薄膜磁気ヘッドの3次元応力と磁気異方性解析

Three Dimensional Stress and Magnetic Anisotropy Analyses for Thin Film Heads

小柳広明・荒井礼子・光岡勝也・福井 宏・成重真治・杉田 恒

(株)日立製作所日立研究所, 日立市久慈町 4026 (〒319-12)

H. Koyanagi, R. Arai, K. Mitsuoka, H. Fukui, S. Narishige and Y. Sugita

Hitachi Res. Lab., Hitachi, Ltd., 4026, Kuji-cho, Hitachi, Ibaraki 319-12

Stress was calculated using the three dimensional finite element method. There are two kinds of stress, thermal and intrinsic. Intrinsic stress was equivalently treated as a thermal stress using modified thermal expansion coefficients. Modified values of films were selected to fit the calculated displacements to the measured ones for circular substrates with a deposited layer. The accuracy of calculations was within 20% of measurements, and the stress distribution around the backgap qualitatively corresponded to the domain structure observed by spin-polarized SEM. It was found that the tensile stress along the hard axis was dominant in the pole tip region. The dependence of magnetic anisotropy on magnetostriction constants was calculated using the obtained stress. Suitable magnetostriction constants for bottom yoke were found to be smaller than those for top yoke.

1. はじめに

薄膜磁気ヘッドは、磁気コアに発生する応力による磁気弾性効果のために磁気特性が変ることがよく知られている¹⁾。しかしながら、薄膜磁気ヘッドの磁気コアに発生する応力は、薄膜磁気ヘッドが微小であるため、実測することは困難である。ヨークタイプのMRヘッドに関しては、今日までに応力と磁気異方性の計算がなされている²⁾。薄膜磁気ヘッドの場合には、多層膜構造でありかつ形状が複雑であるために、3次元の応力を計算するのが困難であり、これに関する報告例はない。我々は、上記の問題点を解決し3次元応力および磁気異方性を簡略化したモデルで計算した。そして、2層構造の円形基板のそり量とスピンSEM観察像とで応力や磁気異方性の計算結果を検証した。さらにこのモデルを薄膜磁気ヘッドに適用し磁気異方性の蒸着時の膜応力依存性およびトラック幅依存性を検討したのでこれを報告する。

2. シミュレーション方法

2.1 基礎式

A) 応力

応力は、次に示す基礎方程式で表される。最初に、力のつり合い方程式は、

$$\sigma_{ij,j} + X_i = 0 \quad (1)$$

ただし、

$$\sigma_{ij,j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$$

σ_{ij} : j 軸に垂直な面に対する i 方向の応力

x_j : j 方向座標

X_i : i 方向に働く力

次に、連続条件を満たす適合条件式で、

$$e_{ij,kl} + e_{kl,ij} - e_{ik,jl} - e_{jl,ik} = 0 \quad (2)$$

ただし、

$$e_{ij,kl} = \frac{\partial^2 e_{ij}}{\partial x_i \partial x_k}$$

e_{ij} : j 軸に垂直な面に対する i 方向の歪

最後に、応力と歪みの関係式で

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} e_{kl} \quad (3)$$

ただし、 C_{ijkl} は比例定数である。

また、熱応力の式は

$$\sigma = E \cdot (\alpha - \alpha_0) \cdot \Delta\theta \quad (4)$$

で表され、 E はヤング率、 α, α_0 はそれぞれ膜および基板の熱膨張係数、 $\Delta\theta$ は蒸着温度との差である。

さらに磁気異方性の計算では、応力の大きさと向きが必要である。そこで、文献³⁾に従って応力の大きさと向きを計算する。(1)~(4)式で得られる応力の値は6個である。この得られた応力から、せん断応力が0になるように選んだ座標系における応力(主応力、つまり応力の大きさと向きを示す)を計算する。主応力 S は

$$S^3 + I_2 S^2 + I_1 S + I_0 = 0 \quad (5)$$

で表され、 $I_2 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$

$$I_1 = \sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}\sigma_{33} + \sigma_{33}\sigma_{11} - \sigma_{12}^2 - \sigma_{23}^2 - \sigma_{31}^2$$

$$I_0 = \sigma_{11}\sigma_{22}\sigma_{33} + 2\sigma_{12}\sigma_{23}\sigma_{32} - \sigma_{11}\sigma_{23} - \sigma_{22}\sigma_{31} - \sigma_{33}\sigma_{12}$$

である。(5)式を解くことにより、主応力 S_1, S_2, S_3 の大きさと向きが得られる。

B) 磁気異方性

磁気異方性は、A) で得られた3軸の主応力によって表わされる⁴⁾。ある方向に引っ張り応力が働くと磁歪定数が正ならば、磁気異方性は応力の働いている方向に向き易くなる。またこれらの応力が3方向から働いている場合には、磁気異方性はこれらの加算した結果となる。以下その説明を計算式で表す。まず磁気コアの膜面および磁化 M は XY 平面にあり、誘導磁気異方性 K_u は X 軸上にあると仮定し、最大主応力 S_1 、中間主応力 S_2 、最小主応力 S_3 の Z 軸、 X 軸とのなす角をそれぞれ (θ_1, ϕ_1) 、 (θ_2, ϕ_2) 、 (θ_3, ϕ_3) とする。 S_1, S_2, S_3 はお互いに直交している。磁化 M が K_u から角度 ψ 傾いている時の磁気異方性エネルギー E_a は、

$$E_a = K_u \sin^2 \psi + K_1 \sin^2 \theta_1 \sin^2(\psi - \phi_1) + K_2 \sin^2 \theta_2 \sin^2(\psi - \phi_2) + K_3 \sin^2 \theta_3 \sin^2(\psi - \phi_3) \quad (6)$$

となる。ここで K_u は次式で与えられる応力誘起異方性である。磁歪定数を λ とすると

$$K_n = 1.5\lambda S_n \quad (n=1, 2, 3)$$

この式により、主応力 S_n と応力誘起異方性 K_n との関係を説明できる。

式(6)をまとめると

$$E_a = K_u^* \sin^2(\psi - \beta) + \text{const.} \quad (7)$$

となり、磁気異方性 K_u^* 、磁気異方性の容易軸からの傾き角 β が得られる。

2.2 モデル化の方法

薄膜磁気ヘッドは Fig. 1 に示すように異種材料から

Fig. 1 Schematic diagram of thin film heads.

成る多層膜構造をしており、また複雑な熱履歴の蒸着プロセスを経ている。これらの蒸着プロセスをシミュレーションによって再現することはむずかしく、簡単にするためにモデル化が必要である。本モデルでは真性応力を等価的に熱応力として取り扱い、内部応力は熱膨張係数をパラメータとして表されると仮定する。

本解析のモデルを Fig. 2 を使用して説明する。Fig. 2 は基板に単層膜を蒸着した時の基板のそり量と温度との関係を示している。バルクの熱膨張係数を α_L とすると、実際の蒸着温度 ΔT_E では計算上、そり量の実測値と一致しない。そこで ΔT_E でそり量の計算と実測が一致するように熱膨張係数 α を決定する。この時、 α は真性歪と熱歪とが加算されたものであり、熱歪は曲剛性の大きい材料、つまり膜厚が他に比べて厚い基板に従うものと

Fig. 2 Model of stress analysis.

する。

さらに解析の都合上、さまざまな蒸着温度で蒸着された膜を全解析領域で同じ温度差 ΔT_S で計算する。この時、各々の蒸着温度が計算条件で無視されないようにする。つまり、実測の歪 ϵ_E と解析の都合上設定されたシミュレーション温度 ΔT_S で計算された歪 ϵ_S とを一致させるよう熱膨張係数 α' を求め、この α' を解析に用いる。

Table 1 Input data

Material	Young's modulus ($\times 10^{11}$ N/m ²)	Poisson's ratio	Coefficient of thermal expansion ($\times 10^{-7}$ /K)
Substrate	4.0	0.25	79(79)
Al ₂ O ₃	4.1	0.25	-3.4(71)
NiFe	2.0	0.3	124(128)
PIQ	0.012(0.03)	0.3	632(450)

Fig. 3 Mesh and boundary conditions.

Fig. 4 Displacement vs. thermal expansion coefficient for substrates.

次に温度非線形性の大きい熱膨張係数およびヤング率からなるポリイミド系樹脂の取扱いを以下にする。まず、ポリイミド系樹脂の熱膨張係数は蒸着温度 T_E から室温 T_R までのトータル歪量 ε_T を計算し、それからその歪量の温度平均を採って $\alpha_p (= \varepsilon_T / (T_E - T_R))$ とする。この α_p を用いて実験で求められた応力値に合うヤング率を解析に用いる。

2.3 計算条件と解析モデル

薄膜磁気ヘッドの構成材料の計算に用いた物性値を Table 1 に示す。パーマロイ、アルミナ、基板のヤング率およびポアソン比はバルクの値である。熱膨張係数は 2.2 の方法を用いて、円形基板上に膜を蒸着しそのり量の実測値から求めた。ここで記述している熱膨張係数は物理定数としての意味はなく、真性歪と熱歪を合せた形で実験と計算の一致を図るためのものであり、シミュ

(a)

(b)

(c)

Fig. 5 Comparison of the image of spin-polarized SEM and stress distribution for thin film heads without overcoat. (a) the image of spin-polarized SEM (b) domain structure (c) stress distribution.

レーション温度条件下の計算パラメータである。この理由から、アルミナの場合熱膨張係数が負になっていることに物理的意味はない。この時のシミュレーション温度は、 $\Delta T_s = 300^\circ\text{C}$ である。

Fig. 3 に計算に用いた磁気コアのメッシュ図および境

界条件を示す。メッシュ数の制約および外部メモリーの制約により、まずコア全体を粗いメッシュで解析し、さらに磁気特性に対して影響の大きいと思われる先端部を密なメッシュで解析する。上部および下部パーマロイ膜は一層でコイルは省略した。

2.4 シミュレーターの検証

A) 2層膜による検討

前節で得られた熱膨張係数、ヤング率、ポアソン比を用いて、2層膜でのシミュレーションと実測とのそり量を比較検討する。サンプルは、熱膨張係数の異なる円形基板上にパーマロイ膜（蒸着温度 300℃、膜厚 2μm）を蒸着、さらにその上にポリイミド系樹脂膜を 10μm 塗布し、そり量を計測する。そり量は、膜面側を測定、基板中央を 0 とし、端から端へトレース、さらに 30 度回転させて再トレース計 6 方向測定した平均値であり、膜作製前後のそり量の差を用いた。

Fig. 4 に 2 層膜での結果を示す。図より、シミュレーション値の精度は、実測値の約 20% を示している。この精度には、以下の要因が考えられる。第 1 に、アニールによる応力緩和現象を無視していること、第 2 に膜厚分布、蒸着時の温度分布がずれていること、第 3 にポリイミド系樹脂の温度非線形性が正確に考慮されていないことである。

B) スピン SEM による検討

次に薄膜磁気ヘッド形状での検討をする。薄膜磁気

ヘッドでの応力を実測するのは、微小であり保護アルミナを有しているために困難である。そこでスピン SEM による磁区観察像⁵⁾との比較をする。

Fig. 5 に保護アルミナを有しない薄膜磁気ヘッドの上部正磁歪パーマロイ膜のスピン SEM による磁区観察像とシミュレーションによるバックギャップ部の応力分布を示す。スピン SEM による磁区観察像では、バックギャップの周囲を取り囲むように磁区ができています。バックギャップ部の応力は、後端部でバックギャップに沿って引張応力が、側面部と前端部ではバックギャップに向かって圧縮応力が支配的となる。磁歪定数が正であるので磁気異方性はバックギャップに沿うようになる。したがって、スピン SEM による磁区観察像と計算による応力分布は定性的によく一致する。

3. シミュレーション結果

3.1 薄膜磁気ヘッドの応力

A) 全体形状解析

Fig. 6(a) に上部パーマロイ膜の 3 次元応力分布の斜視図を示す。この図によると、ギャップ深さ部分の膜厚方向に約 600 MPa、バックギャップ部分の膜厚方向に約 1.2 GPa の圧縮応力が作用している。この現象は、保護アルミナがない場合には生じないため保護アルミナの影響と考えられる。また、先端斜面部分には困難軸方向に異方的な引張応力が、上部平坦部分ではほぼ等方的に

Fig. 6 Stress distribution for magnetic yoke.

Fig. 7 Stress distribution for pole tip region.

引張応力が作用している。先端斜面部の異方的な引張応力は、形状の矩形比から生じたものではなく、膜材料相互間の構造的な関係に依存していると考えられる。

Fig. 6(b) に下部パーマロイ膜の3次元応力分布の斜視図を示す。下部パーマロイ膜の応力分布はほぼ上部パーマロイ膜と同じである。

B) 先端部詳細解析

Fig. 7(a), (b) にそれぞれ上部、下部パーマロイ膜の先端部の3次元応力分布の斜視図を示す。この図は(A)で示した上部、下部パーマロイ膜と同様の傾向を示す。先端部詳細解析では切断面で固定境界条件としているが、以上の結果より、薄膜磁気ヘッドの記録、再生特性に影響すると考えられている先端部の詳細解析モデルを使用しても問題ないことがわかった。また、上部、下部パーマロイ膜の応力の異方性は、下部の方が大きいこともわかった。これは、上部パーマロイ膜の段差が大きいことによる構造上の影響が考えられるが詳細はまだわかっていない。

3.2 上・下部磁気コアの磁気異方性

A) 磁気異方性の磁歪定数依存性

Fig. 7 の上部磁気コア A の部分および下部磁気コア B の部分について、文献^{6), 7)}で報告されている薄膜ヘッドでの磁歪定数 λ の範囲に対して磁気異方性の大きさと傾きを計算した。結果を Fig. 8 に示す。下部磁気コアは、上部に比べて応力異方性が大きいことから λ に対す

Fig. 8 Magnetic anisotropy at point A and B in Fig. 7 vs. magnetostriction constant. K_u^* is magnitude of magnetic anisotropy. β is angle between initial easy axis and stress induced magnetic anisotropy.

る K_u^* の変化も大きくなっている。 λ が正に大きくなると傾き角が大きくなり、エネルギー的に不安定な状態となって再生波形歪発生の可能性が大きくなる。一方負に大きくなると、異方性の方向は容易軸方向に向いているが大きさが大きくなり、透磁率低下につながる。これらの結果は華園らの報告⁷⁾とよく一致する。

B) 蒸着時の応力と磁気異方性

Fig. 9 に、単層膜を蒸着した時に得られるパーマロイ膜応力およびアルミナ膜応力に対する薄膜磁気ヘッドの磁気異方性の变化を示す。ここで、磁気異方性は λ に対して磁気異方性の変化が大きい Fig. 7 の下部磁気コア B の部分の値である。また、磁歪定数 λ として、文献⁷⁾に示されている磁歪定数の下限値である $\lambda = -5 \times 10^{-7}$ を設定した。パーマロイ膜応力が大きくなるにつれて異方

Fig. 9 Stress of films as deposited vs. magnetic anisotropy.

Fig. 10 Track width vs. magnetic anisotropy.

性の大きさは小さくなるが、応力が 200 MPa から 600 MPa と 3 倍変化させても 340 J/m^3 から 280 J/m^3 と約 18% しか変化しない。つまり、基板温度一定でパーマロイの膜応力を低減しても磁気異方性への影響は小さいことがわかる。一方アルミナ膜では、膜応力が負に大きくなるにつれて磁気異方性の大きさは大きくなる。これは、アルミナ保護膜がパーマロイ膜の縮みを妨げる方向に働き磁気コア内の応力の異方性が大きくなるためである。アルミナ膜応力の変化 ($-250 \text{ MPa} \sim -100 \text{ MPa}$) に対し磁気異方性は 410 J/m^3 から 270 J/m^3 と約 34% 変化する。パーマロイ膜の場合と比べると、パーマロイ膜の応力変化よりアルミナ膜の応力変化の方が磁気異方性の大きさに大きく影響することが分かる。

C) トラック幅と磁気異方性

Fig. 10 に、(B) と同様に $\lambda = -5 \times 10^{-7}$ の時の上部および下部磁気コアのトラック幅に対する磁気異方性の変化を示す。トラック幅が狭くなると、磁気異方性の傾きは殆ど変化しないが大きさは大きくなる傾向にある。これは、先端の矩形比の影響が大きくなり応力の異方性が大きくなるからである。

4. ま と め

真性応力を含めた 3 次元応力解析を実現した。その精

度を円形の 2 層膜で測定した結果、約 20% であった。またアルミナ保護膜なしでのスピニング SEM の磁区観察像と本研究で得られた応力解析結果とが定性的によく一致することがわかった。

薄膜磁気ヘッドに 3 次元応力解析を適用した結果、以下のことがわかった。ギャップ深さ部分とバックギャップ部分とに膜厚方向の圧縮応力が作用し、先端斜面部分では困難軸方向の引張応力が作用する。次に、その結果を用いて磁気異方性の解析をした結果、以下のことがわかった。下部磁気コアの磁歪定数の変化に対する磁気異方性の変化は、上部磁気コアのより大きい。さらに、アルミナの蒸着時の応力がパーマロイのものより磁気コアの磁気異方性に対する感度は高い。

謝 辞

本研究の推進に協力いただきました(株)日立製作所小田原工場の林 将章氏、田村 喬氏、斎藤翼生氏に深く感謝いたします。また、解析において有益な助言をいただきました(株)日立製作所日立工場山形 陽氏、日立研究所滝田一雄氏に深く感謝いたします。

文 献

- 1) 成重, 光岡, 華園, 高木, 吉田: 日本応用磁気学会誌, **7**, 99 (1983).
- 2) T. Miyauchi, T. Hara and M. Yoshikawa: *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-23**, 2479 (1987).
- 3) S. P. Timoshenko and J. N. Goodier: *Theory of Elasticity*, Third Edition, McGraw-Hill, Chap. 7.
- 4) 近角 著: 強磁性体の物理 (下) —磁気特性と応用—, 裳華房, 139.
- 5) K. Mitsuoka, S. Sudo, S. Narishige, M. Hanazono, Y. Sugita, K. Koike, H. Matsuyama and K. Hayakawa: *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-23**, 2155 (1987).
- 6) 三谷, 越後, 中村, 紙中: 日本応用磁気学会誌, **12**, 255 (1988).
- 7) M. Hanazono, S. Narishige, S. Hara, K. Mitsuoka, K. Kawakami and Y. Sugita: *J. Appl. Phys.*, **61**, 4157 (1987).

1988 年 11 月 21 日受理, 1989 年 2 月 10 日採録