孤立遷移の記録・再生シミュレーション

Read/Write Simulation of Isolated Transitions

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

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

To attain high-density magnetic recording, the parameter a of an isolated transition, which defines the sharpness of the recorded magnetization pattern in the transition region, has to be made small as possible. Here, the values of parameter a are estimated by fitting an arctangent or a hyperbolic tangent function to the recorded magnetization patterns calculated by a finite element R/W simulation solving the Poisson equation for the two-dimensional model of a thin-film head and various media, and compared with those obtained by the analytical formula derived by using the Williams-Comstock and Hokkyou (W-C-H) model. As a result, the calculated recorded magnetization patterns are found to be fitted quite well by a hyperbolic tangent function using the parameter a estimated by using the W-C-H model, and the calculated half-amplitude pulse width PW_{50} 's are found to coincide well with those estimated from an analytical formula obtained by using the reciprocal theorem assuming the Karlqvist head field and an arctangent magnetization pattern.

Key words: magnetic recording, transition parameter, simulation, finite element method, isolated transition, Williams-Comstock model

1. はじめに

磁気記録は、著しく高密度化が進み、現在、面密度で100%/年の増加率になっている。さらなる高密度化には、記録ビット間の遷移領域を狭くする必要がある。遷移領域の指標を与える遷移パラメーター a を見積もるには、これまで、WilliamsとComstock（以下W-C）によって導かれた解析式が用いられてきた¹⁾。本研究ではW-Cモデルの妥当性を検証するために、記録・再生シミュレーション²⁾³⁾により、孤立波を記録し、その遷移パラメーター a を求め、W-Cモデルおよび法橋により拡張されたモデルの解析式から得られる値と比較することを目的とした。また、孤立遷移の記録状態を再生し、再生波形から半値幅 PW_{50} を求め、従来から使われてきた相反定理から導かれた PW_{50} の解析式との比較も行った。

2. 記録・再生シミュレーション

記録・再生シミュレーションには、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、

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

(A_z : ベクトルポテンシャル, μ : 透磁率, J_z : 電流密度, M : 磁化)を用いた。このとき、トラック幅 (z 軸) 方向を無限大とする2次元近似および静磁界近似を導入した。式(1)の左辺に、軟磁性体であるヘッドコアの透磁率 μ を、また右辺の第2項にヒステリシス特性を持つ媒体の磁化 M を取り入れ、ヘッド-媒体間相互作用⁴⁾（以下HMI）を考慮して、境界条件($A_z = 0$)のもとで、有限要素法によりセルフコンシステントな解 A_z を求めた。この A_z から、領域内の各要素の磁束密度を $B_x = \partial A_z / \partial y$, $B_y = -\partial A_z / \partial x$ により求めた。

2.1 記録過程

ヘッドのコイルに流す電流を、電流密度 J_k 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電流を変化させ、磁化 M を求め、最終的に記録された媒体内の磁化状態を求めた。

2.2 再生過程

前述の記録過程で求めた磁化 M を式(1)に代入し、ベクトルポテンシャル A_z を求める。ヘッドコイルを通過する磁束 ϕ は、コアに巻かれたコイルの2次元断面間のベクトルポテンシャル A_z の差として求められるので、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、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) また、出力波形より、出力振幅の半値幅 PW_{50} を求めた。

3. 計算条件とモデル

式(1)を有限要素法により数値計算するために、計算領域を2 cm×2 cmの正方形とし、その領域の中心付近にヘッドと媒体を配置し、ヘッドギャップ付近が密になるように要素分割を行った。全要素数は、約 10^5 要素であり、そのうち記録媒体には、媒体をシフトすることを考慮して、大きさが等しい3000個の要素を充てた。計算には、alpha chip

600 MHz, 512 MB のワークステーションを使用し、一回の孤立磁化反転の記録には約 50 時間を要した。

3.1 ヘッド

計算には、ギャップ長 $g_r = 0.1 \mu\text{m}$, ギャップ深さ $g_d = 1.92 \mu\text{m}$, 飽和磁束密度 $B_s = 21 \text{ kG} (2.1 \text{ T})$ 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 : ヘッドコアの比透磁率)

3.2 媒体

媒体は、一軸異方性をもつ単磁区粒子の集合体モデルである修正 Stoner-Wohlfarth⁵⁾モデルを用いた。

保磁力は $H_c = 160, 280 \text{ kA/m} (2000, 3500 \text{ Oe})$ の 2 種類とし、それぞれ、飽和磁化を $M_s = 10, 50, 100, 400, 800 \text{ kA/m} (10, 50, 100, 400, 800 \text{ emu/cc})$ に変化させた媒体について計算を行った。また、膜厚は $\delta = 10 \text{ nm}$ とし、記録時の浮上量は 35 nm , 再生時のそれは $5 \sim 95 \text{ nm}$ とした。媒体の M-H ループの一例を Fig. 1 に示す。媒体としては、面内配向媒体を想定し、膜厚方向 (y) を困難軸方向とした。ここでは、2 次元近似を採用しているの、 z 方向の磁界 H_z は無いとしている。したがって、ヘッドトラック端部での H_z の影響が無視できるような、トラック幅の十分広いヘッドを用いた記録・再生を行うことに相当している。

4. 磁化遷移パラメーター

4.1 解析式

磁化遷移領域における磁化の急峻さを表す指標として、磁化遷移パラメーター a が用いられる。これは、磁化が $-M_r$ から $+M_r$ に変化した場合に、その遷移の幅を表す指標である。W-C モデルでは、磁化状態を $\arctan$ 関数、

$$M(x) = \frac{2M_r}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{x}{a} \right), \quad (4)$$

で近似した。ここで、 a は $M(x) = M_r/2$ を満たす x の値であ

Fig. 1 Example of hysteresis loops of the medium. ($H_c = 160 \text{ kA/m}$, $M_s = 100 \text{ kA/m}$)

り、 $2a$ が磁化分布の幅の目安を与える。Williams と Comstock は、記録状態に式(4)を、ヘッド磁界に Karlqvist 近似式を用いて、媒体ヒステリシス曲線の保磁力付近での傾きおよび媒体内の反磁界を考慮してパラメーター a を解析的に与えた。この W-C モデルによる a は、

$$a = \left(\frac{y(1-S^*)}{\pi Q} + \sqrt{\left(\frac{y(1-S^*)}{\pi Q} \right)^2 + \left(\frac{2M_r \delta}{H_c} \right) \left(\frac{2y}{Qr} \right)} \right) \times r, \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 y は媒体の膜厚方向の中心座標、 S^* は保磁力角形比、 Q はヘッド磁界の傾きの最大値、 M_r は残留磁化、 H_c は保磁力、 δ は膜厚、 $r = 1 - \chi(1 - S^*)H_c/M_r$, χ は媒体の磁化率である。式(5)から、パラメーター a は M_r/H_c に強く依存している事がわかる。しかし、 a は、一般に、ヘッド磁界の大きさによっても変わることが予想されるが、式(5)では、 a のヘッド磁界(起磁力)依存性は考慮されていない。法橋は W-C モデルを拡張して、起磁力(H_g)依存性を考慮した以下の式を導いた⁶⁾。

$$a = \sqrt{\frac{M_r \delta (1 + 4\pi k_m)}{\pi k_m A} + \left(\frac{\delta}{4} - \frac{M_r}{\pi k_m A} \right)^2} - \left(\frac{\delta}{4} - \frac{M_r}{\pi k_m A} \right). \quad (6)$$

ここで

$$A \equiv \frac{2H_g x_r \sin^2(\pi H_c/H_g)}{\pi g_r (d_r + \delta/2)}, \quad (7)$$

$$x_r = \sqrt{g_r (d_r + \delta/2) \cot\left(\frac{\pi H_c}{H_g}\right) - (d_r + \delta/2)^2 + \left(\frac{g_r}{2}\right)^2}, \quad (8)$$

である。式(6)~(8)において、 M_r は残留磁化、 H_c は保磁力、 δ は膜厚、 k_m は最大磁化率、 H_g はギャップ深部での磁界、 g_r はギャップ長、 d_r はスペーシングである。

以下では、式(5)で表される W-C モデルの a および式(6)~式(8)で表される W-C-法橋モデルの a と、シミュレーションの結果から求めた a とを比較する。

4.2 シミュレーション

シミュレーションでは、ヘッドの起磁力を変えて孤立遷移を記録し、記録磁化を、式(4)および以下の hyperbolic tangent 関数

$$M(x) = M_r \tanh\left(\frac{2x}{\pi a}\right), \quad (9)$$

に最小二乗法でフィッティングさせ遷移パラメーター a を求めた。なお、式(9)の a は、式(4)の $\arctan$ 関数の $x=0$ での勾配が等しくなるように定義された関数であり、磁化分布の幅を $M(x) = M_r/2$ を満たす x の 2 倍とすると、式(4)のその 0.86 倍になる。このようにして求めた a を、式(5)および式(6)の a と比較した。

5. 計算結果および考察

5.1 記録過程

Fig. 2 に孤立波の記録磁化状態の一例を示す。記録状態は、 M_y 成分はほとんど無く、 M_x 成分で表される。実線は M_x 成分を式(4)の $\arctan$ 型に、破線は式(9)の hyperbolic tan 型関数にフィッティングさせた結果である。この結果から、 M_x 成分は後者の関数でよく表されることが分かる。以下では、 $\arctan$ 関数でのフィッティングから求めたパラメーター a を a_{arc} 、hyperbolic tan 関数からのものを a_{hyp} と記す。

次にヘッドの起磁力を変化させ、同様な記録を行った。そのときの a の起磁力依存性の一例を Fig. 3 に示した。一般に a は、ある起磁力で極小値を持つように変化し、最適起磁力付近で最も小さな遷移幅を持つ起磁力が存在する。

以下では、それぞれの媒体について、同様の計算から求めた最小の a を遷移パラメーターとした。また、Fig. 4 に、媒体内の反磁界分布と起磁力の関係を示した。この図にお

Fig. 2 Recorded magnetization pattern (M_x), a fitting curve with an arctan function (solid line), and one with a hyperbolic tan function (dotted line).

Fig. 3 Calculated transition parameter a_{arc} and a_{hyp} vs. the magneto-motive force for a medium with $H_c = 160$ kA/m and $M_s = 100$ kA/m.

いて、反磁界分布のピークがシフトしている理由は、起磁力により、記録磁化の遷移の中心がシフトしているためである。この結果から、最小の a に相当する起磁力で媒体内の反磁界が最大になっており、磁化が急峻に記録されていることを示唆している。

次に、膜厚 δ で規格化した a を、 M_r/H_c を横軸に整理した結果を Fig. 5 ($H_c = 160$ kA/m)および Fig. 6 ($H_c = 280$ kA/m)に示す。W-C モデルによる式(5)の a は、起磁力に依存しないので、図の破線で示したように単一の曲線となっ

Fig. 4 Demagnetization fields vs. magneto-motive force.

Fig. 5 Normalized transition parameter a/δ vs. M_r/H_c for a medium with $H_c = 160$ kA/m.

Fig. 6 Normalized transition parameter a/δ vs. M_r/H_c for a medium with $H_c = 280$ kA/m.

てしまい、シミュレーション結果に一致しないことが分かる。一方、W-C-法橋モデルによる式(6)から求めた a (各計算点付近の棒線) は、シミュレーションの結果 (各点) と比較的良く一致している。W-C モデルおよび W-C-法橋モデルとも、記録磁化を $\arctan$ 関数で近似しているが、これらの結果は、媒体内の記録状態が $\text{hyperbolic tangent}$ 関数 (式(9)) で良く記述でき、W-C-法橋モデルの a (式(6)) と良く一致することを示しており、実用的に有用な結果である。なお、Fig. 5 および Fig. 6 には、同時に HMI⁴⁾ による a への影響も示してあるが、顕著な差は見られなかった。

5.2 再生過程

次に、これらの記録状態を用いて再生計算を行い、再生波形の半値幅から求めた PW_{50} を Fig. 7 ($a_{hyp} = 9 \text{ nm}$)、および Fig. 8 ($a_{hyp} = 18 \text{ nm}$) に示す。Fig. 7 および Fig. 8 には Karlqvist 磁界と $\arctan$ 型磁化遷移を仮定して、相反定理を用いて求められた PW_{50} ⁷⁾,

$$PW_{50} = 2\sqrt{(g_r/2)^2 + (a + d_r)(a + d_r + \delta)}, \quad (10)$$

の値を同時に示した。ここで、式(10)のパラメーター a として a_{hyp} を用いた。スペーシング d が小さいところを除いて両者は良く一致している事がわかる。 d が小さいところ

Fig. 7 Calculated and analytical PW_{50} vs. spacing d for $a_{hyp} = 9 \text{ nm}$.

Fig. 8 Calculated and analytical PW_{50} vs. spacing d for $a_{hyp} = 18 \text{ nm}$.

でずれが大きい理由は、Karlqvist 磁界と実ヘッドの磁界との差に原因があると考えられる。以上の結果から、式(6)を用いて、 a を予測すれば、 PW_{50} は式(10)で近似的に求められることが分かる。なお、同様の計算を HMI を考慮して行ったが、HMI の PW_{50} への影響は非常に小さい事がわかった。

6. まとめ

Poisson 方程式を有限要素法を用いて解く、記録・再生シミュレーションによって、種々の媒体の孤立磁化反転の磁化遷移パラメーター a を求め、Williams-Comstock(W-C)モデルおよびこれを拡張した W-C-法橋モデルによる a と比較した。その結果、以下の事がわかった。

1. 磁化状態は $\text{hyperbolic tangent}$ 関数でよく近似でき、磁化遷移パラメーターは、記録磁界 (起磁力) に依存する。
2. 記録状態を $\text{hyperbolic tangent}$ 関数でフィッティングさせて求めた遷移パラメーター a_{hyp} は、W-C-法橋モデルから予測される a と良く一致する。
3. 再生波形の半値幅 PW_{50} は、相反定理を用いて解析的に求められた PW_{50} の式の a に a_{hyp} を用いると、シミュレーションの結果と良く一致する。
4. ヘッド・媒体間相互作用(HMI)は、記録過程では a 、また再生過程では PW_{50} を小さくする効果を持つが、ここで扱った系では、その影響は小さく、数%程度である。

謝 辞

情報ストレージ研究推進機構(SRC)による研究助成および実験データの提供、ならびに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) M.L.Willams and R.L.comstock : *AIP Conf. Proc.*, Part 1, No.5, pp.738-742 (1971).
- 2) K.Shinagawa: *Seminar text(The magnetics society of Japan)*, 1 (1997-12) .
- 3) K. Shinagawa, H. Fujiwara, F. Kugiya, T. Okuwaki and M. Kudo : *J.Appl.Phys.*, 53, 2585 (1982).
- 4) A.Matsuo, T.Inutake, S.Takanosu and K.Shinagawa: *J. Magn. Soc. Jpn.*, 23, 1057 (1999).
- 5) I.A.Beardsley: *J.Appl.Phys.*, 53, 2572 (1982).
- 6) J.Hokkyou: *J.Magn.Soc.Jpn.*, 23, 847 (1999).
- 7) V.A.Maller and B.K.Middleton: *The Radio and Electronic Engineer*, 44, 281 (1974).

(2001 年 10 月 6 日受理, 2002 年 1 月 17 日採録)