記録再生シミュレーションによるキーパー媒体の熱安定性評価

Thermal Stability of Keeped Media Estimated by Read/Write Simulation

鷹栖 幸子, 安部 剛, 松尾 東, 品川 公成
東邦大学理学部, 千葉県船橋市三山 2-2-1 (〒274-8510)

S. Takanosu, T. Abe, A. Matsuo, and K. Shinagawa
Faculty of Science, Toho University, 2-2-1 Miyama, Funabashi-shi, Chiba 274-8510

A read/write simulation based on the Poisson equation by a finite element method was performed on kept media (KM) with a thin soft magnetic layer (keeper layer) under a recording layer and a thin-film head. An extended Stoner-Wohlfarth (SW) model was used for the recording layers, in which the switching rate of each SW particle at finite temperatures is taken into account using the Neel-Arrhenius law and the master equation. Thermal stability of the medium was estimated by the recorded magnetizations and the corresponding output voltage waveforms for 423 kBPI calculated at 300 K as a function of time t after the recording. Although the output voltage of the KM was slightly less than that of the conventional medium due to magnetic flux circulation through the keeper layer, the output voltage reduction rate due to thermal fluctuation decreased remarkably with a thin keeper layer.

Key words: magnetic recording, simulation, finite element method, kept media, thin-film head, thermal stability

1. はじめに

磁気ディスクの記録密度の大幅な上昇に伴い、熱揺らぎによる減磁の問題が重要な技術課題となっている。これは記録された磁化が、熱活性化により反転してしまう現象で、解決策としては、反強磁性交換結合を利用した媒体¹⁾²⁾ (antiferromagnetically coupled medium 以下, AFC 媒体) が提案され、実用化されている。この AFC 媒体は、記録層を薄い Ru 層を介して積層させた媒体で、記録層間で記録磁化を反強磁性的に結合させている。これによって記録層の結晶粒の実効的な体積を増加させると共に、反磁界を減少させ、高記録密度で熱安定性に優れた媒体の実現を可能にした。

一方、筆者らはこれまで、媒体の熱安定性を向上させる方法の一つとして提案されているキーパー媒体³⁾⁴⁾⁵⁾ (以下 KM) に関する研究を行ってきた。キーパー媒体は、キーパー層 (以下 KL: 軟磁性層) と記録層 (以下 RL) を非磁性層 (以下 BL) を介して積層し、その間の静磁的な結合によって、熱安定性を向上させる事を意図した媒体である。前回までは、主に絶対零度におけるキーパー層の役割について報告した。本研究では、薄膜ヘッドによる有限温度の記録再生シミュレーションにより、キーパー層のパラメータと KM の熱安定性との関係を調べる事を目的とした。

2. 計算方法

記録・再生現象の記述には、静磁界、2次元 (トラック方向、即ち z 軸を無限大) の2つの近似を導入し、Maxwell の方程式から導いたベクトルポテンシャル A_z に関する Poisson 方程式、

$$-\text{div}(\mu^{-1} \text{grad} A_z) = J_z + (\text{rot} \mathbf{M})_z \quad (1)$$

(A_z : ベクトルポテンシャル, μ : 透磁率, J_z : 電流密度, $\mathbf{M}$: 磁化) を有限要素法により数値計算した。この解析手法は、ヘッド、記録層およびキーパー層の間の相互作用を厳密に考慮できるところに特徴がある。

2.1 記録過程

ヘッドコイルに流す最適な電流を、電流密度 J_z として式 (1) の右辺へ代入し、ヘッドと媒体を相対的に移動させながら、繰り返し磁化 $\mathbf{M}$ を計算し、記録層の磁化状態を求めた。

2.2 再生過程

式 (1) に記録磁化 $\mathbf{M}$ を代入し、ベクトルポテンシャル A_z を求める。2次元では、ヘッドのコイルを通過する磁束 ϕ は、コイル断面のベクトルポテンシャル A_z から求められるので、ヘッドと媒体の相対移動距離 (Δx) と、磁束の変化量 $\Delta \phi$ から、最終的に再生出力 E を、次式より求めた。

$$E = -N \cdot T_w \cdot v \cdot \left(\frac{\Delta \phi}{\Delta x} \right) \quad (2)$$

(N : コイル巻数, T_w : トラック幅, v : ヘッド・媒体相対速度)

3. モデル

3.1 ヘッドモデル

計算には、ギャップ長 $G_j = 0.1 \mu\text{m}$ (記録時), $0.05 \mu\text{m}$ (再生時), ギャップ深さ $G_d = 1.92 \mu\text{m}$, 磁極の飽和磁束密度 $B_s = 2.2 \text{ T}$ (22 kG) の薄膜ヘッドを用いた。また、磁極の B - H 特性は次式により表されるとした。

$$B = \mu_0 \left[H + \frac{2B_s}{\pi\mu_0} \tan^{-1} \left\{ \frac{\pi\mu_0}{2B_s} (\mu - 1)H \right\} \right] \quad (3)$$

(μ_0 : 真空の透磁率, μ : 軟磁性体の比透磁率)

3.2 媒体モデル

KM の記録層には、膜厚 $t = 12 \text{ nm}$, $H_{c0} = 525 \text{ kA/m}$ (6600 Oe), $H_c = 302 \text{ kA/m}$ (3800 Oe), $M_s = 420 \text{ kA/m}$, $K_u/k_B T = 50$ を用いた。なお、保磁力 H_{cp} と H_c はそれぞれ $t = 0 \text{ sec}$, および $t = 0.01 \text{ sec}$ (これは、ほぼ 5400 rpm でディスクが1周するのに要する時間に相当する。) の値である。KL には膜厚 $t = 1 \sim 10 \text{ nm}$, $\mu = 10 \sim 1000$, $B_s = 0.5 \sim 1.5 \text{ T}$ を, BL には膜厚 $t = 1 \sim 10 \text{ nm}$ を用いた。また, KL の B - H 特性は、式

(3)より導いた。

記録密度は423 kBPI、浮上量はmagnetic spacingで15 nmとした。また、比較の為に用いた通常媒体(以下UKM)には、KMと同じ記録層を用いた。

3.3 記録層の磁化モデル

記録層の磁化モデルには、一軸異方性を持つ単磁区粒子の集合体モデルである修正 Stoner - Wohlfarth モデル⁸⁾を用いた。このモデルでは、異方性定数 K_u を持つ単磁区粒子の一斉磁化回転と同時に、磁壁移動を考慮するために、磁化容易軸方向のある磁界 H_z で、磁化が反転するとしている。また、有限要素法における記録再生計算では、記録層内の各要素の磁化モデルとして256個の粒子を用い、記録層の容易軸方向($\theta = 0$)から θ 傾いた方向に容易軸を持つ粒子の数が、 θ と共に指数関数的に減少し、約半数の粒子の容易軸が、 $\theta = 25^\circ$ の範囲に分布するように $\theta = 0$ 軸のまわりにランダムに分布させた。なお、ここで用いた記録層のモデルは、現実の面内記録媒体のモデルとしては適当ではないが、本論文の主題であるキーパー媒体の熱安定性とキーパー層のパラメータとの関係を調べる上では、定性的には有効なモデルであると考えられる。

記録過程は 10^{-8} secのオーダーで行われる為、熱揺らぎの影響は無視できる。再生過程における熱揺らぎの影響は、以下のモデルを用いた。

各SW粒子の磁気モーメントは、磁界がアステロイド曲線の内側にあり、かつ絶対零度であれば、2つのエネルギー極小値(E_+ , E_-)のいずれかの方向にある。しかし有限温度では、外部からの熱により、ある確率で極小値間のエネルギーバリア E_b を越えて反転する。そこで単位時間あたりの反転確率をNeel-Arrheniusの式⁷⁾により導入し、さらにマスター方程式を用いると、時刻 t において各粒子がそれぞれの極小値に存在する確率 $P(t)$ は以下のように表される⁸⁾。

$$\begin{aligned} P_+(t) &= P_+(eq) + [P_+(0) - P_+(eq)] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \\ P_-(t) &= P_-(eq) + [P_-(0) - P_-(eq)] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

$P_+(0)$, $P_-(0)$ は初期状態での存在確率、 $P_+(eq)$, $P_-(eq)$ は熱平衡状態での存在確率である。また τ は緩和時間で、以下の式で与えられる。

$$1/\tau = f_0 \exp\left(-\frac{E_b}{kT}\right) \left\{ \exp\left(\frac{E_+}{kT}\right) + \exp\left(\frac{E_-}{kT}\right) \right\} \quad (5)$$

ここで f_0 は周波数因子と呼ばれるもので、通常1 GHz程度の値が使われる。式(4)を考慮した修正SWモデルを用いて、前述のボアソン方程式により、熱と時間を考慮した記録再生シミュレーションを行った⁹⁾。なお、本研究の計算では、 $T = 300$ K, $f_0 = 1$ GHzとし、 M_s , K_u の温度依存性は無視した。また、キーパー層はパーマロイ、センダスト等、 T_c が高い材料で構成されるため、熱による影響は無視した。

4. 計算結果および考察

4.1 KLの膜厚と熱安定性

Fig. 1は記録直後(0 sec)におけるKMの磁束密度と磁化をベクトル表示したものである。ここで矢印は、磁束密度、又は磁化の大きさと方向を表し、要素毎に表示した。またKLは1 nmと非常に薄いため図には表示していない。これらの結果から、(a) (b)共に記録層からの磁束は、KLを通り還流している事が分かる。また、記録層の磁化に関しては、(a)では面内成分が大きく、理想的な面内記録であるのに対して、KLが厚い(b)では磁化の垂直成分が非常に大きく、磁束の還流が充分ではない。

Fig. 2にはFig. 1において時間が経過した後(10^{10} sec)の磁束密度と磁化の振る舞いを示した。図よりKLは1 nmでもその役目を果たし、かなりの時間経過後も、熱による磁化の劣化はほとんど認められない。一方、(b)では、KLの下の方で磁化の垂直成分が減少し、キーパー層を環流する磁束が増加しているのが観察される。つまり、KL膜厚が厚い場合には、KLへの磁束の還流により、記録磁化が安定化されていると考えられる。

Fig. 3にはFig. 1とFig. 2の記録状態を再生した結果を示す。KLの膜厚の増加によって、記録磁化の垂直成分が増えている事が、そのまま再生波形に影響し、波形の幅が広がった。さらに、ピークのシフトが観察されたが、これは後述するように(Fig. 5)、キーパー層が厚いほど、記録層に働くヘッド磁界が増大することに起因する。また、(a)と(b)を比

Fig. 1 Magnetic flux density patterns B and magnetization patterns M at 0 sec in KM of various keeper layer thicknesses.

較すると、定性的には変わらないが、熱の影響でそれぞれ出力の減少が観察された。

Fig. 4は、KLの膜厚を変化させた時の室温(300 K)での再生出力の時間変化を示す。図中のUKMは、KMの記録層のみ

からなる通常媒体である。KM の再生出力は、磁束が KL を還流するために、UKM の再生出力よりも小さくなっている。また、KL の膜厚と共に再生出力は減少するが、KL の膜厚が、記録層の膜厚 (12 nm) の 1/3 程度 (4 nm) 以上になると飽和する傾向にある。さらに、これらの媒体の熱安定性を比較するために、 $t = 0.01$ sec における再生出力を基準とした時の出力の減少量 (%) を調べた。この結果から、KM は通常媒体に比べて熱安定性に優れており、特に KL の膜厚が 1 nm あるいは 2 nm と薄い場合に熱安定性が良い事が分かる。KL の膜厚が薄い場合には、再生出力の減少も小さい事から、KM では、比透磁率 $\mu = 100$ 程度の特性が得られれば、KL は 1 nm 程度で良いと結論できる。

KL が厚いと熱安定性が劣化する原因は、大きな反磁界が

Fig. 2 Magnetic flux density patterns B and magnetization patterns M at 10^{10} sec in KM of various keeper layer thicknesses.

Fig. 3 Output voltage waveforms for KM of various keeper layer thicknesses.

働いている記録磁化の垂直成分が、熱揺らぎにより時間と共に急激に減少し、また、キーパー層を環流する磁束が増大するためであると考えられる。そこで、磁化の垂直成分が大きくなる理由を明らかにする為に、ヘッド磁界分布を調べた。Fig. 5 に記録時のヘッド磁界分布を示す。KL が 1 nm と

Fig. 4 Time dependence of output voltages and their reduction rates in the conventional medium and KM of various keeper layer thicknesses.

Fig. 5 Head field Hx and Hy in KM of various keeper layer thicknesses.

10 nm の場合を比較すると、KL が厚い場合は KL にヘッドからの磁束が集中するため、ヘッド磁界の面内成分が減少し、垂直成分が増加している。このヘッド磁界の垂直成分の増加が、前述の、記録磁化の垂直成分を増加させ、さらに熱安

定性の劣化の原因となっていると思われる。つまり、KMにおいて熱安定性を向上させるには、垂直成分が少なく面内成分が大きなヘッド磁界分布を実現させる必要があると考えられる。

4.2 KLの磁気特性と熱安定性

そこで、熱安定性が悪いKLの厚さが10 nmの場合について、KLの μ と B_s の熱安定性への影響を調べた。

前述の議論により、熱安定性の向上には、ヘッド磁界分布が関係するので、まず、ヘッド磁界を調べ、熱安定性の高い記録状態が実現出来るヘッド磁界分布となる様なパラメータを調べた。Fig. 6に B_s を1.5 Tとして、 μ を変化させた時のヘッド磁界分布を、膜厚1 nm、 $\mu = 100$ のデータと比較して示す。 μ が100の時は、面内成分が小さく垂直成分が大きい、 μ を10程度の小さな値にすると、 $t = 1$ nm、 $\mu = 100$ の分布に近づくことが分かった。即ちKLの膜厚を厚くした場合には、KLの μ を10程度の非常に小さな値にする必要があると思われる。

同様にキーパー層の厚さを $t = 10$ nmとして、 B_s を0.5 T程度に下げると、ヘッド磁界分布は $t = 1$ nm、 $\mu = 100$ の場合に近づくので、KLの膜厚を厚くした場合には、 B_s を小さく

Fig. 6 Head field H_x and H_y in KM of various keeper layer relative permeability μ .

Fig. 7 Magnetization patterns M at 0 sec in KM of various keeper layer μ and B_s .

する必要がある。

Fig. 7にこれらのヘッド磁界で記録された記録磁化 M のベクトル表示を示す。ヘッド磁界の改善によって、(b)に示す M の垂直成分は(a)に比べて減少し、理想的な面内記録が実現されている。次に熱安定性を調べた結果をFig. 8に示す。 $t = 10$ nm、 $B_s = 1.5$ Tとして μ を減少させた場合(▼)は、かなりの改善が見られ、KLの $t = 1$ nmの場合(●)と比べて、再生出力は小さいが、熱安定性については、ほぼ同等

Fig. 8 Time dependence of output voltages and their reduction rates in various KM.

Fig. 9 Time dependence of output voltages and their reduction rates in KM of various break layer thicknesses.

の結果となった。これらの事から、熱安定性の向上には、記録磁化の垂直成分を減少させるヘッド磁界を発生させる必要があり、KM の膜厚 t と透磁率 μ が重要なパラメータであることが分かった。

4.3 非磁性層の膜厚と熱安定性

ところで、これまで、BL の膜厚を 1 nm としてきたが、上部に形成する RL の結晶配向を制御する為には、より厚い膜厚の BL が必要となると考えられる。そこで BL と KL の膜厚を変化させた時の熱安定性を調べた。

Fig. 9 に BL の膜厚を RL と同じ膜厚である 12 nm にした場合の熱安定性を示す。ここで、 $\mu = 100$, $B_s = 1.5$ T とした。KL と RL の距離が離れると、KL の効果が薄れるため、熱安定性は劣化するが、KL の膜厚を BL の膜厚と同程度にすると、熱安定性は当初のレベルまで回復した。この事から、BL が厚い (10 nm 程度) 場合には、KL の膜厚を BL と同程度とすれば、前述の μ や B_s を低下させた場合と同じ効果があり、KL と RL の間に厚い非磁性膜を形成することが可能となる。

5. まとめ

薄膜ヘッドによるキーパー媒体の記録再生シミュレーションを行い、キーパー媒体の熱安定性に関して以下の点が明らかになった。

1. キーパー媒体では、キーパー層による磁束の還流によりその出力の絶対値は減少するが、通常媒体に比べて熱安定性に優れている。
2. キーパー媒体の熱安定性はキーパー層の膜厚に大きく依存する。記録層と非磁性層の膜厚がそれぞれ 12 nm, 1 nm の場合、キーパー層の μ が 100 程度あれば $t = 1$ nm ~ 2 nm 程度の薄いキーパー層の方が熱安定性の向上には有効となる。
3. キーパー層が厚いと熱安定性が悪くなる理由は、記録磁化の垂直成分の増加が原因で、これは、記録ヘッド

磁界の分布に起因する。熱安定性の向上の為には、面内成分が大きく、垂直成分が小さいヘッド磁界で記録を行うことが必要である。

4. キーパー層の膜厚を厚くする場合には、キーパー層の比透磁率 μ を 10 程度、飽和磁束密度 B_s を 0.5 T 程度の小さい値とすればキーパー層が薄い場合と同等の熱安定性が実現できる。
5. 非磁性層の膜厚は、キーパー層の膜厚と同程度とすれば、KL の μ , B_s を低下させた場合と同じ効果があり、厚い非磁性層の場合でも熱安定性を向上させる事ができる。

謝 辞 シミュレーションプログラム MAGRAS を使用させて頂きました日立製作所に深謝いたします。

文 献

- 1) E. N. Abarra, H. Sato, A. Inomata, I. Okamoto, and Y. Mizoshita: *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 2581 (2000).
- 2) S. Takanosu, N. Fujiwara, A. Matsuo, H. Aizawa, and K. Shinagawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **26**, 321 (2002).
- 3) S. Takanosu, A. Matsuo, T. Inutake, N. Fujiwara, and K. Shinagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **35**, 2232 (1999).
- 4) S. Takanosu, N. Fujiwara, A. Matsuo, S. Iida, and K. Shinagawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **25**, 603 (2001).
- 5) S. Takanosu, N. Fujiwara, A. Matsuo, and K. Shinagawa: *IEEE Trans. Magn.*, **37** 1323 (2001).
- 6) I. A. Beardsley: *J. Appl. Phys.*, **53**, 2582 (1982).
- 7) L. Neel, *Progress in Low Temperature Phys.*, **1**, 337 (1955).
- 8) K. Shinagawa: *The 11th seminar text of numerical analysis of electromagnetic field* (The Institute of Electrical Engineers of Japan), 21 (2001).
- 9) N. Fujiwara, A. Matsuo, S. Takanosu, R. Sakai and K. Shinagawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **26**, 317 (2002).

03 年 10 月 15 日受理, 04 年 02 月 10 日採録