ位置決め精度を高めるためである。

この結果から、共通ポール型 MR ヘッドで記録による不安定性を避けるためには、共通ポールの磁歪定数はゼロに近づける必要があることがわかる。これは、磁歪定数をやや負にした方が安定な波形の得られた電磁誘導型の薄膜磁気ヘッドとは異なる結果であり、記録による再生波形不安定性機構が薄膜磁気ヘッドと MR ヘッドで異なることを反映しているものと考えられる。

**考察** これは、薄膜磁気ヘッドの場合に重要であった「磁歪の逆効果」の影響ではなく、磁気シールドの「磁歪」の影響によるものだと考えられる。MR ヘッドにおいては、再生分解能を上げるために磁気シールドで磁気抵抗効果素子を挟んでいる。特に共通ポール型のヘッドは記録時に磁気シールドの磁化が大きく変化する。そのため磁歪により磁気シールドの応力が変化しさらにその応力変化が再生素子に伝わることで再生信号が不安定になるものと考えられる。

#### 4.7.2 記録周波数の影響

MR 素子による信号再生と直接は関係のないはずである記録電流の周波数が、再生波形の不安定性に影響を及ぼしているという興味深い現象が見られる。

**実験結果** 図 4.20 には、AMR ヘッドの記録ヘッド素子に流す記録電流の周波数が再生波形の不安定性に及ぼす影響を調べた結果を示す。縦軸は、記録動作後に再生電圧の正側と負側のピークの差を求めてその 1000 回分の測定値のレンジをプロットしたもので、再生波形の不安定性を表す<sup>9</sup>。なおこの実験では、記録電流は記録ヘッド素子のコイルにしか流れず、AMR 素子に直接流れることはない。

実験結果から、記録周波数が高いほど再生波形が不安定になりやすいことがわかる。記録動作が単に AMR 素子の再生波形不安定性を引き出すだけならば、前項で考えた磁歪で説明することができる。しかし、図 4.20 の記録周波数依存性を説明するには次のような別の機構を考える必要がある。

---

<sup>9</sup> 再生波形の変動によるエラー発生で問題となるのは Barkhausen ノイズのような平均から離れたノイズが出る場合である。このような明らかに正規分布から外れた値が現れる危険性を検出する能力は COV や分散よりもレンジ(範囲)の方が高い。なお測定回数を増やすほどこのような稀な現象に対する検出力は上がる。

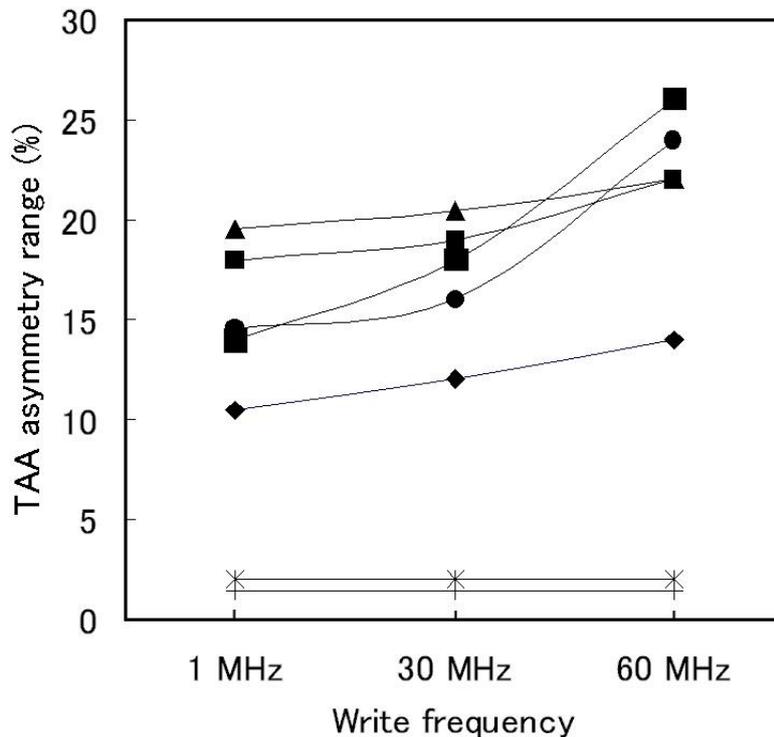


図 4.20: 記録周波数が再生波形不安定性に及ぼす影響

**考察** 高周波で記録する HDD では、図 3.8 に示すようにコイル発熱による銅損 ( $10 \Omega$  以下) と同等あるいはそれ以上のコアや共通シールドの発熱が存在する。この発熱の原因は周波数が高くなると急激に増加する鉄損で、磁化動特性の遅れに基づく。このことから、記録周波数を上げると再生信号が不安定になるのは、共通ポールの鉄損による発熱で AMR 素子の磁区構造がかわったためであると推測される。ただし、図 4.20 の下側二試料のデータから分かるように、再生波形が良いヘッドは記録周波数を上げててもこのような再生波形不安定性増加は見られない。

高周波で動作させる HDD などの MR ヘッドにおいては、記録コアの体積を縮小して高周波での損失が少ないヘッドにすることがノイズを減らす上でも効果的であると考えられる。

## 4.8 本章のまとめ

磁気コアの磁区構造は、磁歪定数がゼロでない限りは製造工程途中に発生する応力の影響を受けて変化する。磁性膜に応力を生ずる機構として、少なくとも次に挙げる三つの要因がある：

- 磁性膜と基板の熱膨張係数の差

- 磁性膜の下に高分子構造が存在する場合、その軟化点付近での変形
- オーバーコート膜の応力解放

磁気コアに働くこれらの応力が媒体からの信号磁束に平行な方向に磁気異方性を生ずるような場合には、磁気異方性が弱められて磁区間隔が大きくなるか、あるいは記録媒体に垂直な方向に  $180^\circ$  磁壁が現れる。オーバーコート膜が圧縮応力を持つ場合には、磁性膜の磁歪定数をやや負にすることで安定な出力波形が得られる。

一方、信号再生を専用の磁気抵抗素子で行う MR ヘッドの場合は、特に下部コアと上部シールドを兼用する共通ポール部分が MR 素子に及ぼす影響が問題となる。この場合は、次の二つの要因が重要になる：

- 磁気シールドの磁歪が MR 素子に与える応力
- 磁気コアあるいは共通シールドの鉄損

したがって、共通シールドの磁歪をゼロに近づけることが MR ヘッドの再生変動を減らす上で有効である。

## 文献

- [1] P. Weiss, "L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique", *Journal de Physique*, 6, p. 661 (1907); P. ワイス著、小川和成訳、「分子場の仮説と強磁性的性質」; 『磁性』、東海大学出版会 (1970) 第3編.
- [2] R. Becker und W. Döring, *Ferromagnetismus*, Julius Springer Verlag (1939) p. 178.
- [3] H. J. Williams, W. Shockley, and C. Kittel, "Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary," *Phys. Rev.*, vol. 80, pp. 1090-1094 (1950).
- [4] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, and A. Montorsi, "Domain-wall dynamics and Barkhausen effect in metallic ferromagnetic materials, I Theory", *J. Appl. Phys.*, vol. 68, p. 2901 (1990).
- [5] J-P. Lazzari and I. Melnick, "Integrated Magnetic Recording Heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 7, p. 146 (1971).
- [6] K. B. Klaassen, and J. C. L. van Peppen, "Barkhausen noise in thin-film recording heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, pp. 1697-1699 (1990).
- [7] R. E. Jones, Jr., "Domain Effects in the Thin Film Head," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 15, pp. 1619-1621 (1979).
- [8] O. C. Wells and R. J. Savoy, "Magnetic Domains in Thin-Film Recording Heads as Observed in the SEM by a Lock-In Technique," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 17, pp. 1253-1261 (1981).
- [9] P. Kasiraj and R. D. Holmes, "Effect of magnetic domain configuration on read-back amplitude variations in inductive film heads (abstract)," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, p. 5423 (1991).
- [10] K. B. Klaassen, and J. C. L. van Peppen, "Delayed Relaxation in Thin-Film Heads," *IEEE Trans. Magn.*, MAG-25, p. 3212 (1989).
- [11] F. H. Liu, P. Ryan, X. Shi, and M. H. Kryder, "Correlation Between Noise-After-Write and Magnetization Dynamics in Thin Film Heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 28, p. 2100 (1992).

- [12] C. Tsang and S. Dekker, "The origin of Barkhausen noise in small permalloy magnetoresistive sensors," *J. Appl. Phys*, vol. 52, p. 2471 (1981).
- [13] 荻屋田英嗣、倉科晴次、池澤延幸、森田昇、小田淳、嶋林清孝、大橋啓之、土岐薫、浦井治雄、「MR 素子における出力安定性の MR/縦バイアス接合形状依存性に関する検討」、日本応用磁気学会誌、vol.21, no.4-2, pp. 253-256
- [14] F. H. Liu, M. D. Schultz, and M. H. Kryder, "Domain structure and dynamics near the backgap closure of thin-film heads," *J. Appl. Phys*, vol. 69, pp. 5414-5416 (1991).
- [15] Y. Shiroishi, K. Shiiki, I. Yuitoo, H. Tanabe, H. Fujiwara, and M. Kudo, "Patterning effect on easy axis alignment in permalloy thin film," *IEEE Trans. Magn*, vol. 20, pp. 485-488 (1984).
- [16] 成重真治、光岡勝也、華園雅信、高木政幸、吉田敏博、「薄膜ヘッド用 NiFe 膜の透磁率と磁歪定数」、日本応用磁気学会誌、vol.7, no.2, pp.99-102 (1983).
- [17] 成重真治、華園雅信、高木政幸、「マイクロカー効果による薄膜磁気ヘッドの磁化過程の測定」、日本応用磁気学会誌、vol. 8, no. 2, pp. 65-68 (1984).
- [18] R. White, R. Holmes, and A. Desouches, "Permalloy stress / magnetostriction effects in bubble devices," *IEEE Trans. Magn*, vol. 18, pp. 1316-1318 (1982).
- [19] K. Ohashi, M. Ito, and T. Maruyama, "Effect of plated NiFe composition on domain configuration," *Proceedings of The Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV90-8, pp. 247-258 (1990).
- [20] H. Koyanagi, R. Arai, K. Mitsuoka, H. Fukui, S. Narishige, and Y. Sigita, "3-D stress and magnetic anisotropy analysis for thin film heads," *IEEE Trans. Magn*, vol. 5, no. 2, pp. 185-194 (1990).
- [21] K. F. Young, "Finite element analysis of planar stress anisotropy and thermal behavior in thin films," *IBM J. Res. Develop*, vol. 34, no. 5, pp. 706-717 (1990).
- [22] I. W. Wolf and T. S. Crowther, "Magnetoelastic sensitivities in evaporated and electrodeposited permalloy films," *J. Appl. Phys*, vol. 34, pp. 1205-1206 (1963).
- [23] K. Ohashi, M. Ito, and M. Watanabe, "Application of electroplating to thin film head," *Proceedings of The Symposium on Electrochemical Technology in Electronics*, The Electrochemical Society, PV88-23, pp. 525-542 (1988).

- [24] R. Simmons, R. Davidson, and H. Gill, "Anisotropy changes in magnetoresistive heads due to lapping and annealing," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 25, p. 3200 (1989).
- [25] L. T. Romankiw, "Elimination of undercut in an anodically active metal during chemical etching," *U. S. Patent 3,853,715* (1974).
- [26] A. Hubert, "Stray-Field-Free Magnetization Configurations," *phys. stat. sol.*, vol. 32, p. 519 (1969).
- [27] J. A. Thornton and D. W. Hoffman, *Thin Solid Films*, vol. 171, p. 5 (1989).
- [28] L. T. Romankiw, "Thin film inductive heads: from one to thirty turns," *Proceedings of the symposium on magnetic materials, processes, and devices*, The Electrochemical Society, PV90-8, pp. 39-53 (1990).
- [29] 近角聡信、『強磁性体の物理』下、裳華房(1984)、§ 13.
- [30] 柳沢雅広、塚本雄二、本村嘉啓、「薄膜の機械的特性評価」、潤滑、vol. 32、no. 7, pp. 475-479 (1987).
- [31] R. D. Hempsted and J. B. Money, "Thin film head having negative magnetostriction," *U. S. Patent 4,242,710* (1980).
- [32] A. Wallash, "A study of voltage fluctuation, noise and magnetic instability in Spin valve GMR recording heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, pp. 1450-1452 (1989).
- [33] L. Chen, E. Chen, J. Giusti, J. Fernandez-de-Castro, and D. Saunders, "Micro-magnetic and electric analysis on MR. head baseline popping and instabilities," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, pp. 1343-1345 (2001).
- [34] K. Takano, N. Yamanaka, Y. Iwai, M. Sakai, K. Fukuda, and M. Matsuzaki, "Write induced instability in spin-valve heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, pp. 2589-2591 (1999).
- [35] K. Ohashi, M. Saito, H. Honjo, T. Toba, Y. Nonaka, and N. Ishiwata, "Purity of films and performance of recording heads," *Electrochemical Technology Applications in Electronics; Proceedings of the 3rd Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV99-34, pp. 241-249 (2000).



## 第5章 再生ヘッドのノイズ

本章では信号再生における SN 比の極限について議論する。HDD においては、1990 年代になって信号再生に AMR 素子を使った MR ヘッド、および GMR を使った GMR ヘッドが相次いで開発されて再生感度が大幅に向上した。再生感度は素子の抵抗変化率に比例する。MR ヘッドの抵抗変化率は約 1%、GMR ヘッドの抵抗変化率は 4%-15%である。著者らは、抵抗変化率がさらに大きく 30%以上になる可能性がある TMR 素子を用いた HDD 用ヘッドを開発したが、この TMR ヘッドのノイズは従来のヘッドのものとは異なることが判明した。ここでは、Barkhausen ノイズ以外の再生ヘッドのノイズについて、特に TMR ヘッド特有のノイズに関する研究を中心課題として検討した結果について報告する。

### 5.1 ヘッドノイズ

記録密度を高めるとそれに反比例して媒体から取り出せる磁束が少なくなり再生信号が弱くなる。また、データ転送を高速化するために信号再生を広帯域化すると、ノイズパワーが大きくなる。この二点は記録の高密度化および高速化の限界を決める本質的な要因である。すなわち再生ヘッドを高感度化することおよびその SN 比を向上させることは、高密度記録における基本的な技術開発課題になっている。

#### 5.1.1 白色ノイズ

**熱ノイズ** 記録されたデータの再生時に発生するヘッドノイズとしては、インピーダンスの実数部分に基づく熱ノイズ (Johnson ノイズ) が代表的なものである。実際、これまで長い間用いられてきた電磁誘導型の再生ヘッドではこの熱ノイズが支配的であった。この場合、問題になるのは磁化の遅れに基づくインダクタンスの虚数部分であり、第 3 章において

主に記録ヘッドについて考察したのと同じ磁気コアの応答速度改善が信号再生の低ノイズ化にとっても重要な課題であった。

式 (1.1) などのような、単純な Maxwell 型の緩和では、透磁率の虚数部分  $\mu''$  は角周波数  $\omega_m = \tau^{-1}$  で最大値を持つ。しかし、HDD のような高速の磁化動特性を考える場合は歳差運動に基づく磁化の共鳴現象も考慮する必要が生じて  $\mu''$  はさらに大きくなる。これは、磁化変化が位相遅れを有するだけでなく、共鳴時には  $\mu$  の絶対値が大きくなるからである。このような共鳴がある時の  $\omega_m$  は次式で表される [1]。

$$\omega_m = \frac{\sqrt{1 + \omega_r^2 \tau^2}}{\tau} \quad (5.1)$$

ここで、 $\omega_r$  は共鳴の固有周波数である。通常は共鳴より緩和の方が遅く  $\omega_r \tau \gg 1$  なので  $\omega_m = \omega_r$  となり共鳴周波数付近で損失が最大になる<sup>1</sup>。したがって信号再生帯域が共鳴周波数に近づくと熱ノイズが急速に増加する。

**磁気ゆらぎノイズ** MR 素子が小型化するにつれて、媒体からの信号磁界を拾うフリー層が熱ゆらぎの影響を受けて発生する磁気ゆらぎノイズが大きくなる [2]。

特に GMR ヘッドや TMR ヘッドで用いるフリー層の異方性磁界は記録媒体の異方性磁界と比べて極めて小さいため、記録媒体粒子の体積より大きくても熱ゆらぎの影響が出やすい。たとえば、100 Gbits/inch<sup>2</sup> 対応のフリー層の厚さ 1.8 nm、高さおよび幅 125 nm の素子の場合、 $H_k = 8$  kA/m (100 Oe) と仮定すると、室温程度の熱による磁化の平均的なゆらぎ角は  $\delta\theta = 8^\circ$  という大きなものとなる [3]。

### 5.1.2 その他の再生ヘッドノイズ

白色ノイズと第 4 章で論じた Barkhausen ノイズ以外で重要なヘッドノイズには次のものがある。

**1/f ノイズ** 周波数依存性のあるノイズの中では 1/f ノイズが良く知られている。このノイズは種々のゆらぎにより生ずることが知られている

<sup>1</sup> 共鳴より緩和の方が早く  $\omega_r \tau \ll 1$  の場合は  $\omega_m = \tau^{-1}$  となる。しかし、等価磁界  $H_e$  を用いると  $\omega_r = \mu_0 \gamma H_e$  と表されることから、最も早い緩和として式 (1.15) を用いても  $\omega_r \tau = (1 + \alpha^2)/\alpha$  であり、 $\omega_r \tau \ll 1$  とはならない。

が、ヘッドの場合は主に素子と電極の接合抵抗あるいは不完全なトンネル障壁を流れる電流などに起因すると考えられている。

Xiao ら [4] は強い外部磁界でフリー層の磁化が動かないようにすると GMR ヘッドの  $1/f$  ノイズは大幅に減少することから、 $1/f$  ノイズは磁気起源だと考えている。ノイズの起源は磁氣的なものであるが、上記の磁気ゆらぎノイズのような高い周波数成分はほとんど含まないことから、低周波帯域をカットすれば大きな問題にはならないと予想されている。

**サーマルアスペリティ** 外乱による再生信号の変動は定常的なものよりも突発的なものの方が大きな問題となる。これは突発的な変動は信号再生回路で扱うのがより困難なためである。

AMR ヘッドや GMR ヘッドが媒体に極端に近づくと、媒体の突起部とヘッドスライダの接触による摩擦熱発生あるいは熱輻射の増大により、再生素子の温度が急速に変化して再生信号電圧のベースラインの急激な変動がもたらされる。この突発的なノイズはサーマルアスペリティと呼ばれ、高記録密度化のために MR ヘッドの浮上量を減らす際の大きな課題となっている [5]。

スライダ表面の接触部から離れた箇所では温度上昇は少ない。したがって素子が大きい場合には温度上昇の影響は素子全体で平均化されて少なくなる。しかし、高密度化により小さくなるビットに合わせて MR 素子のサイズが小さくなると、表面から離れた部分の割合が減るので素子の平均上昇温度は高くなり、サーマルアスペリティ問題はより顕著になる。

## 5.2 TMR ヘッドの開発

### 5.2.1 TMR 接合

**TMR 素子** 薄い絶縁膜を強磁性金属で挟んだトンネル接合においては、電子が絶縁膜をトンネルする確率が両側の金属のスピンの相対角度により変化する [6]。この現象はトンネル磁気抵抗 TMR (tunneling magnetoresistance)、あるいはスピン依存トンネリング SDT (spin-dependent tunneling) と呼ばれる。また、この接合を磁気トンネル接合 MTJ (magnetic tunneling junction) あるいは TMR 接合と呼ぶ。

図 5.1 に示すように、両側のスピンの向きが反対の場合にはトンネリングは起こらない。したがって原理的には無限に大きな抵抗変化率が期待される。実際にはスピン分極しない電子の寄与により磁化の相対的な向きに依存しない電流も流れるため無限大の抵抗変化は得られない。

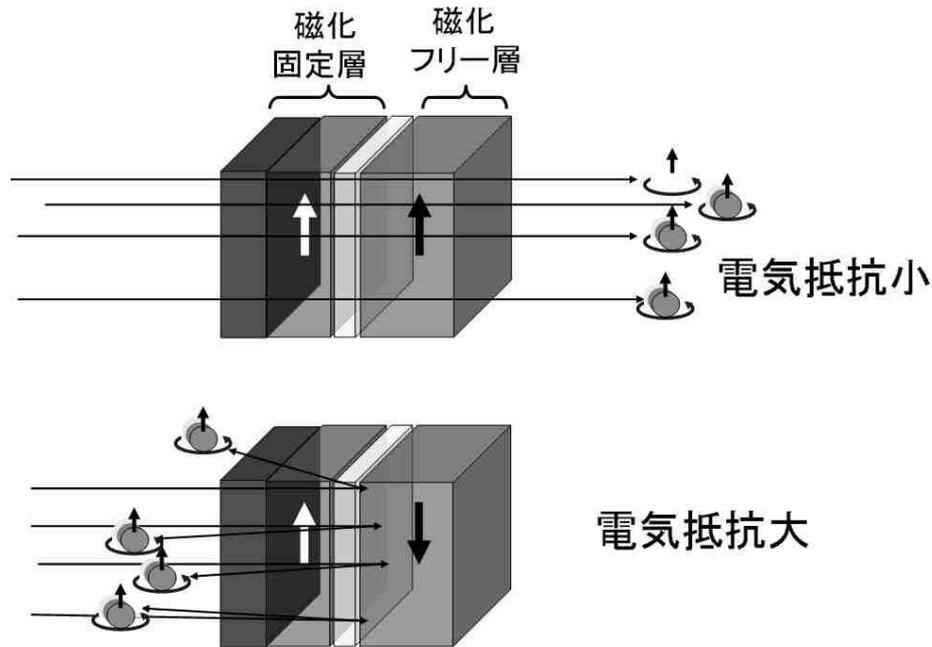


図 5.1: TMR ヘッドの原理説明図 両側のスピンの向きが同じ場合には非磁性の金属/絶縁物/金属のトンネル接合と同じトンネル電流が流れる。

**低抵抗 TMR 接合** TMR 接合を高密度磁気記録用の再生ヘッドの用いる場合、接合面積が小さくなるため両側のスピンの向きが同じであっても電気抵抗(トンネル抵抗)が大きくなりすぎる<sup>2</sup>。そのため、再生アンプの入力電気容量と形成する RC 回路により使用可能な帯域が狭められて、高速再生ができなくなるという課題がある。

Tsuge ら [7] は、Al を成膜後真空を破らずに酸素を導入することで Al を均一に酸化する「その場自然酸化法 (ISNO: in-situ natural oxidation)」により従来より桁違いに小さな電気抵抗を持つ TMR 素子を作成し、TMR ヘッド実現の可能性を示した。この方法は、それまで行われていた酸素プラズマで Al を酸化する方法と比べて膜の欠陥が少ないため、より薄いトンネル障壁を作成できるという特徴を持つ。

## 5.2.2 TMR ヘッド

**TMR 素子の構造** 著者らは上に述べた ISNO 法を用いてトンネル抵抗を大幅に低減することで、HDD に搭載可能な実用レベルの TMR ヘッド

<sup>2</sup> トンネル抵抗によるエネルギー散逸はトンネル障壁内ではなくて障壁を超えた側の金属で起こる。これはトンネル障壁を越えた電子が持つ高いエネルギーが金属の格子振動に移るからだと考えられる。

を開発した [8]。開発した TMR ヘッド素子の構造の一例を図 5.2 に、素子の平面写真を図 5.3 に示す。この TMR 素子の幅と高さはそれぞれ  $2.0\ \mu\text{m}$  と  $1.2\ \mu\text{m}$  であった。

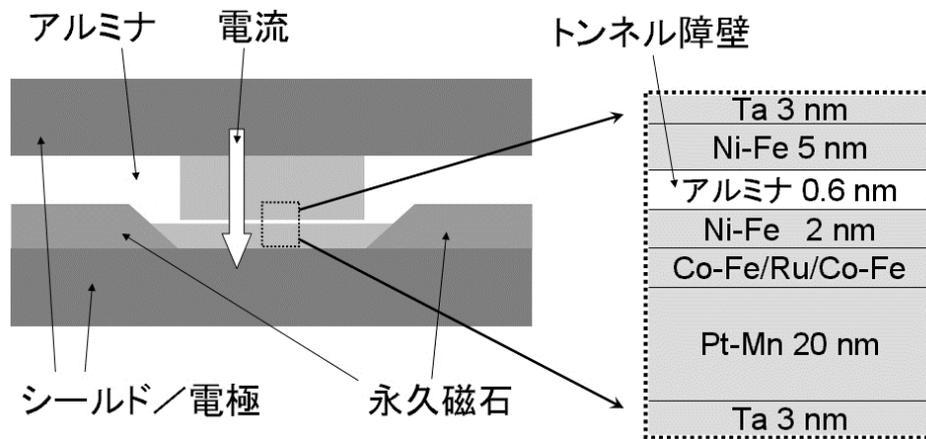


図 5.2: TMR 素子の構造断面の例およびその拡大説明図

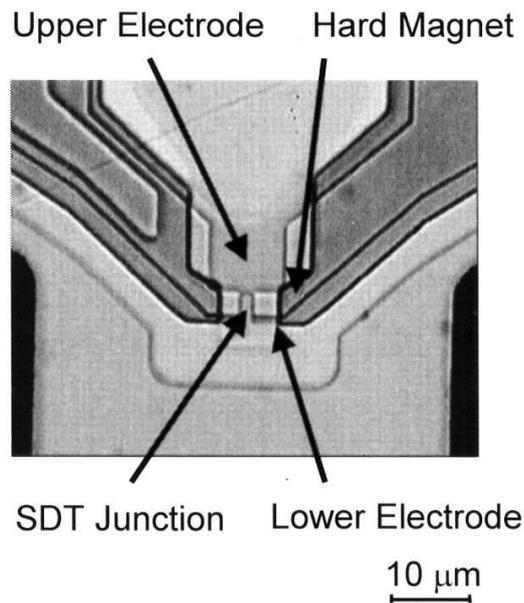


図 5.3: 試作 TMR ヘッド素子の写真

バイアス電圧をトンネル接合 ( $0.6\text{-}0.8\ \text{nm}$  厚のアルミナ) に印加することで、トンネル電流が積層された TMR スタック膜に垂直に流れる。トンネル接合の上側に接する Ni-Fe の磁気モーメントは媒体からの磁界に応じて向きを変えるが、下側に接する Ni-Fe は Co-Fe/Ru/Co-Fe の積層

フェリ構造を介して反強磁性の Pt-Mn により磁気モーメントの向きが固定されている。アルミナの上側の Ni-Fe はフリー層、下側の Ni-Fe は固定層と呼ばれる。記録媒体からの信号磁界に応じてトンネル接合上下界面における Ni-Fe のスピンの相対角度が変化してトンネル接合の電気抵抗が変化することで再生信号が得られる。

**試作した TMR ヘッド** HDD 用ヘッドとして動作させるため、図 5.4 に示すように TMR 素子の上に記録ヘッド素子を形成した。このヘッドは図 5.3 の TMR 素子の上に、図 3.6 の超小型 Co-Fe-Ni コアを形成した複合薄膜磁気ヘッドである。TMR ヘッドアセンブリ写真を図 5.5 に示す。この最初の TMR ヘッドにおいては、図 5.4 の記録再生素子が使われて

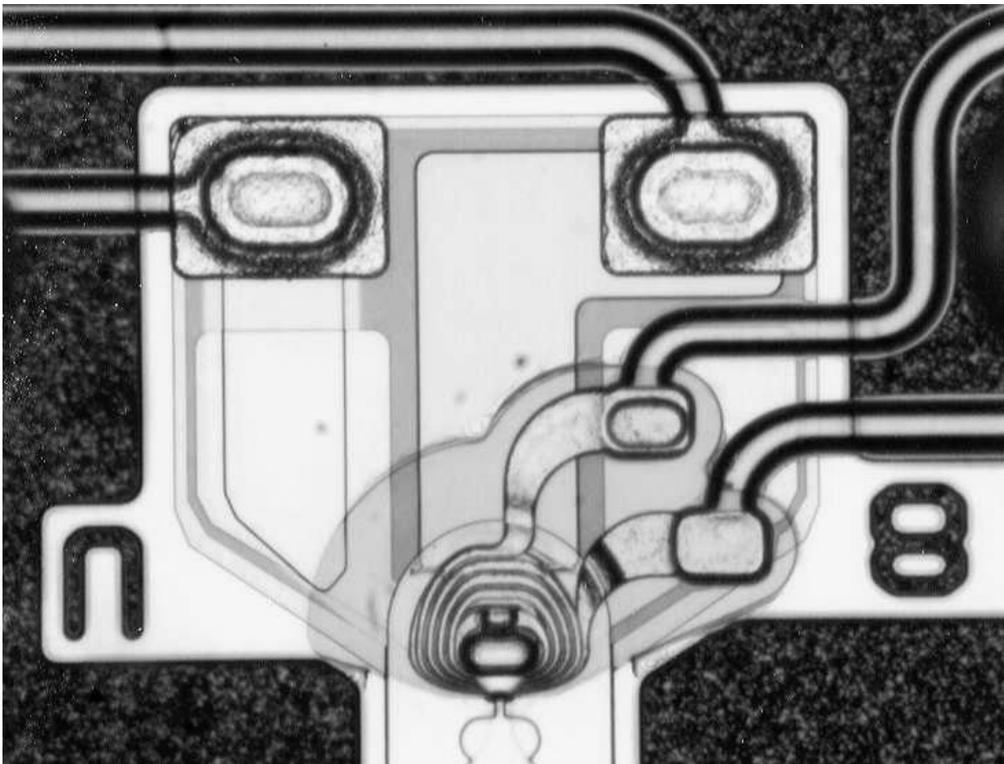


図 5.4: 録再分離型の複合薄膜磁気ヘッド

おり、記録コアには Co-Fe-Ni を使用した。再生素子は図 5.3 の拡大写真に示す素子と同じ構造を持っている。試作ヘッド素子の、ウェハレベルで測定した抵抗変化率  $\Delta R/R$  は 7%、TMR 素子の幅と高さはそれぞれ  $2.0 \mu\text{m}$  と  $1.2 \mu\text{m}$ 、再生ギャップ長は  $0.29 \mu\text{m}$  であった。

その後、ISNO 法を改良しより平坦なトンネル障壁を製造する技術を開発することで  $1 \mu\text{m}^2$  あたりの抵抗を表す  $RA$  積を  $6 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$  まで下げることになった [9, 10]。また、実効トラック幅  $0.3 \mu\text{m}$  以下、実効再生

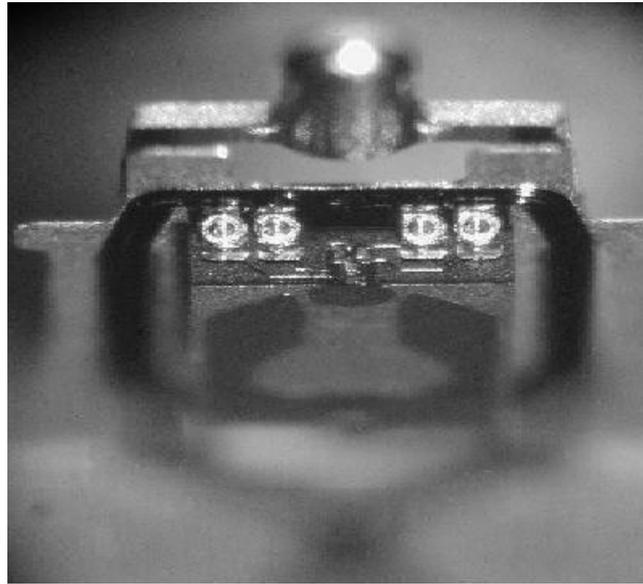


図 5.5: TMR ヘッドの写真

ギャップ長  $0.05 \mu\text{m}$  という極めて高分解能の TMR 素子を持つ HDD に搭載可能なヘッドの試作も行なった [11, 10]。この改良型 TMR ヘッドは  $30 \text{ Gbits/inch}^2$  クラスの記録密度に対応するものである。

**CPP 型ヘッドの長所** 近年の HDD 技術においてはビット方向と同等以上にトラック幅方向記録密度の向上が進められ、これに合わせて磁気ヘッドは急速に狭トラック化されてきた。しかし、トラック幅が  $0.1 \mu\text{m}$  に近づくにつれてリソグラフィーに最先端の半導体並みあるいはそれ以上の高度な技術が必要になってきた。このことは、これまでのペースでトラック幅方向に偏った密度向上を行うと、設備投資に伴う装置コストが大きく引き上げられてしまうことを示している。

一方、ビット方向(円周方向)の記録密度を上げるには信号再生の分解能を高める必要がある。MR ヘッドの分解能は上下シールド間隔(再生ギャップ長に対応)とヘッド浮上量(ヘッド-媒体間隔に対応)で決まる。AMR や GMR など従来の MR ヘッドは、再生分解能を高めるため MR 素子および電極を絶縁膜を介して金属製の磁気シールドで挟んでいる [12]。このタイプの MR ヘッドは MR 素子の膜面に電流を流して抵抗変化を検出することから CIP (current in the plane) 型と呼ばれる。CIP 型においては上下のシールド層と MR 素子の間で絶縁を確保する必要がある。し

たがって、再生ギャップ長は少なくとも絶縁膜二層分と MR 素子の膜厚を足したものにすることがある。

これに対し、TMR ヘッドはトンネル接合面に垂直に電流を流す CPP (current perpendicular to the plane) 型であり、その構造から TMR 接合部分を除けば上下のシールドの間に金属パターンを入れる必要がない。したがって、上下シールド間隔は絶縁層一層分で済むため従来の半分に減らすことができる [8]。すなわち、TMR ヘッドを用いることで再生分解能を従来の CIP 型 MR ヘッドの約二倍に高めてビット方向の記録密度を上げることで、絶縁に関する信頼性を損なうことなく高い記録密度を得ることができる。

### 5.3 TMR ヘッドの白色ノイズ

ここでは、TMR ヘッド設計の基礎について検討するために再生ヘッドの SN 比が TMR と GMR でどのように異なるかを考察する [8]。また、図 5.3 に示す素子を用いて試作した TMR ヘッドのノイズ測定データと比較する。

#### 5.3.1 トンネル電流のノイズ特性

**バリスティックな導電体のノイズ基本式** 高品質なトンネル障壁は電子が不純物やフォノンで散乱されないバリスティックな導電体と見なすことができる。したがって、トンネル接合をはさんで直流バイアス電圧  $V_b$  が印加された時の電圧ゆらぎのパワースペクトル密度  $S_v$ <sup>3</sup> は、周波数  $f$  の関数として次に示す基本式で表すことができる [13]:

$$S_v = R \left\{ (eV_b + hf) \coth \left( \frac{eV_b + hf}{2k_B} \right) + (eV_b - hf) \coth \left( \frac{eV_b - hf}{2k_B} \right) \right\} \quad (5.2)$$

ここに、 $e$  は電子の電荷の絶対値、 $R$  はトンネル接合の抵抗、 $h$  は Planck 定数、 $k_B$  は Boltzmann 定数、 $T$  は絶対温度である。

<sup>3</sup> 帯域幅を  $\Delta f$  とすると、 $S_v$  とノイズ電圧  $V_n$  との間には次の関係がある:

$$S_v \equiv V_n^2 / \Delta f$$

この基本式は平衡状態におけるゆらぎと外部からの作用に基づく散逸特性とを結びつける揺動散逸定理を表す式

$$S_v = 2hf \coth\left(\frac{hf}{2k_B}\right) \Re(Z) \quad (5.3)$$

を拡張したものになっている。ここに、 $\Re(Z)$  はインピーダンスの実数部である。

**近似式** 基本式 (5.2) は、 $eV_b \gg hf$  の場合には次のようになる [14]:

$$S_v = 2eV_b R \coth\left(\frac{eV_b}{2k_B}\right) \quad (5.4)$$

磁気記録に用いるデバイスでは帯域はせいぜい  $f < 10$  GHz なのでこの条件は十分満足する<sup>4</sup>。したがって、TMR 接合のノイズは基本的に (5.4) 式で表されると考えられる<sup>5</sup>。

さらに、 $V_b$  が小さい時 ( $eV_b \ll k_B T$ ) には上式は熱ノイズと一致する:

$$S_v \approx 4k_B R T \quad (5.5)$$

また  $V_b$  が大きい時 ( $eV_b \gg k_B T$ ) にはショットノイズと一致する:

$$S_v \approx 2eV_b R \quad (5.6)$$

**計算条件** 後で示す実験と比較するため、電気抵抗  $R = 33 \Omega$  として計算を行った。 $R$  は熱雑音を発生するワイヤ+リードの抵抗  $7 \Omega$  を含み、純粹な TMR 素子分は  $26 \Omega$  であるとした。また、帯域幅は  $67.3$  MHz、温度  $T = 300$  K ( $k_B T = 0.026$  eV) とした。素子が発生するノイズの計算には、TMR についてはトンネル効果に基づく (5.4) 式、GMR については熱ノイズの (5.5) 式を用いた。

**計算結果** 計算結果を図 5.6 に示す。灰色の実線で示すように、(5.5) 式で表される熱ノイズ (Johnson ノイズ) 電圧のパワースペクトル密度は、バイアス電圧  $V_b$  および素子に流すセンス電流  $I_s$  に依存せず約  $0.5 \times 10^{-18}$  V<sup>2</sup>/Hz になる。また、黒の細かい実線で示すように、(5.6) 式で表されるショットノイズによるノイズ電圧のパワースペクトル密度はバイアス電圧に比例して増加する。一方、トンネル電流に基づくノイズ電圧のパワース

<sup>4</sup>  $f = 10$  GHz に対応するバイアス電圧  $V_b = hf/e = 4 \times 10^{-4}$  V となる。

<sup>5</sup> ただしヘッドとしては TMR 接合の不完全性や接合以外からのノイズ成分も含む。

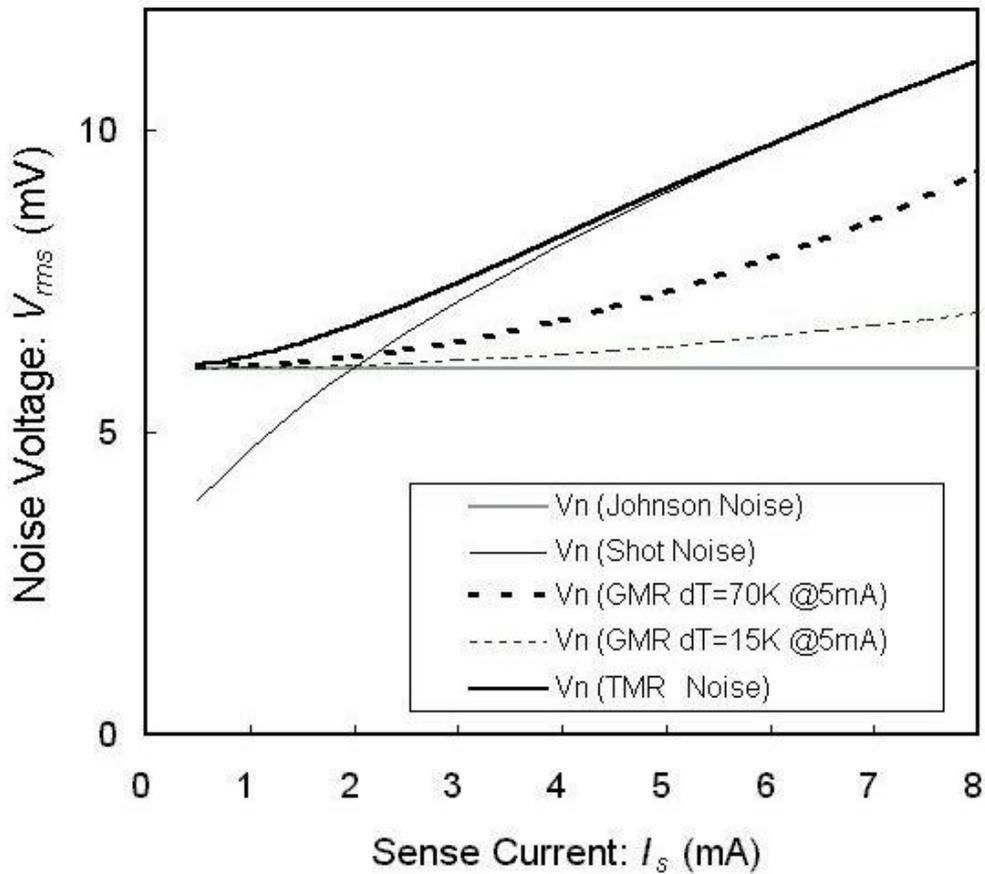


図 5.6: TMR ヘッドと GMR ヘッドノイズの比較 (計算結果)

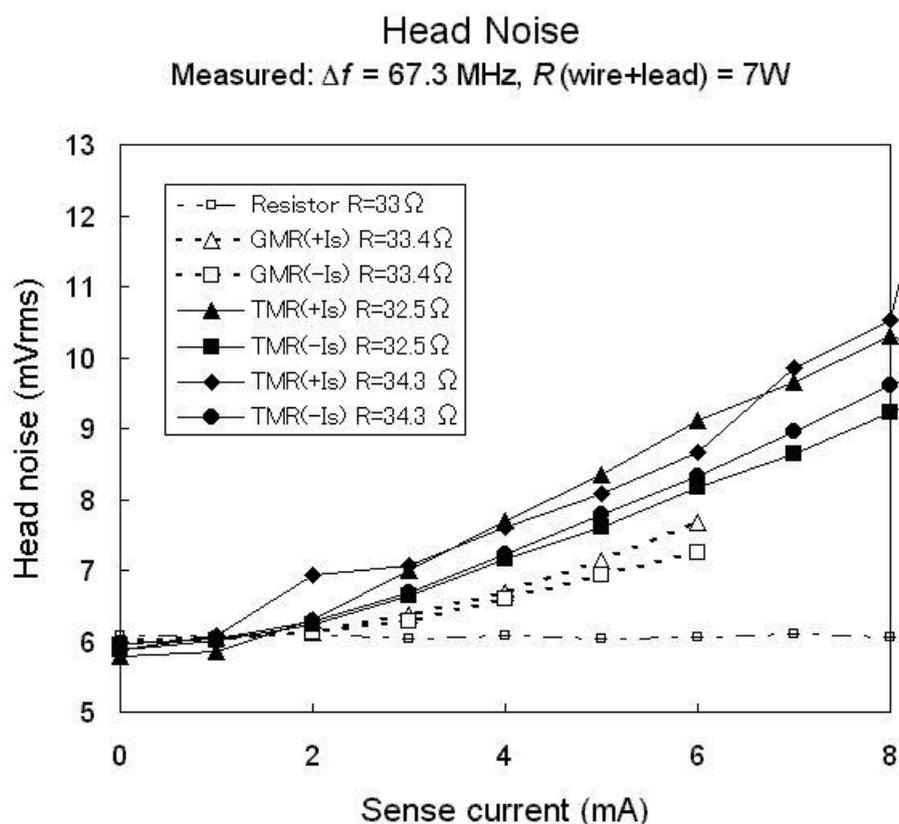
ペクトル密度は、太い黒の実線で示すように、 $V_b > 150$  mV (ほぼ  $I_s > 6$  mA) ではほぼショットノイズに一致し、 $I_s < 0.5$  mA では熱ノイズに一致することが分かる。

$V_b > 50$  mV (ほぼ  $I_s > 2$  mA) ではショットノイズ (5.6) 式は熱ノイズ (5.5) 式より大きくなる。TMR のノイズも電流  $I_s$  を増やすと  $V_b$  が増加することにより増加する。この増加分は GMR の温度上昇によるノイズ増加よりも多い。

なお、(5.4) 式で表されるトンネル電流に基づくノイズはショットノイズと熱ノイズの単純な和ではないこともこの図から読み取ることができる。

## 5.3.2 ヘッドノイズのセンス電流依存性

**TMR ヘッドノイズ測定結果** 図 5.3 に示す TMR 素子を用いた TMR ヘッドのノイズ電圧(rms 値)を測定した結果を図 5.7 に示す。抵抗  $R$  は  $32.5 \sim 34.31 \Omega$ 、帯域幅  $\Delta f$  は  $67.3 \text{ MHz}$  であった。ただし、抵抗  $R$  は MR 素子以外のワイヤおよびリードパターンの抵抗約  $7 \Omega$  を含んでいる。



5.7: TMR ヘッドと GMR ヘッドノイズの比較(測定結果)

この実験結果から、センス電流の増加すなわちバイアス電圧の増加により TMR ヘッドのノイズが増加するようすが確認される。この結果は、図 5.6 の計算結果とほぼ一致している。したがって、TMR のノイズは基本的に (5.4) 式に従うことが確認される。

**GMR ヘッドノイズとの比較** 図 5.7 には、比較のために同時に測定したほぼ同じ抵抗値を持つ GMR ヘッドと抵抗器のノイズ電圧も示す。GMR ヘッドのノイズは熱ノイズが支配的だと考えると、基本的にはセンス電流値に関わらず一定であると思われる [14]。しかし、実際には図 5.7 に

示すように GMR ヘッドにもセンス電流によるノイズ増加が見られる。

ノイズ増加の要因の一つとしてセンス電流による発熱が考えられる。文献値 [15] を参考にして GMR 素子抵抗の温度係数を 0.2%/K とし、またセンス電流 5 mA で 15 K 温度上昇すると仮定する。そうすると、ジュール発熱で GMR 素子の抵抗が上昇して増加する熱ノイズでは図 5.7 に点線で示す実験結果の 1/3 程度しか説明できない。したがって、温度上昇は 70 K 程度の非現実的な値を仮定する必要がある。この GMR ヘッドにおいては  $1/f$  ノイズや磁気ゆらぎノイズなど Johnson ノイズ以外のノイズ機構が存在していると推定される。

なお、TMR ヘッドにも GMR ヘッド同様に  $1/f$  ノイズが観察される。ただし、著者の共同研究者である石原は、TMR ヘッドで実際に測定した結果では外部磁界を加えても残る成分があることを報告している [11]。この結果から、試作した TMR ヘッドには磁氣的ノイズ以外の  $1/f$  ノイズ成分が GMR ヘッドより多かった可能性がある。

### 5.3.3 TMR ヘッドの再生信号

**再生信号波形** 試作した TMR ヘッドにより得られた磁気ディスクからの信号再生波形の例を図 5.8 に示す。このヘッドの素子は前項でノイズを測定した図 5.3 の写真と同じものである。再生信号パルスの高さと信号の太さの比が SN 比にほぼ対応することから、このヘッドの SN 比は極めて良いことが分かる。

また、この写真に示すように、ほとんどのヘッドで極めて良好な波形の対称性(上下)が容易に得られた。CPP 型ヘッドの特徴として、TMR ヘッドはセンス電流密度が小さくフリー層に加わるバイアス磁界の影響が少ない。その結果、TMR 素子の高さを特に精密に制御しなくても電圧正側と負側のパルスの波形非対称性がほとんど現れない。これは、AMR ドや GMR ヘッドでは素子高さなどの製造パラメータが少し変動するだけで波形非対称がばらつくのとは大きな違いになっており、TMR ヘッドの生産性の高さが期待できる結果である。

**TMR 出力のセンス電流依存性** TMR ヘッドに、外部から一様な磁界 400 Oe を印加した時の再生電圧とセンス電流の関係を調べた例を図 5.9 に示す。横軸のセンス電流に接合抵抗を掛ければバイアス電圧になる。このヘッドでは、センス電流  $I_s = 10$  mA 付近で最大値  $V_{s \max} = 7.2$  mVpp が得られる。

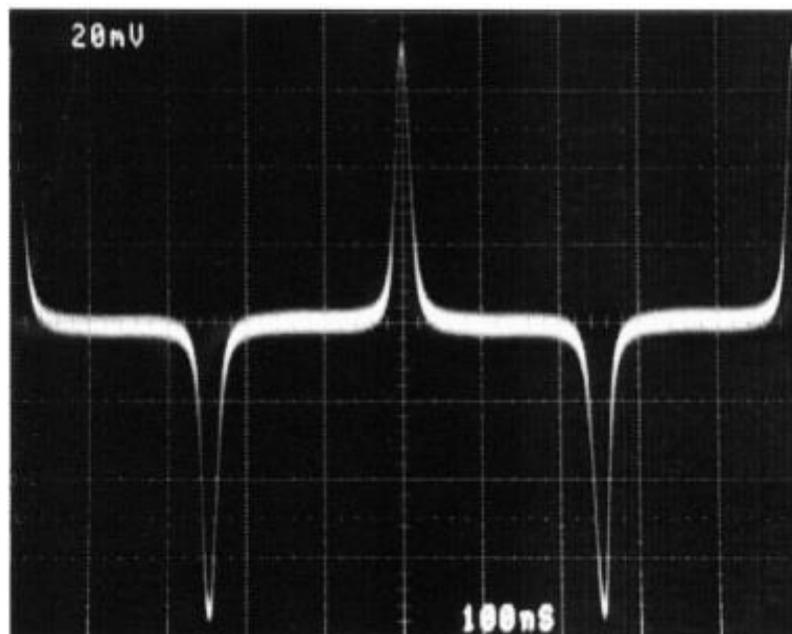


図 5.8: TMR ヘッドの再生波形 磁気ディスクからの信号の再生波形。

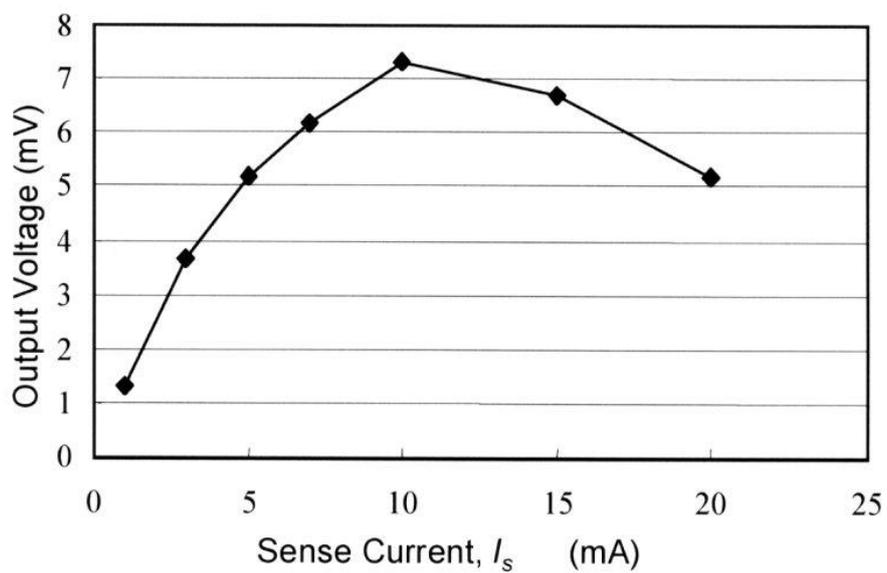


図 5.9: 最大信号電圧とセンス電流の関係

### 5.3.4 SN比に関する考察

**信号再生電圧のバイアス依存性** TMRヘッドの信号再生電圧  $V_s$  は次式で表すことができる:

$$V_s = EF \frac{\Delta R}{R} V_b \quad (5.7)$$

ここに  $E$  はヘッドの再生効率因子、 $F$  は信号磁界のダイナミックレンジに対する割合を表し、 $0 < E, F < 1$  である。 $\Delta R/R$  は  $V_b$  に対する依存性を持つことが報告されている [16, 17, 18, 19]。

試作した TMRヘッドにおける TMR接合の  $\Delta R/R$  は、 $V_b$  の増加につれほぼ線形に減少した(図 5.10 参照)。すなわち、磁気抵抗変化率が半分になるバイアス電圧を  $V_h$  で表せば次のように書くことができる:

$$V_s = EF \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_{V_b=0} \left( 1 - \frac{V_b}{2V_h} \right) V_b \quad (5.8)$$

したがって最大信号電圧  $V_{s \max}$  は  $V_b = V_h$  の時に次式で与えられる:

$$V_{s \max} = EF \frac{V_h}{2} \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_{V_b=0} \quad (5.9)$$

図 5.9 の測定データを  $R$  と  $\Delta R$  のヘッドバイアス  $V_b$  に対する依存性の形に換算して書き直した結果を図 5.10 に示す。●印は接合抵抗  $R$ 、□印は抵抗変化  $\Delta R$  を表す。この TMRヘッドの抵抗はワイヤ込みで  $32 \Omega$  であった。トンネル接合以外の抵抗  $6 \Omega$  を引くと、図 5.10 から、TMRヘッドの  $V_h$  としては  $280 \text{ mV}$  が得られる。

**TMRヘッドのSN比** 試作した TMRヘッドの  $V_h$  が  $200 \text{ mV}$  以上であることから、後で求めるように、バイアス電圧  $V_b$  の最適値は  $100 \text{ mV}$  以上になる。このことから、TMRヘッド素子のノイズはほぼショットノイズになっていると考えられる<sup>6</sup>。

以上の考察から、TMRヘッドのSN比(=  $V_s/V_n$ ) は (5.6) 式および (5.7) 式を用いて、次のように表すことができる:

$$\frac{V_s}{V_n} = \frac{EF}{\sqrt{2e\Delta f\sqrt{R}}} \left( \frac{\Delta R}{R} \right)_{V_b=0} \left( \frac{1}{V_b^2} - \frac{V_b^{\frac{3}{2}}}{2V_h} \right) \quad (5.10)$$

したがって、ヘッドSN比が最大値をとるバイアス電圧は、出力電圧の最大値を与えるバイアス電圧より少し低い値  $V_b = (2/3)V_h$  になる。この

<sup>6</sup>これは  $V_b = 100 \text{ mV}$  の場合でも (5.4) 式右辺の  $\coth(100/52)$  は  $1.04$  で、より大きな  $V_b$  ではほぼ  $1$  になるからである

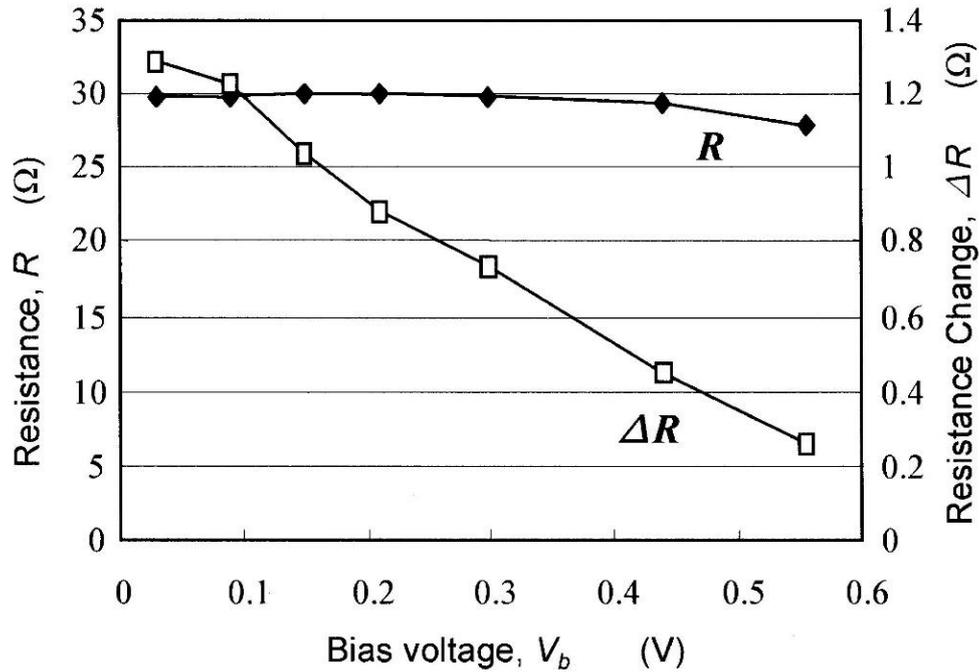


図 5.10: 接合抵抗および抵抗変化のバイアス電圧依存性

時の SN 比の最大値  $(V_s/V_n)_{\max}$  は次のようになる:

$$\left(\frac{V_s}{V_n}\right)_{\max} = \sqrt{\frac{4}{27} \frac{EF}{\sqrt{e\Delta f}} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{V_b=0}} \sqrt{\frac{V_h}{R}} \quad (5.11)$$

この結果から、高いヘッド SN 比を与える TMR ヘッドを得るには、 $\Delta R/R$  および  $V_h$  を高くすると共に、TMR 接合の抵抗を下げるのが重要になることが分かる。

**従来の MR ヘッドとの比較** TMR ヘッドにおいて低抵抗化することで SN 比が良くなるのは、ショットノイズのパワースペクトル密度がバイアス電圧  $V_b$  に比例して増加するためである。AMR や GMR など従来の MR 素子におけるように、パワースペクトル密度がバイアス電圧に依存しない熱ノイズで近似することができて、また出力電圧のバイアス電圧依存性が無視できる場合の SN 比は、(5.5) および (5.7) 式を用いて、

$$\frac{V_s}{V_n} = \frac{EF\sqrt{R}}{\sqrt{4k_B T \Delta f}} \left(\frac{\Delta R}{R}\right) I_s \quad (5.12)$$

となる。ここで  $V_b = I_s R$  という関係を使った。式 (5.12) から、熱ノイズが支配的な場合にはショットノイズが支配的な場合とは逆に抵抗  $R$  の大

きい方が SN 比が良くなることがわかる。したがって、従来の MR ヘッドは発熱が問題にならない範囲で抵抗およびセンス電流を大きくした方が SN 比の観点からは良い結果を与える。GMR ヘッドにおいても、より高い MR 比を得るために CPP 構造の導入が検討されているが、高い SN 比を得るには、ある程度抵抗を大きくする必要がある。

ただし、熱ノイズが支配的な場合であっても抵抗には設計上の上限が存在する。再生ヘッド回路は近似的にヘッド素子の抵抗  $R$  とがつながれるアンプの入力容量  $C$  との RC 回路により動作帯域の上限が決まる。現行の技術では  $C > 1$  pF であり、1 GHz 以上の高速動作を行うためには  $R < 100 \Omega$  でなければならない。これは、ヘッド素子の種類とは無関係に決まる必要条件である。

## 5.4 コンタクト記録のノイズ

### 5.4.1 ビット密度のスケーリング

磁気記録のビット密度向上は、ビット長さを再生ヘッドのギャップ長とヘッド-媒体間スペーシングに比例させて小さくすることで推進されてきた。ヘッド-媒体間スペーシングは、ヘッド浮上量、媒体保護膜と潤滑剤の膜厚、ヘッド保護膜の膜厚、と媒体厚さの半分を足したものである。CPP 型の TMR ヘッドの特徴である小さな再生ギャップを活かして再生分解能を高めるためにも、このようなスケーリング則に合わせてヘッドと媒体のスペーシングも再生ギャップ長に比例させて小さくする必要がある。しかし、MR 素子を用いた再生ヘッドではスペーシングを小さくするとヘッドが媒体と接触してサーマルアスペリティが大きくなるという問題がある。

### 5.4.2 TMR ヘッドのサーマルアスペリティ

TMR ヘッドにおけるトンネル障壁の電気抵抗は格子振動による散乱の影響を受けないため、金属の電気抵抗より温度依存性が小さい可能性がある。実際、著者らはサーマルアスペリティの小さい TMR ヘッドを試作することに成功した [21]。以下、その結果について報告する。

**実験方法** 図 5.3 の TMR 素子を用いて大容量フロッピーディスクドライブ (FDD) であるアイオメガ社 Zip ドライブ用のコンタクト型ヘッドを

試作した。試作したヘッドの写真を図 5.11 に示す。

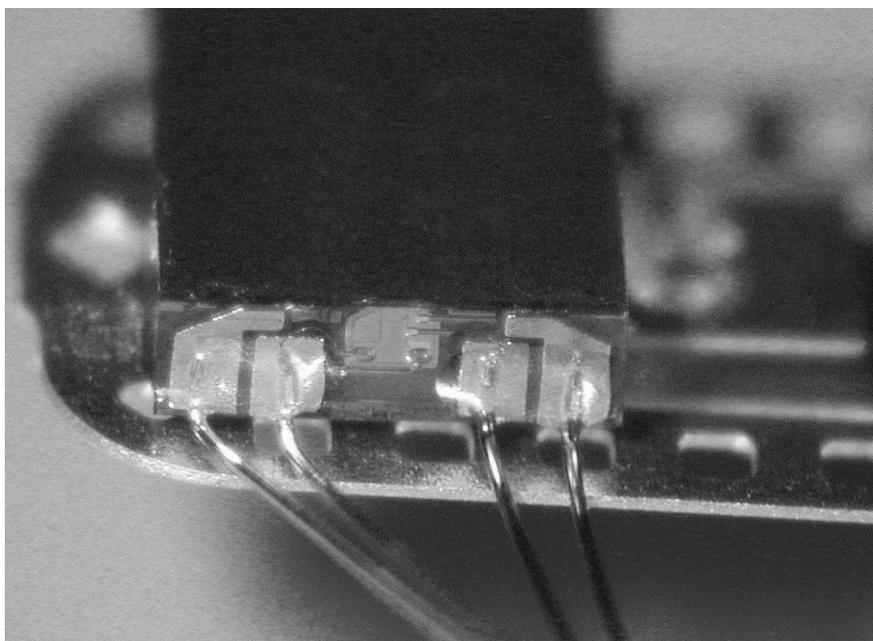


図 5.11: 大容量 FDD 用 TMR ヘッドの写真 このヘッドは図 5.3 の TMR 再生素子のみを備えた実験用 Zip 型ヘッドである。

Zip ドライブ用の試験装置を用いて上記 TMR ヘッドにより低浮上量あるいはコンタクトの状態で信号再生を行った。記録媒体には市販の Zip100 型媒体を用いた。媒体の  $H_c$  および  $M_{rt}$  は各々 128 kA/m (1600 Oe) および 80 mA (8 memu/cm<sup>2</sup>) であった。ディスクの固転速度は 2941 rpm、測定半径は 44 mm であった。記録には Zip100 タイプの MIG ヘッドを用いた。

実験に用いた TMR ヘッドの抵抗は約 30  $\Omega$  であった。再生のレファレンスとして、2-3 Gbits/inch<sup>2</sup> クラスの HDD 用 AMR ヘッドを用いた。AMR ヘッドと TMR ヘッドの実効トラック幅は各々 2.7 および 1.5  $\mu\text{m}$  であった。再生ギャップ長は各々 0.21 および 0.29  $\mu\text{m}$  であった。

**実験結果** ヘッドの取り付け高さを変化させることでヘッド素子(再生ギャップ部)と記録媒体とのスペーシングを調整してサーマルアスペリティの発生状況を比較した。その結果、ヘッドスペーシングを下げると、AMR ヘッドの場合には図 5.12 に示すようなスパイク状のノイズが頻繁に見られるようになること、および TMR ヘッドの場合にはほとんどこ

のノイズが見られないことが判明した。このノイズはサーマルアスペリティによるものである。

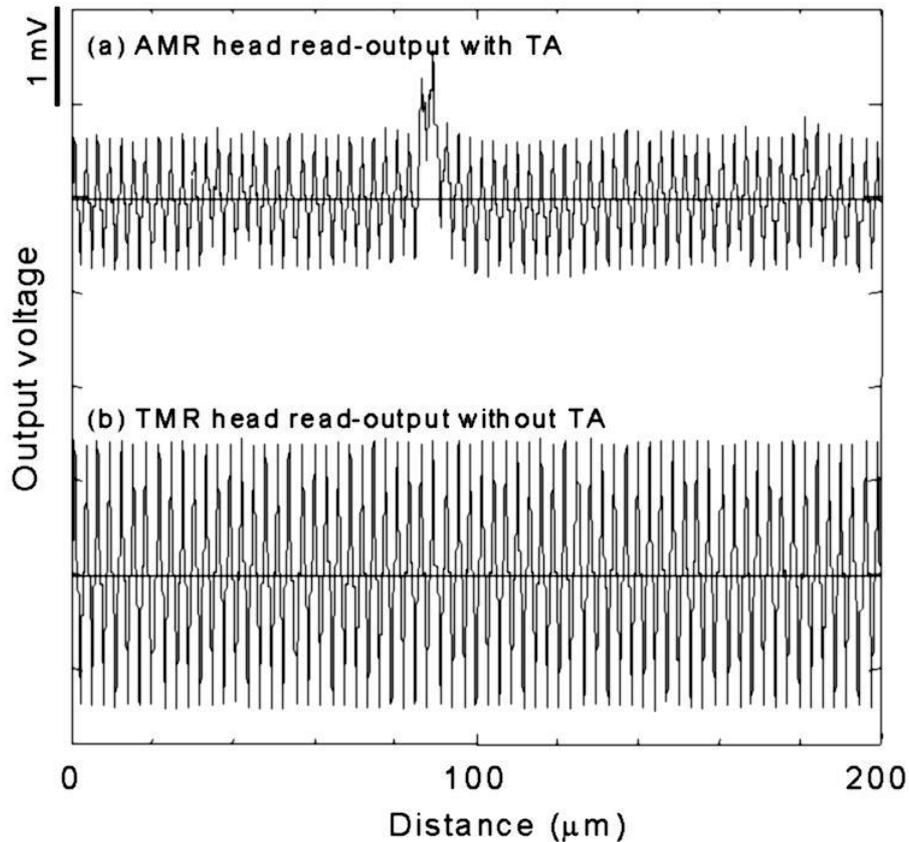


図 5.12:サーマルアスペリティの比較 AMR ヘッドでサーマルアスペリティが観察される条件でも TMR ヘッドではほとんど見られなかった。佐藤明伸氏による。

この実験結果をノイズ電圧のスペーシング依存性としてまとめたものを図 5.13 に示す。図の横軸の機械的スペーシング(ヘッド浮上量)は出力の変化から推定した計算値である。AMR ではスペーシングを 13 nm 以下に下げると急にサーマルアスペリティに基づくノイズが増加するが、TMR のノイズはほとんど増加しなかった。以上の結果から、TMR ヘッドは従来の AMR ヘッドに比べてサーマルアスペリティノイズが極めて少ないことが判明した。

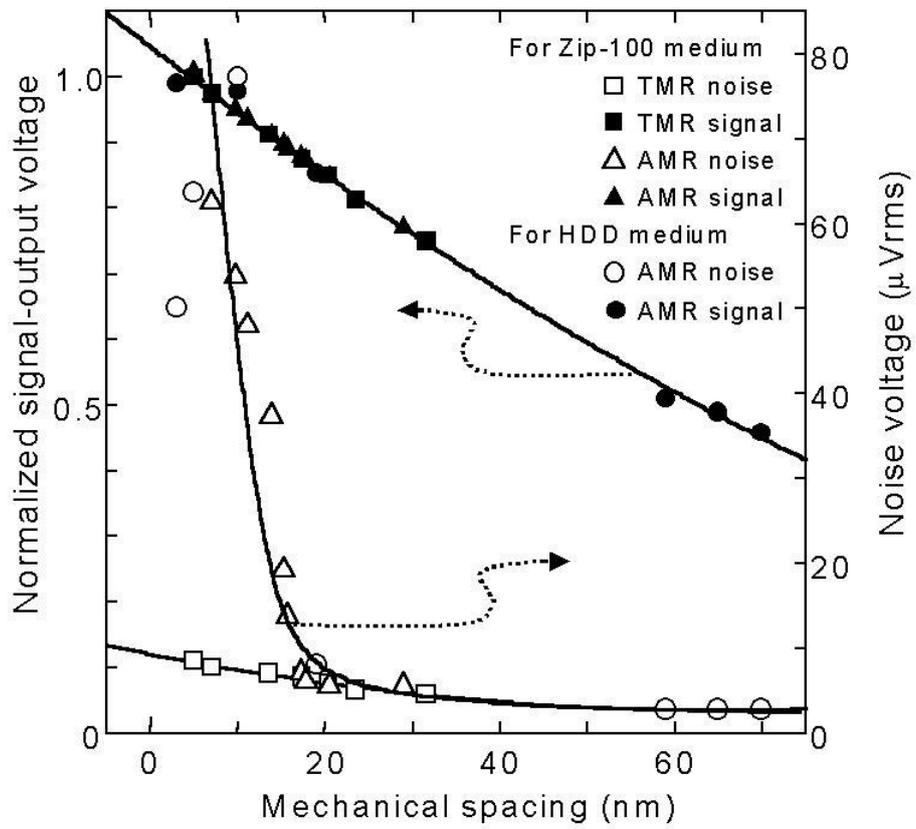


図 5.13: ヘッドスペーシングとノイズ電圧の関係 データは佐藤明伸氏による。

### 5.4.3 TMR ヘッド抵抗の温度依存性

**トンネル接合抵抗の温度依存性** 低スペーシング条件でも TMR ヘッドが大きなサーマルアスペリティを出さない理由は、トンネル接合の抵抗の温度依存性が小さいことと関係していると考えられる。

トンネル接合が不完全な TMR 素子には温度依存性の大きなものも見られるが、抵抗変化率が大きく接合抵抗の小さい TMR 接合は抵抗の温度依存性が極めて小さかった。良好な TMR 特性を持つ TMR 素子の電気抵抗の温度依存性を測定した例を図 5.14 に示す。

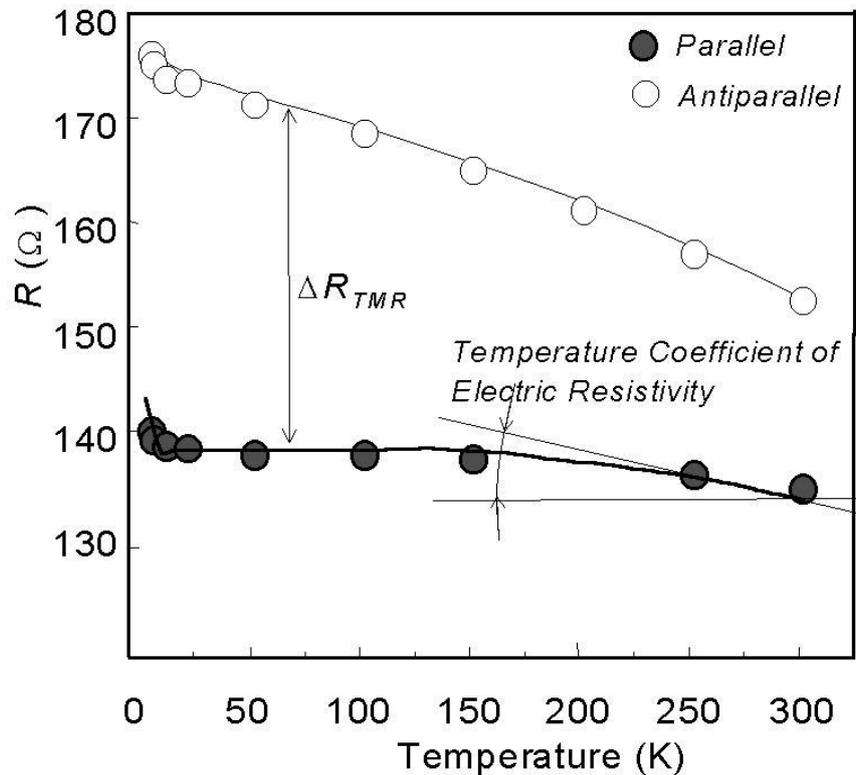


図 5.14: TMR 素子抵抗の温度依存性 [24]

電気抵抗率の温度依存性は次式で表される

$$\alpha = \frac{\Delta\rho}{\rho\Delta T} \quad (5.13)$$

図 5.14 の例の場合、フリー層とピン層のスピンの向きが平行の時、曲線の微分係数から求めた  $\alpha$  の値は低温 (< 150 K) ではほぼゼロ、室温 (300 K) でも  $-0.035\%/K$  と小さい。温度範囲 20 K から 300 K の間での  $\alpha$  の

平均は約  $-0.006\%/K$  であった。両層のスピンの方向が反平行の時、 $\alpha$  の値は室温で  $-0.08\%/K$  であった。

**トンネル電流の温度依存性の理論** トンネル接合においては、温度を上げると Fermi レベル以上に励起される電子が増加するため、トンネル障壁を通して流れる電流も若干増加する。任意のトンネル障壁形状におけるトンネル電流の温度依存性はかなり複雑である。矩形のポテンシャル障壁が電圧印加で台形に変形すること、およびトンネル障壁が有限の誘電率を持つために鏡像を生ずることを考慮に入れた近似式<sup>7</sup>が Simmons により下記のように求められている [23]:

$$i(T) = \left( 1 + 3 \times 10^{-7} \frac{(sT)^2}{\phi_0} + \dots \right) \times i_v(0) \quad (5.18)$$

ここに、 $i_v(0)$  は  $T = 0$  での電流密度、 $s$  はトンネル障壁厚さ (nm)、 $\phi_0$  はフェルミレベルからのトンネル障壁高さ (eV) である。この式からトンネル電流の温度依存性が小さな TMR 素子を得るには、トンネル障壁が高くかつ薄い必要があることが予想される。

<sup>7</sup> トンネル接合を一方 (x 方向) に流れる電子密度  $n$  は、Fermi-Dirac の分布関数を  $f(E)$ 、 $E_x$  をトンネル接合面内方向のエネルギーとして次式で表される:

$$n(E_x) = \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^\infty f(E) dE_x \quad (5.14)$$

したがって全トンネル電流密度は次のように書かれる

$$i = \frac{2e}{m} \frac{4\pi m^2}{h^3} \int_0^\infty \int_0^\infty [f(E) - f(E + eV)] dE_x |\tau(E_x)|^2 dE_x \quad (5.15)$$

ここに、 $|\tau(E)|^2$  はトンネル確率で、WKB 近似により次式から求められる

$$\tau(E) = \exp \left( -\frac{1}{\hbar} \int_0^s \sqrt{8m(\phi(x) - E)} dx \right) \quad (5.16)$$

$\phi$  はトンネル接合のポテンシャル障壁の形状で障壁の誘電率  $\epsilon$  が有限で鏡像の効果が存在する場合にはかなり複雑な式になるが、Simmons は次の近似式を得ている [20]:

$$\phi(x) = \phi_0 - \frac{eVx}{s} - 1.15 \times \frac{e^2 \log 2}{8\pi e} \frac{s}{x(s-x)} \quad (5.17)$$

この式を用いてもトンネル電流密度  $i$  を解析的に表現することは困難である。Simmons [22] は  $i$  の近似として式 (5.18) を与えた。この式は多くの実験結果を説明できることが知られている。

電気抵抗の温度依存性の傾き 上式を微分することにより  $\alpha$  を表す式として次のものが得られる

$$\alpha = \frac{d i(0)}{dT i(T)} \approx \frac{-6 \times 10^{-7} sT}{\phi_0} \quad (5.19)$$

この式によれば、 $s = 0.8 \text{ nm}$  および  $\phi_0 = 2.1 \text{ eV}$  の場合、電気抵抗の温度依存性は  $\alpha = -0.007\%/K$  と計算される。

図 5.14 の TMR ヘッドに対する実験データは  $-0.035\%/K$  であった。この絶対値は上記計算値より大きい、典型的な AMR および GMR ヘッド素子の電気抵抗の温度係数は  $0.20\%/K$  および  $0.16\%/K$  であり [25]、TMR ヘッド素子の実験値より一桁大きい。したがって、TMR ヘッドのサーマルアスペリティがこれらの MR ヘッドのサーマルアスペリティより小さいことは、ここで述べた電気抵抗率の温度依存性の違いによって説明できると考えられる。

## 5.5 本章のまとめ

電磁誘導型の再生ヘッドおよび従来の MR ヘッドの白色ノイズ源は基本的に熱ノイズが支配的であった。熱ノイズが支配的な場合には、ヘッドの SN 比は抵抗が大きいほど良くなることから、従来の MR ヘッドは発熱が許容する範囲で大きめの素子抵抗にすることが基本的な設計指針となる。

これに対し、TMR ヘッドのノイズは、バイアス電圧が低い場合を除きほぼショットノイズと見なせることから、SN 比を良くするための基本的な設計指針は抵抗を小さくすることになる。TMR ヘッドの低抵抗化は、RC 回路で近似されるヘッド回路にとってはその高周波特性向上に必要な条件であり、今後の TMR ヘッド開発の鍵はこの低抵抗化にかかっている。抵抗が低い TMR ヘッドの開発は、トンネル障壁の高さを保ったまま厚さをどこまで小さくできるかにかかっている。そのようなトンネル障壁はさらにサーマルアスペリティを小さくする効果もある。

## 文献

- [1] H. Frölich, *Theory of Dielectrics: Dielectric Constant and Dielectric Loss*, Oxford at the Clarendon Press (1960); 永宮健夫、中井祥夫訳、『誘電体論』、吉岡書店 (1960), 13 節.
- [2] N. Smith, "White-noise magnetization fluctuations in magnetoresistive heads," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 1448-1450 (2001).
- [3] J. C. Mallinson, *Magneto-Resistive and Spin Valve Heads: Fundamentals and Applications*, Second ed., Elsevier Science (2001); 林和彦訳、『磁気抵抗ヘッドとスピバルブ』第二版、丸善 (2002).
- [4] M. Xiao, K. B. Klaassen, and J. C. L. van Peppen, "1/f noise in saturated GMR heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, pp. 2593-2595 (2000).
- [5] R. H. Hempstead, "Thermally induced pulses in magnetoresistive heads," *IBM J. Res. Devel.*, vol. 18, pp. 547-550 (1974).
- [6] M. Julliere, "Tunneling between ferromagnetic films," *Phys. Lett.*, vol. 54A, pp. 225-226 (1975).
- [7] H. Tsuge and T. Mitsuzuka, "Magnetic tunneling junctions with in situ naturally-oxidized tunnel barrier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 3296-3298 (1997).
- [8] K. Ohashi, K. Hayashi, K. Nagahara, K. Ishihara, E. Fukami, J. Fujikata, S. Mori, M. Nakada, T. Mitsuzuka, K. Matsuda, H. Mori, A. Kamijo, and H. Tsuge, "Low-resistance tunnel magneto-resistive head," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 5, pp. 2549-2553 (2000).
- [9] J. Fujikata, T. Ishi, S. Mori, K. Matsuda, K. Mori, H. Yokota, K. Hayashi, M. Nakada, A. Kamijo, and K. Ohashi, "Low resistance magnetic tunneling junctions and their interface structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 7558-7560 (2001).
- [10] 大橋啓之、「100G ビット/(インチ)<sup>2</sup> 超の HDD を実現するヘッド技術」、日経エレクトロニクス、no. 791, pp. 215-227 (2001).
- [11] K. Ishihara, M. Nakada, E. Fukami, K. Nagahara, H. Honjo, and K. Ohashi, "Read performance of tunneling magnetoresistive heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, pp. 1687-1690 (2001).

- [12] G. Brock, F. Shelledy, S. Smith and A. Wills, "Shielded magnetoresistive magnetic transducer and method of manufacturing thereof," *U. S. Patent 3,881,190*, (1975).
- [13] Sh Kogan, *Electronic Noise and Fluctuations in Solids*, Cambridge University Press (1996).
- [14] R. Coehoorn, S. R. Cumpson, J. J. M. Ruigrok and P. Hidding, "The electrical and magnetic response of yoke-type read heads based on a magnetic tunnel junction," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 2586-2588 (1999).
- [15] A. J. Wallash and N. Cheng, "Thermal stability testing of GMR recording heads," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 2610-2612 (1999).
- [16] A. C. Marley and S. S. S. P. Parkin, "Voltage dependence of the magnetoresistance and the tunnel current in magnetic tunnel junctions," *J. Appl. Phys*, vol. 81, pp. 5526-5528 (1997).
- [17] J. S. Moodera, J. Nowak, and R. J. M. van de Veerdonk, "Interface magnetism and spin wave scattering in ferromagnetic-insulator-ferromagnetic tunnel junctions," *Phys. Rev. Lett*, vol. 80, pp. 2941- 2944 (1998).
- [18] J. Zhang and R. W. White, "Voltage dependence of magnetoresistance in spin dependent tunneling junctions," *J. Appl. Phys*, vol. 83, pp. 6512-6514 (1998).
- [19] Yu Lu, X. W. Li, G. Xiao, R. A. Altman, W. J. Gallagher, A. Marley, K. Roche, and S. Parkin, "Bias voltage and temperature dependence of magnetotunneling effect," *J. Appl. Phys*, vol. 83, pp. 6515-6517 (1998).
- [20] J. G. Simmons, "Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film," *J. Appl. Phys*, vol. 34, pp. 1793-1803 (1963).
- [21] K. Ohashi, A. Sato, K. Ishihara, T. Matsubara, T. Mitsuzuka, H. Tsuge, and N. Ishiwata, "Thermal asperity of TMR heads for removable disk drives," *IEEE Trans. Magn*, vol. 37, no. 4, pp. 1919-1921 (2001).
- [22] J. G. Simmons, "Generalized thermal J-V characteristic for the electric tunnel effect," *J. Appl. Phys*, vol. 35, p. 2655 (1964).
- [23] L. Eckertova, *Physics of Thin Films*, Plenum Press (1986), S6.2.
- [24] 上條敦、拓植久尚、中田正文、大橋啓之、「スピントネルの現状と課題」、日本応用磁気学会第108回研究会資料、pp.17-24 (1999).
- [25] S. E. Stupp, M. A. Baldwinson, and P. McEwen, "Thermal asperity trends," *IEEE Trans. Magn*, vol. 35, pp. 752-757 (1999).

## 第6章 結言

### 6.1 本研究の成果

本研究では、高密度記録を実現するために 2.0 T 以上の高飽和磁気分極を持つ材料である Co-Fe-Ni めっきおよびこのめっきを記録コアに利用した HDD 用の磁気ヘッドを開発し実用化した。これを大きく凌ぐ記録能力を持つ材料は現れないと思われる。この材料開発にあたっては、低保磁力および低磁歪という軟磁性材料の必要条件を満たすために膜中のイオウ含有量を極めて少ない量に制御した。その結果、高い耐蝕性も得られたが膜応力が大きくなるという課題も現れた。大きな応力を使いこなすために、従来材料との積層やコア自体を大幅に小型化した超小型ヘッドの開発を行った。超小型ヘッドは渦電流損失が 100 MHz 以上でも実質的にほとんど影響しない程度に少ないものであり、記録の高密度化と同時に高速化を可能にした。

また、それに先立ち、薄膜磁気ヘッドを実用化するために、磁気コアの磁区構造不安定性に基づく Barkhausen ノイズの発生機構を解明した。特に磁気ヘッド素子を覆う保護膜の応力が機械加工により開放されるとい機構を明らかにし、保護膜が圧縮応力を持つ場合には磁気コアの磁歪定数を少し負にすることで Barkhausen ノイズを大幅に低減できることを明らかにした。また、再生ヘッドに MR 素子を用いた複合薄膜磁気ヘッドにおいても、MR 素子が記録ヘッドの動作により磁氣的に不安定になる現象についての解明を行った。

一方、再生ヘッド素子については、トンネル電流のスピンの制御を利用した TMR ヘッドを世界に先駆けて実用レベルに持ち込むことに成功した。この TMR ヘッドを用いて再生ノイズについて詳しく調べることで、従来の AMR および GMR ヘッドと TMR ヘッドとの違いを明らかにした。その結果に基づき、白色ノイズを減らすためにも、またサーマルアスペリティと呼ばれる接触ノイズを減らすためにも、トンネル障壁を薄くかつ高くすることが有効であることを示した。

以上の研究成果は、約 20 年の間に HDD の記録密度を 5 Mbits/inch<sup>2</sup> から 50 Gbits/inch<sup>2</sup> に、データ速度を 10 Mbits/s から 1 Gbits/s に引き

上げるのに実際に役立った技術、あるいは今後の更なる高性能化に役立つと期待される技術である。

## 6.2 今後の展望

MR ヘッドの導入で再生素子のサイズは記録素子のサイズに比べてかなり小さなものとなったため、データ転送速度は記録ヘッドの応答速度で決まるようになった。記録の高速化のためには記録電圧を大きくすることで記録電流の立ち上がり時間を短くする必要があると考えられている。しかし、1 bit の記録に使われているエネルギーを見積もると、ヘッドインピーダンスの実数部  $10 \Omega$  に対して 1 ns、10 mA の記録電流を用いたとすると、 $10^{-12} \text{ J}$  ( $2 \times 10^8 k_B T$ ) 程度である。これは、ビットが持つ磁気異方性エネルギー  $10^{-17} \text{ J}$  ( $2 \times 10^3 k_B T$ ) と比べて圧倒的に大きい。したがって、記録ヘッドの構造についてはまだ大幅な効率化を計る余地があると考えられる。

磁化変化速度を極限まで高めることはエネルギー損失および再生ノイズ低減につながる。したがって、再生ヘッドにおいても記録ヘッドにおけるのと同様に磁化変化の高速化が重要な課題である。GMR ヘッド技術は微小な磁気データから高い SN 比で信号を取り出すことができる技術であるが、今後はさらに高い感度の再生素子が必要となる。本論文の第5章で報告した TMR ヘッドはその候補である。動作の高速性に関しては 10 GHz 以上の応答(データ転送速度で 20 GHz 以上)を現行技術の改良で望むのはかなり無理があると言える。より高速のデータ転送のためにはマルチチャンネルでの複数のヘッドによる同時記録・再生が有効と考えられる。磁気記録装置はアクセス時間が長く DRAM との速度ギャップが大きすぎると言われてきたが、仮想メモリやディスクキャッシュなどの方式で半導体デバイスとの組み合わせを行うことにより、今の所実用上はクリティカルな問題ではなくなっている。

本論文では、高速の磁化変化を利用するために、薄膜化と小型化という二種類のアプローチに加えて磁壁移動の影響も考慮した。ここで行った磁化動特性に関する研究は、ナノスケールに突入している超高密度磁気記録においても有効なものだと期待される。特に第3章で述べた磁化回転と磁壁移動の結合は、磁気ヘッドだけでなく、多磁区構造の強磁性体では多くの場合に普通に起こっていることだと思われる。この考えは、序論で述べた従来の理論よりも速やかな磁壁移動、および従来の理論よりも遅い磁化回転の存在を示すものである。





## 謝辞

本論文の作成にあたりご指導およびご鞭撻いただきました名古屋大学大学院工学研究科綱島滋教授に深く感謝申し上げます。綱島先生には、長期にわたる研究結果を本論文にまとめるにあたって、広範囲にわたる全体の問題点およびあいまいな点をご指導、ご指摘いただき、その結果本論文を大幅に書き直すことができました。同じく、本論文の不明確な点を多数ご指摘いただきました名古屋大学先端技術共同研究センター岩田聡教授にも深く感謝いたします。ご指摘いただいた点は研究の本質に関わるものであり、深い考察を進めることが可能になりました。また、名古屋大学大学院工学研究科松井正顯教授にもご指導ご鞭撻いただきましたことを深く感謝申し上げます。

本論文をまとめるきっかけを作っていただいた内山晋名古屋大学名誉教授と、日本電気株式会社の後閑博史氏、金子節夫氏には、深く感謝申し上げますと同時に論文完成が大幅に遅れてしまったことをお詫びします。また、研究の遂行および論文の執筆許可および激励をいただきました、日本電気の池内裕、渡辺真、伊藤勝、伊東進、水野進、村野洋司、山田一彦、曾根純一、馬場寿夫の各氏に感謝いたします。

実験については、日本電気および茨城日本電気の数多くの方々のお世話になったことを感謝いたします。特に、丸山隆男氏には磁区観察で、松原孝男氏には試作および機械加工関係で、安江義彦、中村一則、清宮健司、古澤宏、斎藤美紀子、前田富二夫、谷垣勝己、飯島功造の各氏にはめっきおよび高分子絶縁膜関係でお世話になりました。磁気ヘッドの特性評価には、伊藤勝、内蔵英明、山田忠治、大吉和也、小田敦、津田忠秋、森田昇、原野秀彦、野中義彦の各氏にお世話になりました。佐藤明伸氏にはサーマルアスペリティに関する高度な実験を行っていただきました。薄膜磁気ヘッドの試作には本庄弘明、斎藤信作、石綿延行、鳥羽環、加藤邦男、嶋林清孝の各氏のお世話になりました。AMR から TMR にいたる磁気抵抗素子については、設計関係で浦井治雄、松寺久雄の各氏、試作関係では藤方潤一、石原邦彦、林一彦、中田正文、上條敦、松田和博、三塚勉、深見栄三、横田均の各氏に直接お世話になりました。

特に、TMR ヘッドについては低抵抗 TMR 接合に関する拓植久尚氏の強い思い入れがなければ開発に着手しませんでした。垂直磁気記録については坪井眞三、石勉、法橋滋郎(早稲田大学)の各氏にお世話になりました。

Co-Fe-Ni めっきについては逢坂哲彌を中心とした早稲田大学の方々に大変お世話になりました。特に、高井まどか、林勝義の両氏とは Co-Fe-Ni の発明および開発という貴重な経験を分かち合うことができました。曾川禎道、川島麻子の両名にも Co-Fe-Ni の特性向上でお世話になりました。高保磁力媒体の提供をしていただいた酒井浩志氏(昭和電工)、超小型ヘッドの評価をしていただいた J. L. VonFeld 氏(Seagate) にも感謝いたします。大嶋則和、斎藤美紀子、山本英文(関西日本電気)の各氏には実験および理論の両面から Co-Fe-Ni の結晶構造と磁気特性に関し共同研究をしていただきました。壬生攻(京都大学)、武田全康(高エネルギー加速器研究機構)の各氏にも Co-Fe-Ni の磁気特性に関して多くの示唆をいただきました。単純浴を用いた電気めっきによる磁気コア材料開発については、薄膜磁気ヘッドの生みの親である L. T. Romankiw (IBM) および I. M. Croll (IBM) の両氏の強い影響を受けました。

磁壁移動の理論については、吉見幸一、戸島知之(NTT)、塩見繁(三重大学)、檜高靖治、R. F. Soohoo (UC Davis)、後閑博史の各氏に議論していただきました。微小な磁気コアの LLG による磁化動特性計算には仲谷栄信(電気通信大学)、林信夫(電気通信大学)の両氏のお世話になりました。

以上の方々に加えて、本論文に直接はとりあげなかった磁気ヘッドおよび HDD 開発を共に進めた多くの方々に感謝いたします。

## 付録 A 単位系

本論文における式の記述は主に SI 単位系に従った。磁気関係で良く用いられる cgs(電磁)単位系 [1] も補助単位として使用した。また、記録密度など SI 以外の単位系が習慣的に用いられている場合には、習慣的な単位を優先した場合もある。以下、本論文で用いた単位系についてまとめる。

### A.1 磁気に関する式

#### A.1.1 磁化と磁気分極

単位体積中の磁気双極子モーメントの総和を磁化  $M$  と呼ぶ<sup>1</sup>。磁束密度  $B$  は磁界  $H$  および磁化の和として次のように表される：

$$B = \mu_0(H + M) \quad \text{SI 単位系} \quad (\text{A.1})$$

$$B = H + 4\pi M \quad \text{gs 単位系} \quad (\text{A.2})$$

ここに、 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  は真空の透磁率を表す。

磁化を VSM など測定する時は、cgs 単位系では磁気モーメント(試料中の磁気双極子モーメントの総和)を測定してその試料の体積で割ることで磁化  $M$  が得られる。4 $\pi$  倍して単位 [G: gauss] で表すことも多い。この場合 4 $\pi M$  と表記する。SI 単位系においても、磁化を磁束密度と同じ単位 [T: tesla] で表す方がわかりやすい場合がある。 $J \equiv \mu_0 M$  により磁気分極を定義することで次式が得られる：

$$B = \mu_0 H + J \quad \text{SI 単位系} \quad (\text{A.3})$$

$J = 1 \text{ T}$  は  $M \approx 10^7 / 4\pi \approx 796 \text{ kA/m}$  である。対応する cgs 単位系では  $4\pi M \approx 10^3 \text{ G}$  すなわち  $M \approx 796 \text{ emu/cm}^3$  となる。

磁気の関係の本で使われる  $E$ - $H$  対応の MKSA 単位系ではこのを磁化と呼び  $M$  または  $J$  と表現する場合がある [2, 3]。しかし、最近の標準的な電磁気学の教科書 [4, 5, 6, 7] はほとんど SI 単位系で書かれているので混乱を避けるため本論文は  $E$ - $H$  対応の MKSA 単位系は用いない。

<sup>1</sup>  $E$ - $H$  対応の MKSA 単位系では磁気双極子モーメントの総和が磁気分極になる。

### A.1.2 磁気モーメント

閉電流  $I$  が作る磁気双極子モーメント  $\mathbf{m}$  は次式により定義される<sup>2</sup> :

$$\mathbf{m} = I\mathbf{S} \quad \text{SI 単位系} \quad (\text{A.4})$$

$$\mathbf{m} = \frac{I\mathbf{S}}{c} \quad \text{cgs 単位系} \quad (\text{A.5})$$

ここには  $\mathbf{S}$  は面積ベクトルで、閉電流の軌道を表す位置ベクトルを  $\mathbf{r}'$  として次式で表される:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \int \mathbf{r}' \times d\mathbf{r}' \quad (\text{A.6})$$

また  $c$  は真空中の光速である。

Bohr の原子模型において電荷  $-e$ 、質量  $m$  の電子が原子核のまわりを角速度  $\omega$  で半径  $r$  の円周上を円運動しているとする。この運動による電流は  $-e\omega/2\pi$  [A] となるから、この原子模型の磁気モーメントは次式で表される:

$$\mathbf{m} = -\frac{er^2}{2} \boldsymbol{\omega} \quad (\text{A.7})$$

また角運動量  $mr^2\omega$  は軌道角運動量量子数  $l$  と  $\hbar$  (Planck 定数を  $2\pi$  で割ったもの) を用いて  $l\hbar$  と量子化されるので、

$$\mathbf{m} = -\frac{e\hbar}{2m} l \quad (\text{A.8})$$

となる。この式から磁気モーメントの最小単位として次の量が得られる:

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2m} \quad \text{SI 単位系} \quad (\text{A.9})$$

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2mc} \quad \text{cgs 単位系} \quad (\text{A.10})$$

この量は Bohr 磁子と呼ばれる。1 Bohr 磁子 =  $9.274 \times 10^{-24}$  J/T ( $9.274 \times 10^{-21}$  erg/G) である<sup>3</sup>。

Fe の場合 ( $J_s = 2.2$  T、密度 7.87、平均原子量 55.85) について 1 原子あたりの磁気モーメントを計算すると、 $2.2 \times 10^{-6} \times 55.85 / (7.87 \times 6.022 \times 10^{23}) = 2.543 \times 10^{-29}$  となる。この場合、Bohr 磁子で表した 1 原子あたりの磁気モーメントは  $2.2 \mu_B$  となる。

<sup>2</sup> E-H 対応の MKSA 単位系においては  $\mathbf{m} = \mu_0 I\mathbf{S}$  で定義される。

<sup>3</sup> E-H 対応の MKSA 単位系では  $\mu_B = -\mu_0 e\hbar/2m$  で定義される。1 Bohr 磁子 =  $1.165 \times 10^{-29}$  Wb·m である。

### A.1.3 ジャイロ磁気定数

磁気モーメントと角運動量の比として定義されるジャイロ磁気定数  $\gamma \equiv g\mu_B/\hbar$  は次式で表される:

$$\gamma = -\frac{ge}{2m} \quad \text{SI 単位系} \quad (\text{A.11})$$

$$\gamma = -\frac{ge}{2mc} \quad \text{cgs 単位系} \quad (\text{A.12})$$

係数  $g$  は Landé の因子と呼ばれる。

$E-H$  対応の MKSA 単位系では、第 1.6 節の各式における  $\mu_0\gamma$  は単純に  $\gamma$  と書かれる<sup>4</sup>。  $E-B$  対応の SI 単位系では磁化動特性の記述にも  $H$  の代わりに  $B$  を用いた方が  $\mu_0$  が消えて見やすくなる場合が多いが、材料の磁気特性を表す保磁力や異方性磁界などが磁界を基準にしているため、本論文では  $H$  で  $m$  を動かすという表現をとった。また、その結果  $\gamma H$  の前に  $\mu_0$  がかかる表式が多くなっている。

以上の諸量の単位、および SI 単位系から cgs 単位系への換算値を次表にまとめて示す:

表 A.1: 基本物理量の換算値

		SI	=	cgs
磁束密度	$B$	1 T	=	$10^4$ G
磁界	$H$	1 A/m	=	$4\pi/10^3$ Oe
		79.6 A/m	$\simeq$	1 Oe
磁気モーメント	$m$	1 Am <sup>2</sup>	=	$10^3$ emu
磁化	$M$	1 A/m	=	$10^{-3}$ emu/cm <sup>3</sup>

## A.2 その他の物理量と単位系

### A.2.1 記録密度

記録密度は平方インチあたりのビット数 (bits/inch<sup>2</sup>) を用いて表わされることが多い。インチを mm にした場合の換算および 1 ビットあたりの面積は表 A.2 のようになる。

<sup>4</sup> $E-H$  対応の MKSA 単位系においては  $\gamma = \mu_0 ge/2m$  で表される。

表 A.2:記録密度の換算

inch <sup>2</sup> あたり密度		mm <sup>2</sup> あたり密度		ビット面積
1 Mbits/inch <sup>2</sup>	=	1.55 kbits/mm <sup>2</sup>	=	645 μm <sup>2</sup> /bit
1 Gbits/inch <sup>2</sup>	=	1.55 Mbits/mm <sup>2</sup>	=	0.645 μm <sup>2</sup> /bit
1 Tbits/inch <sup>2</sup>	=	1.55 Gbits/mm <sup>2</sup>	=	645 nm <sup>2</sup> /bit
0.645 Gbits/inch <sup>2</sup>	=	1 Mbits/mm <sup>2</sup>	=	1 μm <sup>2</sup> /bit
64.5 Gbits/inch <sup>2</sup>	=	100 Mbits/mm <sup>2</sup>	=	0.01 μm <sup>2</sup> /bit
6.45 Tbits/inch <sup>2</sup>	=	10 Gbits/mm <sup>2</sup>	=	100 nm <sup>2</sup> /bit

これまで実用化されている磁気記録では、記録ビットの幅（トラック幅）はビット長さに比べて一桁大きくとられている。これは、信号を生み出す磁化遷移の幅が長いほど SN 比が良くなるためである。例えば 1 Gbit/inch<sup>2</sup> クラスの HDD は、トラック幅が 3 μm 程度、ビット長が 0.2 μm 程度であった。

## A.2.2 その他

**磁気量** 磁気記録媒体や MR ヘッドの永久磁石バイアス膜の磁気量(残留磁化膜厚積)は、cgs 単位系では  $B_r\delta$  [G·μm]、SI 単位系では  $M_{rt}$  [A] で表される場合が多い。この場合の  $M_{rt}$  から  $B_r\delta$  への換算値は、 $4\pi \times 10^{10}$  である。

**エネルギーおよびエネルギー密度** エネルギーの SI 単位系から cgs 単位系への換算は、 $1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg}$  である。磁気異方性エネルギー定数  $K_u$  などのエネルギー密度の SI 単位系から cgs 単位系への換算は、 $1 \text{ J/m}^3 = 10 \text{ erg/cm}^3$  である。室温 ( $T = 300 \text{ K}$ ) における熱エネルギー  $k_B T$  は  $4.14 \times 10^{-21} \text{ J} = 0.02585 \text{ eV} = 208.5 \text{ cm}^{-1}$  である。

状態密度の計算で用いたエネルギーの単位 Ry は、H 原子の基底状態エネルギーを 1 と置いた単位で、 $1 \text{ Ry} = me^4/2\hbar^2 = 13.6058 \text{ eV}$  である。

**接合抵抗** TMR ヘッドのトンネル接合などの接合抵抗は接合面積に反比例する。したがって、接合自体の品質を表すパラメータとしては、接合の抵抗と面積の積(resistance-area product)が用いられ、 $R \cdot A$  と書かれる。 $R \cdot A$  の単位には  $1 \mu\text{m}^2$  に規格化した電気抵抗 [ $\Omega \cdot \text{m}$ ] が用いられることが多いので、本論文もこれに従った。

## 付録 B 過渡状態のエネルギー計算

### B.1 静磁エネルギー

磁化が距離の二乗に比例して変化する時の静磁エネルギー Nonaka ら [9] は、軟磁性膜パターン端部での磁気モーメントのねじれが放物線型である場合の静磁エネルギーを解析的に求めた<sup>1</sup>。彼らの計算結果を用いて  $U_V$  を計算すると、次式が得られる:

$$\begin{aligned}
 U_V = & \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 D (1 - \cos \theta_0 - \sin \theta_0)^2}{16\pi} \\
 & \times \left[ \frac{1}{2} \log \frac{D}{2\sqrt{2}k} + \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{D}{2k} \right)^2} \right. \\
 & + \frac{2}{3} \frac{D}{2\sqrt{2}k} \log \left\{ \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{D}{2k} \right)^2} \right) \right\} \\
 & - \frac{2}{3} \frac{D}{2\sqrt{2}k} \log \frac{D}{2\sqrt{2}k} - \frac{2}{15} \frac{2\sqrt{2}k}{D} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{D}{2k} \right)^2 \right\}^{\frac{5}{2}} \\
 & + \frac{1}{18} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{D}{2k} \right)^3 - \frac{D}{2\sqrt{2}k} \right\} \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{D}{2k} \right)^2} \\
 & \left. + \frac{1}{45} \left( \frac{D}{2\sqrt{2}k} \right)^4 + \frac{1}{3} \left( \frac{D}{2\sqrt{2}k} \right)^2 + \frac{1}{15} \frac{2\sqrt{2}k}{D} \right] \quad (B.1)
 \end{aligned}$$

$\theta_0 \ll 1$  の時、右辺の1行目は次のように近似できる:

$$\frac{\mu_0 M_s^2 h^2 D (1 - \cos \theta_0 - \sin \theta_0)^2}{16\pi} \simeq \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 D \theta_0^2}{16\pi} \quad (B.2)$$

2行目以降の近似式を求めるに当たり、[ ] 内を Nonaka ら [9] に従い  $Y_V$  と置き reduced energy と呼ぶことにする。式を見やすくするためさらに

<sup>1</sup> 彼らの計算結果はパターン側面に発生する磁極を考慮にいれておらず、彼らの論文の目的である軟磁性膜パターンにおける静磁エネルギーを正しく評価しているとは言えない。しかし、本論文のモデルの場合は彼らのパターン側面に相当する部分がないため、彼らの結果をそのまま使うことができる。

$$p \equiv \frac{D}{2\sqrt{2}k} \quad (\text{B.3})$$

と置くと、 $Y_v$ は次のように表される:

$$Y_v(p) = \frac{1}{2} \log(p + \sqrt{1+p^2}) + \frac{2}{3} p \log(1 + \sqrt{1+p^2}) - \frac{2}{3} p \log p \\ - \frac{2}{15p} (1+p^2)^{\frac{5}{2}} + \frac{1}{18} (2p^3 - p) \sqrt{1+p^2} + \frac{p^4}{45} \\ + \frac{p^2}{3} + \frac{2}{15p} \quad (\text{B.4})$$

**近似式** 上に求めた式は見かけが複雑でそのまま静磁エネルギーの計算に用いると見通しが悪くなる。そこでまず、 $D$  と  $k$  の大小関係に応じて次のように近似を行う:

- $p \gg 1$  ( $D \gg 2\sqrt{2}k$ ) の場合

$$Y_v(p) = \frac{\log 2p}{2} + \frac{3}{8} + \frac{2}{15p} + O\left(\frac{1}{p^2}\right) \quad (\text{B.5})$$

- $p \ll 1$  ( $D \ll 2\sqrt{2}k$ ) の場合

$$Y_v(p) = \frac{p}{9} + \frac{2p}{3} \log \frac{p}{2} + \frac{p^2}{3} + O(p^3) \quad (\text{B.6})$$

式 (B.5) は  $k$  で微分すると線形になるので、(B.4) に比べて扱いやすい。しかし、本文で述べたように、実際の薄膜磁気ヘッドにおいては  $0.1 < p < 1$  の付近での近似式が必要となる。そこで、(B.5) 式の係数を修正して  $0.1 < p < 1$  の範囲で良い近似を与える式を求めることにする。

- $0.1 < p < 1$  の場合  
まず、求める近似式を次の型におく:

$$Y_v(p) = a \log 2p + b + \frac{c}{p} \quad (\text{B.7})$$

上式が、 $p = 0.1, 0.2, 1$  の三点で厳密式 (B.4) と一致するならば、係数  $a, b, c$  に関し次の連立方程式が得られる:

$$\begin{cases} Y_v(0.1) = -1.609a + b + 10c = 0.214 \\ Y_v(0.2) = -0.916a + b + 5c = 0.342 \\ Y_v(1) = 0.693a + b + c = 0.841 \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

この連立方程式を解くと次の値が得られる:

$$\begin{cases} a = 0.377 \\ b = 0.554 \\ c = 0.0266 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

したがって、 $0.1 < p < 1$  の範囲で成り立つ近似式として次式が得られる:

$$Y_v(p) = a \log 2p + b + \frac{c}{p} \quad (\text{B.10})$$

ここで求めた近似式 (B.10) を通常の方法で求めた近似式 (B.5)、(B.6) と比較すると、文献 [8] に示すように、(B.10) の方がより広い範囲にわたり良い近似になっている。

## B.2 相互作用エネルギー

**六角形磁区が  $n$  個存在するときの  $U_i$  の一般的な表現** まず、密度が位置に関し直線的に変化するすべて+の磁荷からなる幅  $nD$ 、奥行き $\sqrt{2}k$ 、厚さ  $h$  の直方体を考える。これが幅  $D/2$  の  $2n$  個の領域から成り立っていると考えると次の式が得られる:

$$U_v(nD) = 2nU_v\left(\frac{D}{2}\right) + \sum_{j=1}^{2n-1} 2(2n-j)U_{ij+}\left(\frac{D}{2}\right) \quad (\text{B.11})$$

ここで、 $U_{ij+}$  は  $j-1$  個の領域を間にはさんだ二つの領域間に働く静磁相互作用エネルギー(を2で割ったもの)であり、次式で表される:

$$U_{ij+}\left(\frac{D}{2}\right) = \frac{1}{2} \left[ U_v\left(\frac{(j+1)D}{2}\right) - 2U_v\left(\frac{jD}{2}\right) + U_v\left(\frac{(j-1)D}{2}\right) \right] \quad (\text{B.12})$$

+の磁荷と-の磁荷の領域が交互に存在する場合には、 $j$  が偶数の時は (B.12) 式がそのまま成立する。また、奇数の時には (B.12) 式に負号をつけたものが相互作用エネルギーになる。したがって、この場合の (B.11) 式の総和  $\sum$  に相当する相互作用エネルギーは次のようになる:

$$U_i = \sum_{j=1}^{2n-1} (-1)^j 2(2n-j) \left[ U_v\left(\frac{(j+1)D}{2}\right) - 2U_v\left(\frac{jD}{2}\right) + U_v\left(\frac{(j-1)D}{2}\right) \right] \quad (\text{B.13})$$

なお、ここで行った計算はストライプの片側の閉路磁区列付近に現れる+と-の磁荷の列についてのみであり、反対側の閉路磁区付近に現れる磁荷との相互作用は省略している。



## 文献

- [1] W. F. Brown, "Tutorial paper on dimensions and units," *IEEE Trans. Magn*, vol. 20, pp. 112-117 (1984).
- [2] 近角聰信、『強磁性体の物理』上、裳華房 (1978).
- [3] 内山晉、『アドバンスト・マグネティクス』、陪風館 (1994).
- [4] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Third ed., John Wiley & Sons, Inc. (1999); 西田稔訳、『電磁気学』上、下、吉岡書店 (2002, 2003).
- [5] 太田浩一、『電磁気学』I、丸善(2000)..
- [6] 小林久里眞、『したしむ磁性』、朝食書店 (1999).
- [7] 溝口正、『電磁気学 SI UNITS』、裳華房 (2001).
- [8] 大橋啓之、伊藤勝、渡辺真、「薄膜ヘッドの動的磁化過程」、電子通信学会磁気記録研究会資料、MR85-11、pp. 9-14 (1985).
- [9] K. Nonaka, S. Hirono, and I. Hatakeyama, "Magnetostatic energy of magnetic thin-film edge having volume and surface charges," *J. Appl. Phys*, vol. 58, p. 1610 (1985).



# 本論文に関する発表文献

## 論文・学会

### 学術論文(英文)

#### 主著

- [1] K. Ohashi, H. Takagi, S. Tsunashima, S. Uchiyama, and T. Fujii, "Magnetic aftereffect due to domain wall motion in amorphous TbFe sputtered films," *J. Appl. Phys.*, vol. 50, no. 3, pp. 1611-1613 (1979).
- [2] K. Ohashi, H. Tsuji, S. Tsunashima, and S. Uchiyama, "Magnetic aftereffect in amorphous Tb-Fe films," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 19, no. 7, pp. 1333-1338 (1980).
- [3] K. Ohashi, "Mechanism of 90° wall motion in thin film heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 21, no. 5, pp. 1581-1583 (1985).
- [4] K. Ohashi, "Magnetization dynamics in thin film heads," *J. Magn. Mater.*, vol. 134, pp. 262-267 (1994).
- [5] K. Ohashi, Y. Yasue, M. Saito, K. Yamada, T. Osaka, M. Takai, and K. Hayashi, "Newly developed inductive write head with electroplated CoNiFe film," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 4, pp. 1462-1464 (1998).
- [6] K. Ohashi, N. Morita, T. Tsuda, and Y. Nonaka, "Write performance of heads with a 2.1-tesla CoNiFe pole," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 5, pp. 2538-2540 (1999).
- [7] K. Ohashi, K. Hayashi, K. Nagahara, K. Ishihara, E. Fukami, J. Fujikata, S. Mori, M. Nakada, T. Mitsuzuka, K. Matsuda, H. Mori, A. Kamijo, and H. Tsuge, "Low-resistance tunnel magneto-resistive head," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 5, pp. 2549-2553 (2000).
- [8] K. Ohashi, A. Sato, K. Ishihara, T. Matsubara, T. Mitsuzuka, H. Tsuge, and N. Ishiwata, "Thermal asperity of TMR heads for removable disk drives," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, no. 4, pp. 1919-1921 (2001).

共著

- [9] T. Osaka, M. Takai, A. Nakamura, F. Asa, K. Ohashi, and H. Tachibana, "Preparation of electrodeposited FeP films and their soft magnetic properties," *J. Magnetism Soc. Japan*, vol. 18, no. 81, pp. 187-190 (1994).
- [10] T. Osaka, M. Takai, K. Hayashi, Y. Sogawa, K. Ohashi, Y. Yasue, M. Saito, and K. Yamada, "New soft magnetic CoNiFe plated films with high  $B_s = 2.0-2.1T$ ," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 34, no. 4, pp. 1432-1434 (1998).
- [11] T. Osaka, M. Takai, K. Hayashi, K. Ohashi, M. Saito, and K. Yamada, "A soft magnetic CoNiFe film with high saturation magnetic flux density and low coercivity," *Nature*, vol. 392, no. 6678, pp. 796-798 (1998).
- [12] T. Osaka, M. Takai, Y. Sogawa, T. Momma, K. Ohashi, M. Saito, and K. Yamada, "Influence of crystalline structure and sulfur inclusion on corrosion properties of electrodeposited CoNiFe soft magnetic films," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 146, no. 6, pp. 2092-2096 (1999).
- [13] M. Saito, K. Yamada, K. Ohashi, Y. Yasue, Y. Sogawa, and T. Osaka, "Corrosion properties of electroplated CoNiFe films," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 146, no. 8, pp. 2845-2848 (1999).
- [14] S. Tsuboi, H. Matsutera, T. Ishi, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "Read/write characteristics of focused-ion-beam etched heads for perpendicular magnetic recording media," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 235, no. 1-3, pp. 375-381 (2000).
- [15] Y. Nonaka, H. Honjo, T. Toba, S. Saito, T. Ishi, M. Saito, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "Co-Ni-Fe write heads with a 10- $\mu m$  yoke length for high-speed recording," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 36, no. 5, pp. 2514-2516 (2000).
- [16] K. Ishihara, M. Nakada, E. Fukami, K. Nagahara, H. Honjo, and K. Ohashi, "Read performance of tunneling magnetoresistive heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, no. 4, pp. 1687-1690 (2001).
- [17] N. Ohshima, M. Saito, K. Ohashi, H. Yamamoto, and K. Mibu, "Structural and magnetic properties of high saturation induction CoNiFe electroplated films," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 37, no. 4, pp. 1767-1769 (2001).
- [18] J. Fujikata, T. Ishi, S. Mori, K. Matsuda, K. Mori, H. Yokota, K. Hayashi, M. Nakada, A. Kamijo, and K. Ohashi, "Low resistance magnetic tunneling junctions and their interface structures," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 7558-7560 (2001).

## 国際学会招待講演・プロシーディングス

### 主著

- [19] K. Ohashi, M. Ito, and M. Watanabe, "Application of electroplating to thin film head," *Proceedings of The Symposium on Electrochemical Technology in Electronics*, The Electrochemical Society, PV88-23, p. 525-542 (1988).
- [20] K. Ohashi, M. Ito, and T. Maruyama, "Effect of plated NiFe composition on domain configuration," *Proceedings of The Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV90-8, pp. 247-258 (1990).
- [21] K. Ohashi, "Microprocessing for magnetoresistive heads," *The 2nd International Symposium on Electrochemical Microsystem Technologies Abstract*, KN-15, p. 48 (1998).
- [22] K. Ohashi, M. Saito, H. Honjo, T. Toba, Y. Nonaka, and N. Ishiwata, "Purity of films and performance of recording heads," *Electrochemical Technology Applications in Electronics; Proceedings of the 3rd Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV99-34, pp. 241-249 (2000).
- [23] K. Ohashi, "Nanotechnology for storage devices," *ICUE/8*, International Community for Composites Engineering and College of Engineering, University of New Orleans, pp. B27-B30 (2001).
- [24] K. Ohashi, "Electroplating for magnetic head," *The 1st Workshop on Magnetism and Electrochemistry*, Trinity College, Ireland (2001).

### 共著

- [25] M. Saito, N. Ishiwata, and K. Ohashi, "The effect of preparation conditions on the magnetic properties of electroplated high-Bs CoNiFe films," *Proceedings of the 4th Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices*, The Electrochemical Society, PV2000-29, pp. 185-196 (2000).
- [26] M. Saito and K. Ohashi, "The electrodeposition conditions of CoNiFe films, crystal structure, and evaluation of magnetic moments," *Proceedings of the 7th Symposium on Magnetic Materials, Processes, and Devices VI, and electrodeposition of alloys*, The Electrochemical Society, PV2002-27, pp. 241-253 (2002).

## 単行本(分担執筆)

- [27] 大橋啓之、第 1 章「薄膜ヘッド軟磁性めっき」; 逢坂哲彌編、『湿式法を利用したエレクトロニクス高機能薄膜作成法』、広信社 (1992).
- [28] 大橋啓之、第 5 章「髪の毛より細かいめっき」; 日本化学会編(逢坂哲彌代表)、『めっきとハイテク』(一億人の化学・11)、大日本図書 (1992).
- [29] 大橋啓之、「100G ビット/インチ<sup>2</sup> 超の HDD を実現するヘッド技術」; 日経エレクトロニクス編、『21 世紀を支えるデジタル記録技術最前線』(日経エレクトロニクス・ブックス)、日経 BP 社 (2001).
- [30] 大橋啓之、第 1.5 章「磁気記録デバイスプロセス」; 日本化学会編(岩澤康裕委員長)、『電気化学、光化学、無機固体、環境ケミカルサイエンス』(先端化学シリーズ II)、丸善 (2003).
- [31] 大橋啓之、第 3.1.2 章「ヘッド・機構」; ナノテクノロジーハンドブック編集委員会編(難波進委員長)、『ナノテクノロジーハンドブック』III 編、オーム社 (2003).

## 関連論文・解説論文(国内)

### 主著

- [32] 大橋啓之、「薄膜ヘッドにおける磁化の動特性」、日本応用磁気学会誌、vol. 16, S1, pp.81-84 (1992).
- [33] 大橋啓之、逢坂哲彌、「超高密度記録磁気ヘッドコア用新磁性体を開発」、エレクトロニクス、1998 年 10 月号、pp.102-104 (1998).
- [34] K. Ohashi, N. Ishiwata, M. Yanagisawa, A. Sato, S. Tsuboi, and H. Hokkyo, "Ultra-high-density magnetic information storage technologies," *NEC Res. & Dev.*, vol.41, no. 2, pp.160-165 (2000)
- [35] 大橋啓之、石綿延行、本庄弘明、石勉、野中義弘、鳥羽環、斎藤信作、「超小型コアヘッドによる高周波磁気記録」、日本応用磁気学会誌、vol.25, no. 6, pp. 1316-1321 (2001).
- [36] 大橋啓之、「100 G ビット/(インチ)<sup>2</sup> 超の HDD を実現するヘッド技術」、日経エレクトロニクス、no. 791, pp. 215-227 (2001).
- [37] 大橋啓之、「TMR ヘッド」、計測と制御、vol.40, no. 6, p. 465 (2002).
- [38] 大橋啓之、「ナノストレージ技術とめっき: Co-Fe-Ni の巨大な磁気モーメント」、*Electrochemistry*, vol.70, no.11, pp. 884-887 (2002).

- [39] 大橋啓之、「磁気記録デバイスプロセス」、『先端電気化学』(21 世紀の化学の潮流を探る・No.15)、日本化学会 (2002), 第 6 章.
- [40] 大橋啓之、「最近の高密度磁気ヘッド技術と 3 次元微細加工」、平成 13~14 年度機能性材料の 3 次元微細加工に関する調査研究報告書、先端加工機械技術振興協会 (2003), 第 2 章第 1 節.

#### 共著

- [41] 斎藤美紀子、大橋啓之、山田一彦、清宮健司、小澤隆、「熱硬化フォトレジスト膜の電気、機械特性評価」、日本応用磁気学会誌、vol.19, pp.141-144 (1995).
- [42] 苅屋田英嗣、食科晴次、池澤延幸、森田昇、小田淳、嶋林清孝、大橋啓之、土岐戴、浦井治雄、「MR 素子における出力安定性の MR/縦バイアス接合形状依存性に関する検討」、日本応用磁気学会誌、vol.21, no. 4-2, pp. 253-256 (1997).
- [43] H. Gokan, K. Toki, K. Ohashi, T. Maruyama, M. Abe, and S. Mizuno "An advanced magneto-resistive head with a newly developed electroplated hi- $B_s$  write pole," *NEC Res. & Dev.*, vol.39, no. 3, pp. 309-316 (1998).
- [44] 逢坂哲彌、高井まどか、大橋啓之、「電気めっき法による高飽和磁束密度ソフト材料の開発と MR ヘッドへの応用」、日本応用磁気学会誌、vol.22, pp. 1182-1188 (1998).
- [45] 曾川損道、水谷聡、門間聰之、逢坂哲彌、斎藤美紀子、大橋啓之、山田一彦、「電析 CoNiFe 薄膜の軟磁気特性に及ぼす水素共析の影響」、日本応用磁気学会誌、vol.23, no. 4-2, pp.1405-1408 (1999).
- [46] 平山貴邦、尾上貴弘、朝日透、本間敬之、法橋滋郎、逢坂哲彌、大橋啓之、「リングヘッド/垂直単層磁気記録媒体系におけるトラック端部磁化状態の解析」、日本応用磁気学会誌、vol.24, no. 4-2, pp. 223-226 (2000).
- [47] 野中義弘、鳥羽環、斎藤信作、本庄弘明、石勉、石綿延行、大橋啓之、「高  $B_s$  記録ヘッドによる高保磁力媒体への記録特性」、日本応用磁気学会誌、vol.24, no. 4-2, pp. 355-358 (2000).
- [48] 曾川植道、川島麻子、横島時彦、中西卓也、南孝昇、逢坂哲彌、大橋啓之、「Mo 共析による高  $B_s$  高  $\rho$  CoNiFe 系電析薄膜の作成」、日本応用磁気学会誌、vol.24, no. 4-2, pp. 699-702 (2000).

## 関連国内学会・研究会

### 主著

- [49] 大橋啓之、高木博嗣、綱島滋、内山晋、藤井壽崇、「Tb-Fe 非晶質薄膜における磁気余効」、日本応用磁気学会学術講演集、20aB-7, p. 39 (1978).
- [50] 大橋啓之、綱島滋、内山晋、藤井壽崇、「Tb-Fe スパッタ膜の磁気余効」、日本学術振興会薄膜第 131 委員会、第 94 回研究会資料、pp.19-24 (1978).
- [51] 大橋啓之、綱島滋、内山晋、「TbFe アモルファス膜の磁気余効」、電気学会磁性材料研究会資料、MAG-79-3, pp.19-28 (1979).
- [52] 大橋啓之、山田忠治、丸山隆男、伊藤勝、渡辺真、「磁気ディスク用薄膜ヘッドの特性」、電子通信学会磁気記録研究会資料、MR82-27, pp. 61-66 (1982)
- [53] 大橋啓之、伊藤勝、渡辺真、「薄膜ヘッドにおける磁壁移動による雑音」、昭和 60 年度電子通信学会総合全国大会、S17-9, 1, pp. 342-343 (1985).
- [54] 大橋啓之、伊藤勝、渡辺真、「薄膜ヘッドの動的磁化過程」、電子通信学会磁気記録研究会資料、MR85-11, pp. 9-14 (1985).
- [55] 大橋啓之、伊藤勝、渡辺真、丸山隆男、「薄膜ヘッドの動的磁化過程」、日本応用磁気学会研究会資料、p. 81(1986).
- [56] 大橋啓之、「湿式法による新しい軟磁性薄膜材料」、1990 年電気化学秋期大会講演概要集、特 1F27 (1990).
- [57] 大橋啓之、「めっき軟磁性膜の現状」、電気化学協会磁性材料研究会、第 14 回講演会、pp.15-22 (1991).
- [58] 大橋啓之、「薄膜ヘッドにおける磁化の動特性」、日本学術振興会第 144 委員会、16, S1 (1992).
- [59] 大橋啓之、「薄膜磁気ヘッドにおけるプロセッシング」、第 12 回武井セミナー会資料、pp.17-24 (1992).
- [60] 大橋啓之、「薄膜磁気ヘッドの動特性-磁壁移動と磁化回転」、東北大学スピニクス研究会、92-7-6, pp. 53-61 (1992).
- [61] 大橋啓之、「ヘッド材料とプロセス」、表面技術協会第 87 回講演大会要旨集、17A-依頼講演①、pp. 270-273 (1993).
- [62] 大橋啓之、「薄膜ヘッドにおける磁歪の制御」、日本応用磁気学会第 89 回研究会資料、89-5, pp. 37-41 (1995).
- [63] 大橋啓之、「電子部品用パーマロイめっき」、第 19 回 NiDI セミナー、pp. 3.1-3.9 (1997).

- [64] 大橋啓之、高井まどか、逢坂哲彌、「ヘッド用高  $B_s$  めっき材料」、日本応用磁気学会第 103 回研究会資料、103-13, pp. 95-100 (1998).
- [65] 大橋啓之、「記録ヘッド用材料」、電気化学会情報機能材料研究会・表面技術協会電子材料表面処理技術部会・表面技術協会ファインプレーティング部会合同例会、平成 12 年 12 月 17 日 (1998).
- [66] 大橋啓之、石綿延行、斎藤美紀子、石勉、本庄弘明、「高純度 CoNiFe 磁極ヘッド」、日本応用磁気学会第 65 回マイクロ磁区専門研究会、平成 11 年 9 月 10 日 (1999).
- [67] 大橋啓之、「高純度 CoNiFe めっき膜およびその磁気ヘッドへの応用」、東北大学電気通信研究所共同プロジェクト研究新機能性スピニクス材料の基礎と応用に関する研究、p.1-14 (1999).
- [68] 大橋啓之、「磁気ヘッド製造プロセス技術と界面設計」、日本学術振興会未来開拓学術研究推進事業公開シンポジウム“超高密度磁気記録技術の新展開” 講演概要集、pp. 5.1-5.17 (2000).
- [69] 大橋啓之、「これからの超高密度磁気記録は?」、日本化学会産業懇談会開発フォーラム、平成 12 年 11 月 17 日 (2000).
- [70] 大橋啓之、「最近の高密度記録磁気ヘッド技術と 3 次元微細加工」、平成 13 年度第 2 回機能性材料の 3 次元微細加工技術研究会資料、先端加工機械技術振興協会 (2001).
- [71] 大橋啓之、「メゾスコピック記録デバイス開発技術ートンネリングを中心としてー」、メゾテクノロジーフォーラム、産業技術総合研究所メゾテクノロジー連携研究体 (2001).
- [72] 大橋啓之、「部材・デバイスレベルでの機能集積化とナノ構造制御技術」、クショップ ナノテクノロジープログラム～ナノ加工・計測技術～講演要旨集、経済産業省、新エネルギー・産業技術総合開発機構、pp.133-140 (2002).
- [73] 大橋啓之、斎藤美紀子、「高密度磁気記録と最先端のめっき技術」、技術講演会資料、表面技術協会中部支部、平成 14 年 3 月 6 日 (2002).
- [74] 大橋啓之、「TMR ヘッドの低 TA 特性」、ファイル記憶のトライボロジー研究会第 3 回会合資料、日本トライボロジー学会 (2002).
- [75] 大橋啓之、「エレクトロデバイスにおけるキーテクノロジー」、日本化学会第 81 春季年会、IS9-06 (2002).
- [76] 大橋啓之、「高密度記録とナノ加工技術」、平成 15 年度第 6 回光ディスク懇談会、光産業技術振興協会 (2004).

## 共著

- [77] 上條敦、拓植久尚、中田正文、大橋啓之、「スピントネルの現状と課題」、日本応用磁気学会第 108 回研究会資料、pp.17-24 (1999).
- [78] 野中義弘、鳥羽環、斎藤信作、本庄弘明、斎藤信作、石勉、斎藤美紀子、石綿延行、大橋啓之、「高速記録用小型コア高 Bs ヘッドの記録特性」、電子情報通信学会信学技報、MR2000-15, pp.17-22 (2000).
- [79] 山本英文、大嶋則一、斎藤美紀子、大橋啓之、赤井久純、「高 Bs CoNiFe 磁性体の電子状態」、第 24 回応用磁気学会学術講演概要集、p. 359 (2000).
- [80] 中田正文、藤方潤一、石原邦彦、石勉、森茂、永原聖万、本庄弘明、深見栄三、石綿延行、大橋啓之、「スピントネル素子を用いた磁気抵抗効果型ヘッド」、電子情報通信学会 2000 年総合大会シンポジウム、SC-5-7 (2000).
- [81] 仲谷栄信、林信夫、大橋啓之、「記録ヘッドのマイクロマグネティックシミュレーション」、日本応用磁気学会第 118 回研究会資料、pp.19-26 (2001).