相補単磁極ヘッドによる裏打ち層なし垂直媒体への高密度磁気記録

High-Density Magnetic Recording on a Perpendicular Medium with No Keeper Layer Using a Complementary Single-Pole Head

橋本 実

ソニー(株), コアテクノロジー & ネットワークカンパニー, 神奈川県横浜市保土ヶ谷区新桜ヶ丘 2-1-1 (☎240-0036)

M. Hashimoto

Sony Corporation, Core Technology & Network Company, 2-1-1 Shinsakuragaoka
Hodogaya-ku, Yokohama-shi, Kanagawa 240-0036

The double transition of a perpendicular medium with no keeper layer was investigated by using a 2D scalar field model. A double transition can be recorded by applying the bipolar field of a ring head. The backward transition at the trailing edge was used for memorizing bit information. The forward transition at the leading edge was overwritten by the backward transition after motion of the medium. The calculations for finding the transition length and the transition center of isolated transition were carried out on the basis of various types of transition modeling. As the result, it was confirmed that the transition length of the backward transition can be narrowed by the magnetostatic field induced by the forward transition even if the head field gradient of the ring head is poor. The calculated input/output curves and roll-off curves were compared with the experimental results, and good agreement was obtained. A complementary single-pole (CSP) head with a bipolar field and high field gradient was proposed as a means of attaining higher-density magnetic recording in a perpendicular medium with no keeper layer.

Key words: perpendicular magnetic recording, complementary single-pole head, double transition

1. はじめに

面内磁気記録の限界を越えた高い線記録密度を実現する方法として垂直磁気記録方式が期待されている¹⁾。さまざまな垂直磁気記録方式の中で、リングヘッドと単層垂直媒体を組み合わせた記録再生方式は、現行の面内磁気記録方式からの移行の労力が最も少ない²⁾。しかし、リングヘッド記録・単層垂直媒体を用いた記録再生特性の報告は各所で行われているが^{3), 4)}、単磁極ヘッド記録・裏打ち層付2層垂直媒体の特性と比較すると及ばない点が多い。裏打ち層と組み合わせられた単磁極ヘッドと比較したときのリングヘッドの垂直記録能力の不足が原因と考えられる。しかし、相対的に貧弱な垂直磁気記録能力しかもたないリングヘッドによる実験結果でありながら、比較的高い D_{50} が得られていることは注目に値する²⁾。リングヘッドを用いた垂直磁気記録の特徴は垂直磁界成分が正負2種類の極性をもつバイポーラ磁界であるため垂直方向に極性の異なる媒体磁化の対が同時に記録され、記録ギャップ近傍に媒体磁化対に対応した遷移が二つ形成されることである。Willaschek によって観測されたそれらの遷移は2重遷移 (double transi-

tion) と呼ばれる⁵⁾。一つは trailing 側の遷移でビット情報記録の役割を担う。もう一つは leading 側の遷移で記録瞬時にしか存在しない。本報では前者を後方遷移 (backward transition)、後者を前方遷移 (forward transition) と呼んで区別する。これに対して面内媒体の解析では O/W 特性の解析を行う場合を除いて、単一遷移 (single transition) モデルで扱われる⁶⁾。

性能的な見地から現在打ち捨てられている単層垂直媒体の磁気記録特性を向上できるなら、2重遷移モデルを追及することには意味がある。本報では、後方遷移に加えて前方遷移を考慮して単層垂直媒体の磁化分布を決定する計算方法を示す。従来の単一遷移モデルに比べて、2重遷移モデルが非常に高い精度で実験結果と一致することが示される。また、単層垂直媒体の線記録密度特性を向上させる試みとして単磁極ヘッド2個と単層垂直媒体を組み合わせた垂直磁気記録方式が検討される。

2. 計算方法

2.1 バイポーラ磁界

2重遷移モデルの説明図を Fig. 1 に示す。リングヘッドはギャップ内部に正負の磁荷を誘導してバイポーラ磁界を発生させる。同様に、隣合う主磁極面に正負の磁荷を誘導するように個々の単磁極ヘッドを電流駆動すればバイポーラ磁界が形成できる。本報では単磁極ヘッドを用いてバイポーラ磁界を発生する記録ヘッドのことを相補単磁極 (CSP; Complementary Single-Pole) ヘッドと呼称する。2重遷移の媒体磁化分布を解くにあたって、リングヘッドおよび CSP ヘッドの垂直磁界成分は Karlqvist 近似を用いて

$$H_y^{\text{RH}}(x, y) = \frac{H_0}{2\pi} \log \frac{(x - G_w/2)^2 + y^2}{(x + G_w/2)^2 + y^2} \quad (1a)$$

および

$$H_y^{\text{CSPH}}(x, y) = \frac{H_0}{\pi} \left(-\tan^{-1} \frac{x + G_s/2 + T_1}{y} + \tan^{-1} \frac{x + G_s/2}{y} + \tan^{-1} \frac{x - G_s/2}{y} - \tan^{-1} \frac{x - G_s/2 - T_2}{y} \right) \quad (1b)$$

で表した^{6), 7)}。ただし、 G_w はリングヘッドの記録ギャップ、 T_1 および T_2 は CSP ヘッドの主磁極長、 G_s は CSP ヘッド主磁極の間隔、(1a) 式の H_0 はリングヘッドの深ギャップ磁界、(1b) 式の H_0 は CSP ヘッド主磁極中央での垂直磁界である。媒体の

Fig. 1 Schematic picture of a double-transition model. (a) Ring head, where G_w is the write gap of the ring head and d is the head-medium spacing. (b) CSP (complementary single-pole) head, where T_1 and T_2 are the pole lengths of the CSP head and G_s is the spacing between the main poles of the CSP head. (c) Magnetization distribution of the double transition. A recording medium with a thickness of δ is divided into N layers. The transition length of the forward transition and backward transition are represented by $a_f(y)$ and $a_b(y)$, respectively. The transition center of the forward transition and backward transition are represented by $c_f(y)$ and $c_b(y)$, respectively.

保磁力 H_c で規格化されたリングヘッドおよび CSP ヘッドの垂直磁界分布を Fig. 2 に示す。 H_0/H_c が同じでもリングヘッドよりも CSP ヘッドの垂直磁界と磁界勾配は共に大きい。また、リングヘッドが線形動作する領域で H_0 は記録電流と以下の関係にあると仮定した。

$$H_0 = \frac{4\pi}{1000} \frac{\eta_w N_w I_w^{0-pk}}{G_w} \quad (2)$$

ただし、 η_w は記録ヘッドの効率、 N_w は巻線のターン数、 I_w^{0-pk} は記録電流波形の振幅である。記録ヘッドの飽和磁束を B_s とすれば、飽和時のリングヘッドでは $H_0 = B_s$ 、CSP ヘッドは $H_0 = B_s/2$ となる。

2.2 媒体磁化分布

線記録密度を高めるには、遷移領域の遷移幅が狭く遷移中心が膜面に対して垂直である必要がある。膜厚方向の遷移幅および遷移中心の分布を知るために 2D スカラーモデルを用いて計

Fig. 2 Bipolar field of (a) a ring head and (b) a CSP head, where $y = -d$, $d = 0.28G_w$, $T_1 = T_2 = G_w$, and $H_0/H_c = 3.5$. Both the forward transition center $c_f(y)$ and the backward transition center $c_b(y)$ are denoted by solid circles (●). These transition centers correspond to a head field equal to the coercivity on condition that $4\pi M_r/H_c = 0$.

算した⁸⁾。膜厚の媒体は Fig. 1(c) のように N 層に分割される。媒体の深さ方向分割数は、厚膜媒体で 20、薄膜媒体で 10 とした。媒体磁化垂直成分の分布を逆正接関数で近似した。第 i 層の媒体磁化分布は深さ $y_i = (-d - (2i-1)\delta/2N)$ において

$$M_y^i(x, y) = \frac{2M_r}{\pi} \left(-\tan^{-1} \frac{x - c_b(y_i)}{a_b(y_i)} + \tan^{-1} \frac{x - c_f(y_i)}{a_f(y_i)} + \frac{\pi}{2} \right) \quad (3)$$

で表される。ただし、 M_r は媒体の残留磁化、 a_f および a_b はそれぞれ前方遷移および後方遷移の遷移幅、 c_f および c_b はそれぞれ前方遷移および後方遷移の遷移中心である。(3) 式右辺 () 内第 3 項は磁化分布が $[-M_r, +M_r]$ の範囲に分布するように加えられた補正項である。以前に記録された磁化は前方遷移右側の磁化と同じ向きと仮定したので、(3) 式は垂直媒体にとっての easy transition を表すことになる。媒体移動方向は $-x$ 方向と仮定した。後方遷移はビット情報を記録する遷移であるが、前方遷移はヘッド移動に伴って後方遷移によって上書きされる。このため、NRZ 記録後の単層垂直媒体を直接観察してみても前方遷移の痕跡を見いだすのは困難である。ただし、あらかじめ単層媒体を DC 消去してから RZ 記録することにより、前方遷移と後方遷移を分離して観測することは可能である⁵⁾。

記録再生特性やロールオフ特性を計算する場合には、(3)式右辺にビット長間隔で極性の反転する記録済み隣接遷移を加えた。隣接遷移の遷移幅および遷移中心は後方遷移と常に同じと仮定した。媒体の磁化曲線は保磁力 H_c 付近で磁化率 χ をもつ菱形の MH 曲線で近似した。垂直媒体で用いられるループの傾き α と χ は以下のような関係がある。

$$\chi = \frac{\alpha}{4\pi} = \frac{M_r}{(1-S^*)H_c} \quad (4)$$

ただし、 S^* は保磁力角型比である。検討対象となる単層垂直媒体は $4\pi M_r/H_c < 1$ の範囲に限定した。 $4\pi M_r/H_c < 1$ であれば磁化反転領域は記録時にはほぼ決定されるので、ヘッド磁界が取り去られた後のマイナーループ上での自己減磁過程を考慮したとしても磁化遷移幅や遷移中心に対する修正はわずかである⁹⁾。

2.3 磁化反転条件

遷移幅および遷移中心を決定する磁化反転条件として

$$-H_c = H_y^{\text{head}}(x, y_i) + H_y^{\text{medium}}(x, y_i) + H_y^{\text{image}}(x, y_i) \quad (5a)$$

および

$$\frac{dM_y^i(x, y)}{dx} = \chi \left(\frac{dH_y^{\text{head}}(x, y_i)}{dx} + \frac{dH_y^{\text{medium}}(x, y_i)}{dx} + \frac{dH_y^{\text{image}}(x, y_i)}{dx} \right) \quad (5b)$$

を用いた。(5a)式は合成磁界が媒体保磁力に等しくなる条件、(5b)式は合成磁界勾配が媒体磁化分布勾配に比例する条件を表す。ただし、 H^{head} はヘッド磁界、 H^{medium} は記録済みの隣接遷移+後方遷移+前方遷移からの寄与を含む媒体磁界、 H^{image} は記録ヘッドに映る媒体鏡像磁界である。記録済みの隣接遷移は偶数個(20)考慮した。リングヘッドの場合、 H^{image} には記録済みの隣接遷移の鏡像磁界も含むが、CSPヘッドの場合は記録済みの隣接遷移の近傍に軟磁性膜が存在しないので H^{image} に記録済みの隣接遷移の鏡像磁界は含まない。面内および垂直媒体磁界表現として Bertram の式を修正^{*1}して用いた⁶⁾。(5a)式および(5b)式を連立して解くことにより、未知変数(遷移中心および遷移幅)を求めることができる。単一遷移モデルは $2N$ 個の未知変数を含む非線形連立方程式、2重遷移モデルの場合は前方遷移と後方遷移の遷移中心および遷移幅各々が従属関係にあるので $4N$ 個の未知変数を含む非線形連立方程式となる。Mathematica でプログラムを記述し、Newton 法により連立非線形方程式の解を求めた。

2.4 再生出力

再生ヘッドとしてシールド型スピンプルヘッドを仮定した。相反定理を用いれば再生出力は以下のような式で表される¹⁰⁾。

$$V(x) = \frac{I_s}{h} W \Delta R_{sq} \cdot \frac{M_r \delta_{\text{rec}}}{M_s^{\text{MR}} t} \cdot \langle \eta_r \rangle \cdot \phi(x) \quad (6)$$

ただし、 I_s はセンス電流、 h は素子高さ、 W はトラック幅、 ΔR_{sq} はスピンプルシートに巨大磁気抵抗変化量、 $M_r \delta_{\text{rec}}$ は記録媒体の残留磁化・記録深さ積、 $M_s^{\text{MR}} t$ は自由層の飽和磁化・膜厚積、 $\langle \eta_r \rangle$ は再生効率、 $\phi(x)$ は相反ポテンシャルである。記録深

さ δ_{rec} の定義は 3.1 節で行われる。相反ポテンシャルは媒体磁化の膜厚方向分布を考慮し、面内媒体および垂直媒体でそれぞれ

$$\phi(x) = \frac{1}{2NM_r} \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} (-\nabla \cdot \mathbf{M}^i(x, y_i)) \Phi_1 dx' \quad (7a)$$

および

$$\phi(x) = \frac{1}{2NM_r} \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{M}^i(x, y_i) \cdot (-\nabla \Phi_1) dx' \quad (7b)$$

で表される。ただし、 Φ_1 はスカラーポテンシャルである。面内媒体の相反ポテンシャルは単峰性のパルス、単層垂直媒体の相反ポテンシャルはダイパルスとなる。再生出力はパルスのピーク・ピーク値 TAA (文献3で用いられる E_p) で定義した。面内媒体のパルス幅は片側パルスの半値全幅 PW_{50} 、垂直媒体のパルス幅はダイパルスのピーク・ピーク全幅 PW_{pp} (文献3で用いられる X_s) で定義される。遷移中心や遷移幅が等しければ、孤立波形の再生出力とパルス幅は面内媒体と単層垂直媒体でほぼ等しくなることが知られている¹¹⁾。

3. 計算結果と考察

3.1 厚膜媒体磁化分布の計算例

単一遷移モデルと2重遷移モデルの比較および面内媒体と垂直媒体の比較を行うために、以下の4通りの方法で孤立遷移の遷移幅と遷移中心の分布を計算した。

- a: リングヘッド+単一遷移モデルの面内媒体
- b: リングヘッド+単一遷移モデルの垂直媒体
- c: リングヘッド+2重遷移モデルの垂直媒体
- d: CSPヘッド+2重遷移モデルの垂直媒体

ただし、 $H_0/H_c = 3.5$, $S^* = 0.2$, $d = 0.28G_w$ と仮定した。遷移中心および遷移幅の計算結果を Fig. 3 および Fig. 4 に示す。Fig. 3(a)~(d) いずれの方法でも $4\pi M_r/H_c = 0$ のときの遷移中心の分布は媒体 H_c に等しい記録ヘッド磁界分布と一致する。媒体の記録深さ δ_{rec} は、媒体表面 ($y = -0.28G_w$ または $y = -0.28T_1$) から遷移中心が最も深くまで達した位置までの距離で定義される。

単一遷移モデルの場合、 $4\pi M_r/H_c$ が増加すると膜厚方向の媒体静磁界がヘッド磁界に干渉するため記録深さが、(a) ではしだいに浅く、(b) ではしだいに深くなる傾向にある。しかし、 $4\pi M_r/H_c < 1$ なので、記録ヘッドの等磁界曲線からの修正はごくわずかである。また、ヘッド直下の遷移中心の位置が $4\pi M_r/H_c$ にあまり依存しないという特徴をもつ。(a) および (b) の記録深さは、それぞれ、 $0.7G_w$ および $0.2G_w$ 程度である。遷移幅はほぼヘッド磁界勾配によって決まるので、表面では狭く深い位置で広がる。 $4\pi M_r/H_c = 0.6$ の場合、(a) および (b) の表面での遷移幅は、それぞれ、 $0.25G_w$ および $1.1G_w$ 程度になる。深さ方向に平均したとしても (a) に比べて (b) の遷移幅は倍以上広い。単一遷移モデル (a) および (b) における記録深さと遷移幅の相違は、単純にリングヘッドの面内記録能力と垂直記録能力の差が現れた結果である。

2重遷移モデルの場合は、単一遷移モデルとは非常に異なる結果が得られる。(c) および (d) の遷移中心の分布は $4\pi M_r/H_c$ が増加するに従ってヘッド磁界等磁界曲線とは無関係に垂直な

*1 Bertram の原著⁶⁾の(4.8)式には $y < 0$ で H_z^2 の符号が逆転しない誤り、(4.9)式には $y = -\delta/2$ で H_z^2 の大きさが不連続になる誤りがある。

Fig. 3 Transition center of (a) a longitudinal single transition written by a ring head, (b) a perpendicular single transition written by a ring head, (c) a perpendicular double transition written by a ring head, and (d) a perpendicular double transition written by a CSP head, where $H_0/H_c=3.5$, $d=0.28G_w$, $S^*=0.2$, A: $4\pi M_r/H_c=0$, B: $4\pi M_r/H_c=0.3$, C: $4\pi M_r/H_c=0.6$, D: $4\pi M_r/H_c=0.9$.

Fig. 4 Transition length of (a) a longitudinal single transition written by a ring head, (b) a perpendicular single transition written by a ring head, (c) a perpendicular double transition written by a ring head, and (d) a perpendicular double transition written by a CSP head, where $H_0/H_c=3.5$, $d=0.28G_w$, $S^*=0.2$, A: $4\pi M_r/H_c=0$, B: $4\pi M_r/H_c=0.3$, C: $4\pi M_r/H_c=0.6$, D: $4\pi M_r/H_c=0.9$.

分布に近づく。 $4\pi M_r/H_c=0.6$ の場合、(c) および (d) の記録深さは、それぞれ、 $0.6G_w$ および $1.1T_1$ 程度になる。また、ヘッド直下の遷移中心の位置が $4\pi M_r/H_c$ に応じて外側に移動するという特徴をもつ。垂直媒体では $4\pi M_r/H_c$ のばらつきは遷移中心の大きな揺らぎをもたらすので、結晶粒の異方性分散や配向を精度良く制御することが重要である。前方遷移の遷移幅に比べて後方遷移の遷移幅が広いのは、Fig. 2 に示すように後方遷移側のヘッド磁界勾配が小さいためである。後方遷移の遷移幅は媒体磁界勾配によって決まる傾向があるため、深い位置でも遷移幅はそれほど広くならない。(c) の場合、後方遷移の遷移幅は表面よりも深い位置でわずかに狭くなる。これは前方遷移と後方遷移の遷移中心が深い位置で接近するので、両者の媒体磁界勾配が重なり合うためである。ただし、(b) に比べて (c) の遷移幅が増加するのは、 $4\pi M_r/H_c$ に応じて遷移中心が外側に移動してヘッド磁界勾配が大きく減少するためである。 $4\pi M_r/H_c$ の場合、(c) および (d) の表面での遷移幅は、それぞれ、 $1.1G_w$ および $0.3T_1$ 程度になる。(b) と (c) の遷移幅は表面では同じだが深い位置で大きな差が生じる。媒体厚さが G_w に比べて無視できるほど薄くなければ単一遷移モデルと 2 重遷移モデルでは遷移幅の評価に差が現れることになる。また CPS ヘッドの主磁極長さを $T_1=G_w$ にすることができれば、(d) に示すとおり、(a) と遜色ない遷移幅を実現することが可能であることがわかる。

3.2 リングヘッド記録再生実験結果との比較

3.1 節から単一遷移モデルと 2 重遷移モデルでは記録される磁化分布に大きな違いがあることがわかった。そこで、秋田高度技術研究所 (AIT) の梁瀬らによって報告された実験結果^{3), 4)} との比較を行った。実験に用いられた記録ヘッドのパラメータを Table 1 に示す。ただし、MIG ヘッドの飽和磁束密度と効率 は筆者の推測値である。CoCr₂₂Nb₄ 単層垂直媒体のパラメータを Table 2 に示す。再生ヘッドのパラメータを Table 3 に示す。文献 3 で報告されているのは再生ギャップ、スペーシング、およびトラック幅のみである。他のパラメータは筆者が便宜上定めた値である。記録時のヘッド・媒体間隔は $d=0.28G_w$ であるが、再生時には $d=0.35G_w$ に変わる。線記録密度 2 kFCI におけるパルス幅および記録再生特性の実験結果と計算結果を Fig. 5 に示す。出力がピークとなる記録電流において計算した遷移幅の線記録密度依存性^{*2} および出力のロールオフ曲線を Fig. 6 に示す。ロールオフ曲線の D_{50} の実測値は 170 kFCI である。計算結果は単一遷移モデル (破線) と 2 重遷移モデル (実線) の両方を示した。

単一遷移モデルによる計算結果 (A) の特徴は記録電流が小さいときパルス幅が広くなり、出力がピークをとる記録電流が大きくなることである。パルス幅が低い電流で広がるのは記録磁界勾配が小さいためである。記録ヘッドの等磁界曲線が媒体に対して垂直になる記録電流においてヘッド磁界勾配が最大になるのでパルス幅は極小値をとる。出力がピークをとる記録電流 (8 mA: $H_0/H_c=4.4$ に相当する) が大きいのはリングヘッドの

*2 遷移中心の線記録密度依存性は NLTS として実測される遷移幅に関しては NLTS に類する言葉がない。便宜上、遷移幅の線記録密度依存性と称する。

Table 1 Parameters of the write head

Write gap G_w	$0.15 \mu\text{m}$
Saturation flux density B_s	1.5 T
Efficiency η_w	0.7
Coil N_w	30 turns
Head-medium spacing d	42 nm

Table 2 Parameters of the perpendicular medium with no keeper layer

Saturation magnetization M_s	180 emu/cc
Coercivity H_c	3200 Oe
Thickness δ	50 nm
Squareness S	0.79
Coercivity squareness S^*	$0.2 \quad (\alpha = 0.7)$

Table 3 Parameters of the read head

Read gap G_r	$0.18 \mu\text{m}$
Head-medium spacing d	52 nm
Track width W	$1.4 \mu\text{m}$
Height h	$0.8 \mu\text{m}$
Free layer $M_s^{MR_t}$	$800 \text{ emu/cc} \times 10 \text{ nm}$
Free layer H_k	3 Oe
Sheet resistance R_{sq}	15Ω
GMR $\Delta R_{sq}/R_{sq}$	7%
Sense current I_s	5 mA
Permanent mag. $M_r^{PM} \delta^{PM}$	$400 \text{ emu/cc} \times 40 \text{ nm}$

垂直磁気記録能力の貧弱さに起因して記録深さが媒体厚さ (50 nm) に達するのに大きな記録電流が必要なためである。長波長領域での遷移幅は 180 nm と記録ギャップよりも広く、短波長でもようやく 100 nm を下回る程度である。この結果、計算された D_{50} は 140 kFCI 程度に過ぎず、実験値よりも小さくなる。単一遷移モデルのまま D_{50} を増やすには、例えば、媒体の

Fig. 5 Dependence of (a) the pulse width on the write current and (b) the output on the write current, where $D=2 \text{ kFCI}$. A is a perpendicular single transition written by a ring head, and B is a perpendicular double transition written by a ring head. The experimental results are denoted by solid circles (●).

Fig. 6 (a) Dependence of the transition length on the linear density and (b) roll-off curves. A is a perpendicular single transition written by a ring head, and B is a perpendicular double transition written by a ring head.

S^* を実際よりも大きく見積もる必要がある。

これに対して 2 重遷移モデルの場合 (B) のパルス幅は記録電流に比例して増加し、出力のピーク値は比較的低い電流で現れる。パルス幅が記録電流に比例して増加するのは、遷移幅を決定するヘッド磁界勾配が後方遷移の移動に伴って減少するためである。記録電流の増加→後方遷移の移動→ヘッド磁界勾配の減少→遷移幅の増加→パルス幅の増加、これら一連の過程によりパルス幅が記録電流に対して単調に広がる結果となる。面内磁気記録に見られるような記録電流に対するパルス幅の極小点は存在しない。また出力のピーク値が低い記録電流 (5 mA: $H_0/H_c=2.75$ に相当する) で現れるのは、リングヘッドの垂直磁気記録能力の貧弱さを補うように前方遷移による静磁界が作用し、比較的低い記録電流で記録深さが媒体膜厚に到達するためである。面内磁気記録のように飽和記録した後に出力のピークが現れないのは、記録電流の増加によって遷移幅が増大し再生ヘッドが感じる媒体磁界が減少するためである。長波長領域での遷移幅は 120 nm 程度と記録ギャップよりも狭く、短波長では 60 nm と媒体膜厚程度まで低下する。この結果、 D_{50} は 170 kFCI となり、実験結果と精度良く一致する。

3.3 CSP ヘッドによる高密度垂直磁気記録

3.2 節で注目すべきは、2 重遷移モデルで計算した方が単一遷移モデルで計算するよりも遷移幅が狭くなることである。こ

Fig. 7 Dependence of (a) the pulse width on H_0/H_c and (b) the output on H_0/H_c , where $D=2$ kFCI. A is a longitudinal single transition written by a ring head, and B is a perpendicular double transition written by a CSP head.

これは、3.1節で述べた媒体の深い位置での遷移幅が前方遷移が誘起する媒体静磁界の作用により狭くなるためである。リングヘッド+単層垂直媒体で果たせなかった面内磁気記録に匹敵する線記録密度特性を実現する鍵はこの点にある。すなわち、2重遷移を形成するパイボラ磁界とヘッド磁界勾配の改善を同時に実施することであり、この目的のためにCSPヘッドが考案された。CSPヘッドの効果を評価するために、以下の2通りの記録方式を検討した。

A: リングヘッド+面内媒体

B: CSPヘッド+単層垂直媒体

線記録密度2 kFCIにおける記録再生特性をFig. 7に示す。 $H_0/H_c=3$ における遷移幅の線記録密度依存性および出力のロールオフ特性をFig. 8に示す。ヘッドおよび媒体の条件はTable 1~3の数値をそのまま用いた。ただし、 $B_s=\infty$, $T_1=G_w$ と仮定した。また、記録ヘッドの効率がリングヘッドとCSPヘッドで同一とは考えられないので記録再生特性の横軸を記録電流に換算しなかった。

記録再生特性においてAとBにはほとんど相違がない。これはリングヘッドの面内磁界分布とCSPヘッドの垂直磁界分布が類似しているためである。したがって、最適な H_0/H_c もほぼ同一である。長波長領域での遷移幅はBの方がAよりも広いが、短波長領域ではBの方がAよりも若干だが狭くなる。この結果、Aの D_{50} が140 kFCIに過ぎないのにBの D_{50} は210 kFCIと非常に大きくなる。この差に関しては垂直媒体の D_{50} が大きくなるのは再生波形がダイパルスであることに負うところが大きいことを割り引いて判断する必要がある。Fig. 8(a)に示す遷移幅には大きな違いがないことから、Table 1~3の条件のもとではAとBは同等の実力があると考えるのが妥当である。さらにCSPヘッドのtrailing側に分解能の高いシールド型単磁極ヘッド¹²⁾を用いれば面内磁気記録を超えた単層垂直磁気記録も可能かもしれない。これらの計算では保磁力角型比 S^* が非常に低い媒体を想定したが、 S^* が大きい多層膜垂直媒体を用いれば、線記録密度の大幅な向上が期待できる。

Fig. 8 (a) Dependence of the transition length on the linear density and (b) roll-off curves, where $H_0/H_c=3.0$. A is a longitudinal single transition written by a ring head, and B is a perpendicular double transition written by a CSP head.

4. まとめ

リングヘッドおよびCSPヘッドを用いた単層垂直記録方式を検討した。単層垂直磁気記録では2重遷移の作用により記録深さが大きく遷移幅が狭くなることがわかった。2重遷移モデルから得られた計算結果とリングヘッド記録・単層垂直媒体の実験結果は高い精度で一致することがわかった。リングヘッドと同様のパイボラ磁界と高いヘッド磁界勾配を有するCSPヘッドで記録を行うことにより、線記録密度において面内磁気記録に匹敵する単層垂直磁気記録が可能であることがわかった。

謝辞 2重遷移モデルに行き着く過程でご議論・ご指導いただいたソニー(株)宮内貞一主任研究員に深く感謝いたします。

文 献

- 1) S. Iwasaki, J. Hokkyo: Perpendicular Magnetic Recording (Ohmsha, Ltd., 1991).
- 2) 二本正昭, 平山義幸, 本多幸雄, 伊藤研也: 日本応用磁気学会誌, 21, 950 (1997).
- 3) 梁瀬 智, 本多直樹, 大内一弘: 日本応用磁気学会誌, 23, 989 (1999).
- 4) 梁瀬 智, 本多直樹, 有明 順, 大内一弘: 信学技報, MR98-68, 29 (1999).
- 5) K. Willaschek: *J. Magn. Magn. Mat.*, 94, 215 (1991).
- 6) H. N. Bertram: Theory of Magnetic Recording (Cambridge University Press, 1994).
- 7) B. K. Middleton and C. D. Wright: *IEEE Trans. Magn.*, 19, 1486 (1983).
- 8) D. Wei, H. N. Bertram, and F. Jeffers: *IEEE Trans. Magn.*, 30, 2739 (1994).
- 9) 法橋滋郎: 日本応用磁気学会誌, 22, 1244 (1998).
- 10) M. Hashimoto: *IEICE Trans. Electron.*, E82-C, 2227 (1999).
- 11) 法橋滋郎: 第22回日本応用磁気学会学術講演予稿集, 札幌, 1998, 20pD-21 (日本応用磁気学会, 1998).
- 12) K. Yamakawa, K. Taguchi, K. Ise, N. Honda, and K. Ouchi: Digests of PMRC 2000, Sendai, 2000, 26aA-01 (The Magnetic Society of Japan, 2000).

(2000年11月13日受理, 2001年3月9日採録)