

경계 요소법에 의한 자기 박막 헤드의 자장 계산 (Computation of Magnetic Thin-Film Head Field with the Boundary Element Method)

安昌會*, 李壽永*, 羅正雄*

(Chang Hoi Ahn, Soo Young Lee and Jung Woong Ra)

要 約

경계요소법을 이용하여 자기 박막 헤드의 자장을 계산하고, 자화 물질이 헤드 아래에 존재할 때 헤드의 자장에 미치는 영향을 연구하였다. 3가지의 서로 다른 자화율을 갖는 영역에 대해서 경계요소법이 잘 적용됨을 보였으며, 헤드 아래의 자화 물질이 자속의 경로를 감소시키며 헤드 공극 사이의 자장을 증가시킴을 보였다.

Abstract

The fringe field of magnetic thin-film head is calculated with the Boundary Element Method (BEM), and the effects of a permeable underlayer to the head field are studied. It is found that the BEM can be efficiently used for this complex problem consisting of three different permeable regions, and the permeable underlayer effectively reduces the length of magnetic flux path and increases the fringe field.

I. 서 론

자기 헤드(magnetic recording head)는 자기디스크나 자기테이프와 같은 자기물질(magnetic material)에 자장(magnetic field)을 가하여 자화(magnetization) 시킴으로써 정보를 기록하게 하는 소자이다. 최근에 와서 많이 사용되고 있는 자기 박막헤드(magnetic thin film head)는 박막 기법에 의해 만들어지기 때문에 기존의 bulk헤드에 비해서 소형화되고, 상대적으로 가격이 저렴하여 고밀도 기록이 요구되는

컴퓨터 기억장치에 사용되고 있다. 이러한 자기헤드의 설계에 있어서 자장 분포가 매우 중요한 요소가 된다.

그림 1은 자기 박막헤드의 단면을 나타낸 것인데 P_1, P_2 는 양쪽 pole의 너비를 각각 나타내고 g 는 헤드의 공극(gap) 그리고 PH 는 pole의 높이를 나타낸다. 헤드의 아래에 S 의 간격을 두고 두께 t 의 자기물질이 존재한다.

자기헤드의 모양에 따라서 헤드 공극(gap) 사이의 자장 분포가 달라지게 되는데, 기존의 링(ring) 모양의 헤드에 대해서는 Karlquist^[1]가 근사해법에 의해서 자장을 해석적으로 계산하였다. 그러나, 이 근사해법에 의한 자장은 pole의 너비와 헤드 케라이트

*正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Dept. of Electrical Eng., KAIST)
接受日字: 1988年 2月 10日

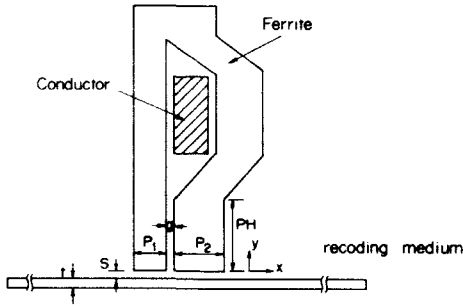


그림 1. 자기 박막헤드의 단면
Fig. 1. Cross-section of magnetic thin-film head.

의 투자율이 무한하다고 근사하여 계산한 것이므로 유한한 크기를 갖는 pole과 헤드 페라이트의 투자율이 유한한 자기 박막헤드에는 오차가 커지게 된다. 양쪽 pole의 너비가 같은 자기헤드의 자장은 conformal mapping에 의하여 해석되어 있으나^{2,3}, 이 역시 무한 투자율로 하여 근사해석 하였으며 임의의 모양을 갖는 자기헤드에 대해서는 적용하기 어렵다.

따라서 정확한 헤드의 자장을 구하기 위해서 수치적 해법을 많이 이용하는데, 크게 유한차분법 (finite difference method), 유한요소법(finite elementmethod), 그리고 경계요소법(boundary element method)로 나뉜다.^{4,6)}

유한차분법과 유한요소법은 해석 영역 전체를 작은 요소로 나뉘어야 하므로, 많은 요소를 필요로 하여 계산시간 및 컴퓨터 기억용량 사용면에서 비 효율적이다. 또한, 개영역 (open boundary region) 문제를 미분방정식으로 해석한 경우 요소 수가 많아지고 정확한 경계조건을 맞춰주기 힘들다. 경계요소법은 경계선상에만 요소가 존재하여 유한차분법과 유한요소법에 비해 계산시간과 기억용량 사용면에서 효율적이다. Lean⁶⁾이 경계요소법으로 계산한 방법은 도체 전류에 의해서 헤드 페라이트에 유기된 자기 전원 (magnetic source)을 구하고 이 자기원에 의한 자장과 도체전류에 의한 자장을 중첩하여 구한 것이다. 이 논문에서는 Green's formula에 기초한 경계요소법으로 자기 박막헤드의 자장을 계산하고 또한 자기 디스크나 자기테이프 같은 자기물질이 헤드의 자장 분포에 미치는 영향을 다영역 (multi-region)에 경계요소법을 적용하므로써 계산하였다.

II. 자기 박막헤드의 모델과 경계요소법의 적용

다중채널인 경우에 헤드가 1차원 어레이(array)로

배열되어 있는데, 여기서는 한 채널에 대한 헤드를 독립적으로 떼어서 모델링하였다. 앞의 그림 1의 헤드에서 트랙의 너비는 100 μ m 정도이고, pole과 공극의 크기가 10 μ m 미만이므로, 헤드의 단면만을 사용하여 2차원 문제로 귀착시켰다. ferrite가 증착된 Substrate와 ferrite와 도체사이의 Glass bonding 부분은 투자율 μ_0 로 하여 진공과 같다고 본다. 도체의 투자율은 진공중의 투자율 μ_0 와 같으며, ferrite인 헤드 코어(core)는 비투자율 $\mu_r=250000$ 으로 균일하게 둔다. 자기포화는 고려하지 않으며, 헤드 코어는 등방성 매질이라고 가정한다. 그림 2는 경계적분법 (boundary integral method)을 위한 헤드의 단면을 나타내었다. 그림 2에서 보는 바와 같이 각각의 균일한 매질로 이뤄진 2차원 영역 R_1, R_2 및 R_3 와 B_1 과 B_3 로 분리되어 있다. 자장 \mathbf{B} 는 자기벡터 포텐셜 (magnetic vector potential) \mathbf{A} 를 이용하여 다음식과 같이 쓸 수 있다. 즉 $\mathbf{B}=\nabla \times \mathbf{A}$ 일때 각 영역에서 \mathbf{A} 는 파동 방정식을 만족한다.

$$L_v \mathbf{A}(r) = (\nabla^2 + k^2) \mathbf{A}(r) = -\mu \mathbf{J}(r) \tag{1}$$

식(1)에서 L_v 은 operator $(\nabla^2 + k^2)$ 을 나타내며, k 는 영역내의 파수 (wave number)에 해당한다. 또한, 파수 k 인 자유공간 그린함수 (Green's function) $G(r, r')$ 은

$$L_v G(r, r') = (\nabla^2 + k^2) G(r, r') = -\delta(r-r') \tag{2}$$

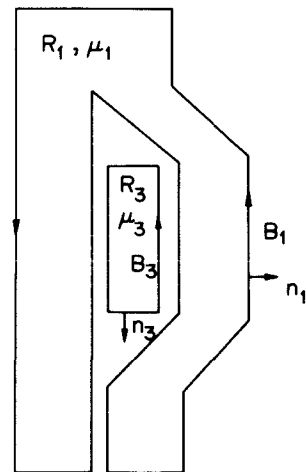


그림 2. 경계 적분을 위한 헤드 단면의 경로
Fig. 2. Boundary integral path of magnetic head.

을 만족하며, r 은 관측점 (observation point), r' 은 전원점 (source point)을 나타낸다. 식 (1)과 식 (2)로부터

$$\begin{aligned} & \int [G(r, r') L_v \mathbf{A}(r) - \mathbf{A}(r) L_v G(r, r')] ds \\ &= \int [G(r, r') \nabla^2 \mathbf{A}(r) - \mathbf{A}(r) \nabla^2 G(r, r')] ds \\ &= - \int \mu \mathbf{J}(r) G(r, r') ds + \mathbf{A}(r') \end{aligned} \quad (3)$$

이 되고, 그린의 정리를 이용하면

$$\begin{aligned} & \int \left[G(r, r') \frac{\partial \mathbf{A}(r)}{\partial n} - \mathbf{A}(r) \frac{\partial G(r, r')}{\partial n} \right] dl \\ &= - \int \mu \mathbf{J}(r) G(r, r') ds + \mathbf{A}(r') \end{aligned} \quad (4)$$

가 된다. 여기서 n 은 경계면 밖으로 향하는 수직 방향의 단위 길이이다. 윗 식에서 r 와 r' 을 서로 바꾸면 $G(r, r')$ 은 대칭이므로

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(r) = & - \int \mu \mathbf{J}(r) G(r, r') ds + \iint \left[G(r, r') \frac{\partial \mathbf{A}(r')}{\partial n} \right. \\ & \left. - \mathbf{A}(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n} \right] dl \end{aligned} \quad (5)$$

로 쓸 수 있다. 이 식을 이용하면 경계면에서의 $\mathbf{A}(r)$ 와 $\partial \mathbf{A}(r)/\partial n$ 로부터 영역 내부의 임의의 점에서 $\mathbf{A}(r)$ 을 구할 수 있다. 여기서 자기헤드를 2차원 근사 해석하므로, 도체전류밀도 \mathbf{J} 와 자기벡터 포텐셜 \mathbf{A} 가 z 방향 성분만이 존재하게 되어 스칼라 문제로 변환할 수 있다. 따라서 식 (5)는 자기헤드의 각 영역에서 G_1, G_2 및 G_3 를 각각 영역 R_1, R_2 및 R_3 에서의 그린함수라 할 때 아래와 같이 된다.

$$\mathbf{A}_1(r) = \iint_{B_1} \left[G_1(r, r') \frac{\partial \mathbf{A}_1(r')}{\partial n_1} - \mathbf{A}_1(r') \frac{\partial G_1(r, r')}{\partial n_1} \right] dl \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_2(r) = & \int_{B_1+B_3} \left[G_2(r, r') \frac{\partial \mathbf{A}_2(r')}{\partial n_2} \right. \\ & \left. - \mathbf{A}_2(r') \frac{\partial G_2(r, r')}{\partial n_2} \right] dl \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_3(r) = & - \int \mu_3 \mathbf{J}(r') G_3(r, r') ds \\ & + \iint_{B_3} \left[G_3(r, r') \frac{\partial \mathbf{A}_3(r')}{\partial n_3} \right. \\ & \left. - \mathbf{A}_3(r') \frac{\partial G_3(r, r')}{\partial n_3} \right] dl \end{aligned} \quad (8)$$

z 성분의 자기벡터 포텐셜 A 에 대한 경계조건은 경계 B_1 과 B_3 에서 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(r) = \mathbf{A}_2(r) \\ \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial \mathbf{A}_1(r)}{\partial n_1} = - \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial \mathbf{A}_2(r)}{\partial n_2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_2(r) = \mathbf{A}_3(r) \\ \frac{1}{\mu_3} \frac{\partial \mathbf{A}_2(r)}{\partial n_3} = - \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial \mathbf{A}_3(r)}{\partial n_2} \end{aligned} \quad (10)$$

자기벡터 포텐셜 \mathbf{A} 로부터 x 방향과 y 방향의 자속밀도는 $B_x = \partial A / \partial y$, $B_y = -\partial A / \partial x$ 가 된다. 자기박막 헤드의 단면의 크기가 사용주파수의 파장보다 훨씬 작으므로 정자계 문제로 해석이 가능하고, 식 (1)에서 파수 $k=0$ 으로 하면 그린함수는 $G(|r-r'|) = -1/2\pi \ln |r-r'|$ 으로 주어진다. 따라서 그린함수는 매질에 무관함으로 모든 영역에서 같은 표현식이 된다. 즉,

$$G_1(r, r') = G_2(r, r') = G_3(r, r') = G(|r-r'|) \quad (11)$$

가 된다. 경계면에서의 $\mathbf{A}(r)$ 과 $\partial \mathbf{A}(r)/\partial n$ 을 구하기 위해서 관측점 r 을 경계면으로 이동하여, 식 (9), (10)의 경계조건을 이용하면 식 (6)-(8)은 다음식과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(r) - \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_1 q_1(r') \right. \\ \left. - \mathbf{A}_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1(r) + \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_1(r') \right. \\ \left. - \mathbf{A}_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl \\ + \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_3(r') \right. \\ \left. - \mathbf{A}_3(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_3(r) + \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_1(r') \right. \\ \left. - \mathbf{A}_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl \\ + \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_3(r') \right. \\ \left. - \mathbf{A}_3(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

$$A_3(r) - \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_3 q_3(r') - A_3(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = A^J(r) \quad (15)$$

위의 식들에서 $A_1(r), A_3(r)$ 및 $q_1(r), q_3(r)$ 은 각각 경계 B_1, B_3 에서 $A(r), \partial A(r)/\partial n$ 을 나타낸다. 그리고 $A^J(r)$ 는

$$A^J(r) = - \int \mu_3 J(r) G(|r-r'|) ds \quad (16)$$

로 표현되는 전원 전류에 의한 자기벡터 포텐셜이다. 식(12)~(15)의 4개의 경계 적분 방정식으로 부터 경계면에서의 $A_1(r), A_3(r)$ 와 $q_1(r), q_3(r)$ 을 구하면 식(6)~(8)에서 원하는 영역 내에서의 $A(r)$ 을 구할 수 있다. 이 적분 방정식은, 경계를 요소로 분할하고 각 요소에 기초함수(basis function)를 적용하여 행렬 방정식으로 변환되어 이 행렬 방정식을 풀므로써 원하는 $A(r)$ 을 구할 수 있다. 한편, 실제 기록장치에 있어서 헤드만이 단독적으로 존재하지 않고 헤드 아래에 자기디스크나 자기테이프와 같은 자화 물질이 존재한다. 따라서 자화물질이 있을때의 자장은 헤드만이 단독적으로 존재할 때와 차이가 있게 된다. 이 영향을 알아보기 위해서 헤드 아래의 자화물질 영역을 포함시켜서 앞에서와 같은 방법으로 자장을 계산할 수 있다. 한편, 그린함수 $G(|r-r'|)$ 과 $\partial G(|r-r'|)/\partial n$ 은 $r'=r$ 즉, 관측점과 전원점이 일치할 때 singular하게 된다. 따라서 식(12)~(15)의 적분 시 주의를 요한다. $r=r'$ 근처에서 반경 ϵ 인 작은 원을 따라서 적분 경로를 취하여 특이점(singular point)를 피하고 그 점에서의 값을 따로 고려하면 식(12)~(15)의 적분식은 아래와 같이 된다.⁽⁸⁾

$$A_1(r) \left[1 - \frac{\theta_1(r)}{2\pi} \right] - \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_1 q_1(r') - A_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl = 0 \quad (17)$$

$$A_1(r) \frac{\theta_1(r)}{2\pi} + \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_1(r') - A_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl + \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_3(r) - A_3(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = 0 \quad (18)$$

$$A_3(r) \frac{\theta_3(r)}{2\pi} + \int_{B_1} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_1(r') - A_1(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_1} \right] dl + \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_2 q_3(r') - A_3(r) \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = 0 \quad (19)$$

$$A_3(r) \left[1 - \frac{\theta_3(r)}{2\pi} \right] - \int_{B_3} \left[G(|r-r'|) \mu_3 q_3(r') - A_3(r') \frac{\partial G(|r-r'|)}{\partial n_3} \right] dl = A^J(r) \quad (20)$$

위의 식들에서 $\theta_1(r)$ 과 $\theta_3(r)$ 는, 관측점 r 과 r' 가 같을때, 각각 경계 B_1 과 B_3 에서의 각(spatial angle)이다. 그리고 f 는 특이점을 제외한 적분으로 적분의 Cauchy Principle Value이다.

앞의 적분 방정식을 풀기 위하여, 선형독립(linearly independent)인 N 개의 function set $[\phi_i(r)]_{i=1}^N$ 이 존재할 때, $A(r)$ 과 $q(r)$ 을 개략 전개하여

$$A(r) = \sum_{i=1}^N A_i \phi_i(r) \quad (21)$$

$$q(r) = \sum_{i=1}^N q_i \phi_i(r) \quad (22)$$

으로 쓰고, ϕ_i 를 기초함수(basis function) 또는 형상함수(shape function)라고 하는데, 본 논문에서는 선형 기초함수를 사용하였다. 여기서 $A(r), q(r)$ 은 N 개의 기초함수로 근사 전개된 경계값이고 A_i, q_i 는 미지의 상수이다. 위의 두 식(21)과 (22)를 앞의 식(17)~(20)에 대입하여 Collocation method⁽⁹⁾를 사용하면 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} (1 - \theta_{11}/2\pi) \delta_{ij} + h_{ij} & 0 \\ (\theta_{11}/2\pi) \delta_{ij} - h_{ij} & -h_{ij} \\ -h_{ij} & (\theta_{31}/2\pi) \delta_{ij} - h_{ij} \\ 0 & (1 - \theta_{31}/2\pi) \delta_{ij} + h_{ij} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_3 \\ q_1 \\ q_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ A^J \end{bmatrix} \quad (23)$$

여기서

$$h_{ij}(r) = \int \phi_j(r') \frac{\partial G(|r_1-r'|)}{\partial n} dl \quad (24)$$

$$g_{ij}(r) = \int \phi_i(r') G(|r_1 - r'|) dl \quad (25)$$

이고 δ 는 Kronecker 기호를 표시하고 첨자 i 는 관측점 node를, j 는 전원점 node를 나타낸다. 위의 행렬식으로 부터 경계면의 각 node에서 A_1, A_2 와 q_1, q_2 를 구할 수 있다.

III. 계산 결과

1. 대칭 자기 박막 헤드의 자장계산

그림 3과 같은 모양의 대칭 자기 헤드에 대해서 자장 B를 계산하였다. 시뮬레이션 변수는 표 1과 같으며 헤드의 페라이트를 제외한 다른 부분은 투자율이 진공과 같다. 그림 4는 요소의 수에 따른, 관측점 $y = -2\mu\text{m}$ 에서의 자장의 변화를 나타낸 것이다. 요소의 수가 한 변당 6개 이하일 때는 자장의 분포는 변화가 거의 없었으나, 값에서는 약간 차이가 있었다. 요소의 갯수가 한 변당 7개 이상일 때는 한 값으로

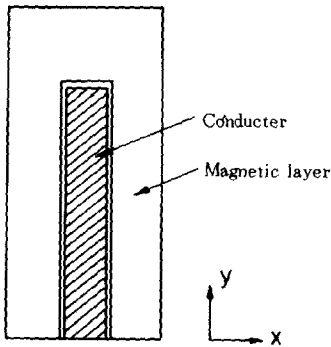


그림 3. 대칭 자기 박막헤드의 단면
Fig. 3. Cross-section of symmetric magnetic thin-film head.

표 1. 대칭 자기헤드에 대한 수치계산의 변수
Table 1. Simulation parameters of symmetric magnetic head.

Parameter	Value
Head dimension	6/13 μm
Conductor dimension	1.8/9.9 μm
Head permeability	1000 μ_0
Conductor current	0.6amp
number of nodes on conductor boundary	48
number of nodes on ferrite boundary	24

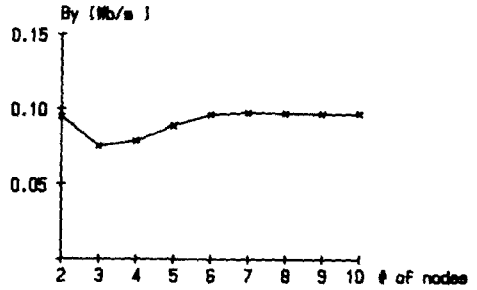


그림 4. 요소수에 따른 수렴도(관측점 $y = -2\mu\text{m}$)
Fig. 4. Convergency diagram according to the number of elements.

수렴하였다. 그림 5는 자기벡터 포텐셜의 등위선을 그린것인데 자기벡터 포텐셜이 z방향의 성분만이 존재할 때는 자장의 패턴을 그린것과 동일하다. x방향의 자장은 pole의 모서리 부근에서 음의 값이 생기는데, 이는 그림 6에서의 자속 방향을 보면 유한한 크기의 pole을 갖는 헤드에서는 pole의 모서리 부근에서 음의 값이 생김을 알 수 있다.

Lean⁽⁶⁾이 경계요소법으로 계산한 자장은 도체전류에 의한 영향과 페라이트의 자기전원에 의한 영향을 중첩하여 구한 것이다. 이때 다른 시뮬레이션 변수는 다 같으나, 헤드의 도체 크기가 이 논문에서의 도체보다 layer와의 간격만큼 더 크다. 즉, Lean의 헤드에서는 도체와 헤드 페라이트 사이의 간격이 없다. 이 간격을 매우 줄이면 Lean의 헤드와 거의 동일한 모양의 헤드로 만들 수 있다. 그림 6과 그림 7에서 Lean의 결과와 비교하였는데 비교적 잘 일치함을 보여 준다.

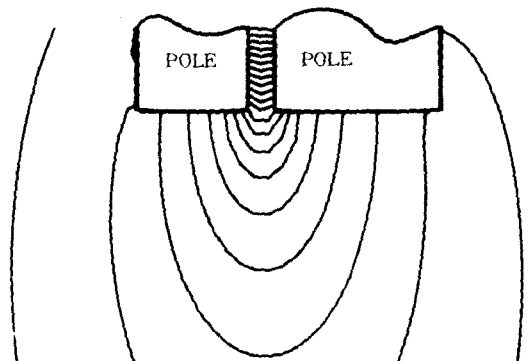


그림 5. 자속의 분포도
Fig. 5. Pattern diagram of magnetic flux.

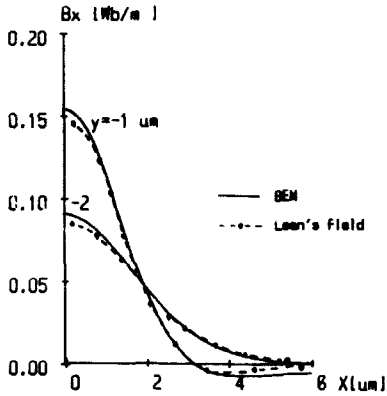


그림 6. Lean의 결과와의 비교(B_x)
Fig. 6. Comparison with Lean's result (B_x).

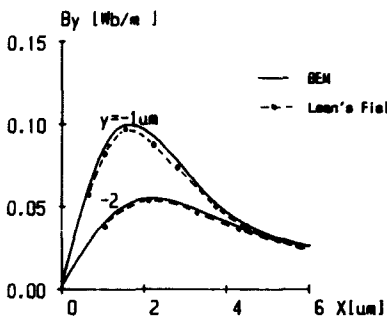


그림 7. Lean의 결과와의 비교(B_y)
Fig. 7. Comparison with Lean's result (B_y).

2. 비대칭 자기헤드의 자장 계산

그림 2와 같은 실제의 자기 박막헤드에 가까운 모양에 대해 자장 B 를 계산하였다. 그림 8은 헤드 영역에서의 절점(nodes)을 나타낸 것이고 표 2는 시뮬레이션 변수의 값을 나타낸 것이다. 그림 9과 그림 10에서는 경계요소법으로 계산한 자장 B 와 근사 해석적으로 계산한 Szczech⁽⁷⁾의 결과를 비교하였다. 자장의 값은 약간 차이가 있으나, 자장의 분포는 비교적 잘 맞았다. 대칭 자기헤드에 있어서는 B_x 의 피크 값이 정확히 공극의 중심에서 나타났으나, 비대칭 자기헤드에서는 B_x 의 피크 값이 더 큰 pole 쪽으로 이동되어 나타남을 알 수 있다. 자화물질이 있는 경우에 자화물질의 투자율에 따른, 헤드와 자화

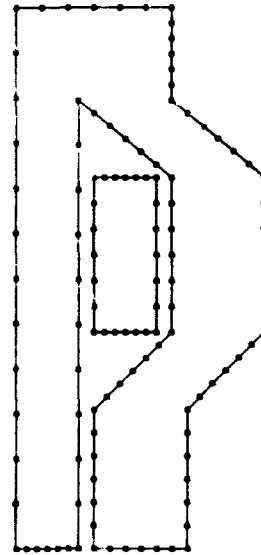


그림 8. 헤드 영역에서의 절점
Fig. 8. BEM model of head cross-section.

표 2. 비대칭 자기헤드에 대한 수치계산의 변수
Table 2. Simulation parameters of nonsymmetric magnetic head.

Parameter	Value
Head dimension	11/35 μm
Conductor dimension	5/10 μm
Head permeability	2500 μ_0
Conductor current	0.6amp
Pole length P_1, P_2	4, 6 μm
Head gap length g	1 μm
Pole height PH	9 μm
Tape space, thickness S, t	1, 1 μm
number of nodes on conductor boundary	94
number of nodes on ferrite boundary	24
number of nodes on recording medium	62

물질의 중간위치에서의 B_x 와 B_y 의 변화를 그림 11과 그림 12에 나타내었다. 자화물질의 투자율 μ 가 커짐에 따라서 B_x 는 값이 줄어 들면서 분포는 별로 변화가 없었으나, B_y 는 값이 증가하면서 자장의 폭이 pole의 너비만큼 점점 넓어짐을 알 수 있다. 자화 물질의 투

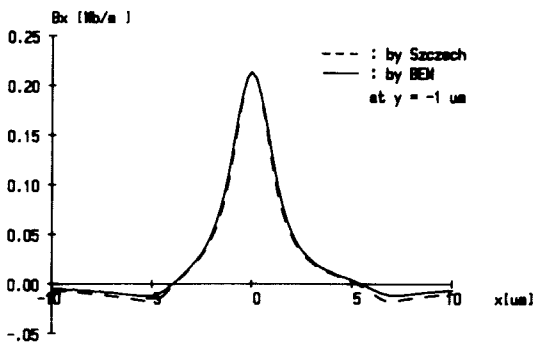


그림 9. Szczech의 결과와의 비교(B_x)
Fig. 9. Comparison of Szczech's result (B_x).

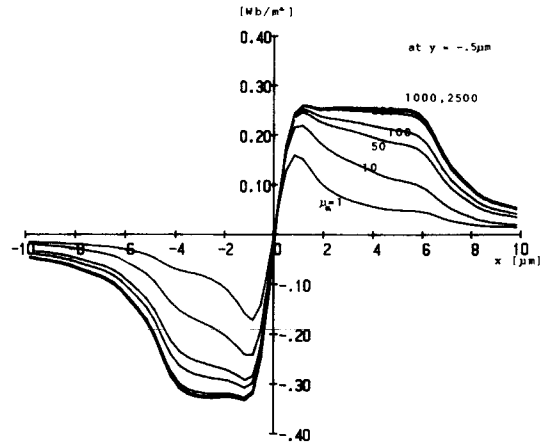


그림 12. 자화 물질의 투자율에 따른 B_y 의 변화
Fig. 12. B_y field according to the permeability of magnetic underlayer.

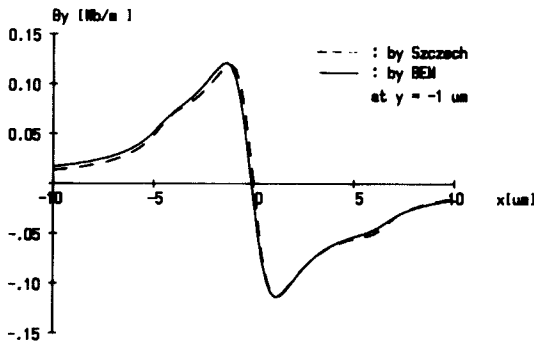


그림 10. Szczech의 결과와의 비교(B_y)
Fig. 10. Comparison of Szczech's result (B_y).

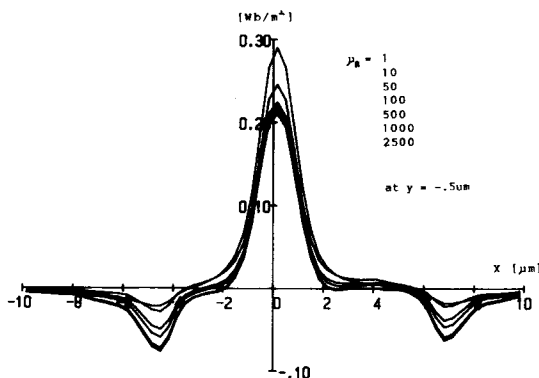


그림 11. 자화 물질의 투자율에 따른 B_x 의 변화
Fig. 11. B_x field according to the permeability of magnetic underlayer.

자율이 헤드의 투자율보다 더 커질 때는 더이상 자장의 변화가 없었다.

IV. 결 론

전원 전류가 흐르는 도체의 영역을 포함하는 자기 박막 헤드의 자장을 2차원 문제로 근사하여, Collocation 방법에 의한 경계요소법을 이용하여 계산하였다. 전원 전류는 직류 전류로서 도체에 균일하게 흐른다고 가정하여 해석적으로 계산하였으며, 선형 기초함수를 사용하여 경계요소에서의 함수값을 근사하였다. 또한 자화물질이 헤드의 자장에 미치는 영향을, 자장을 계산함으로써 알아보았다. 자기 헤드의 자장분포는 공극의 넓이, pole의 넓이 등에 따라서 민감하게 변화한다. 따라서 임의의 형태를 갖는 헤드와 자화물질(디스크 또는 테이프 등)을 포함하는 영역에서 경계요소법을 이용하여 자장을 계산하므로써 효율적인 자기헤드 설계에 많은 도움이 되리라고 생각된다.

參 考 文 獻

- [1] O. Karlqvist, Trans. Roy. Inst. Technol. Stockholm, p. 86, 1954.
- [2] R.I. Potter, R.J. Schmulian and K. Hartman, "Fringe field and readback voltage computations for finite pole-tip length recording heads," *IEEE Trans. Magn.*, MAG-7, pp. 689-695, Sept. 1971.

[3] Y. Ichiyama, "Recording characteristic of thin film heads," *IEEE Trans. Magn.*, MAG-11, pp. 1203-1205, Sept. 1975.

[4] Y. Koshimoto and T. Mikazuki, "High output reproduction characteristics of film heads," *IEEE Trans. Mag.*, MAG-18, pp. 1134-1136, Nov. 1982.

[5] T.W. McDaniel and R.R. Root, "A technique for resolution amplification in three-dimensional field calculations for recording heads," *IEEE Trans. Magn.*, vol. MAG-17, no. 6, pp. 3411-3414, Nov. 1981.

[6] M.H. Lean and A. Wexler, "Accurate field computation with the boundary element method," *IEEE Trans. Magn.*, vol. MAG-18, pp. 331-335, Mar. 1982.

[7] T.J. Szczech, "Analytic expression for field components of nonsymmetrical finite pole tip length magnetic head based on measurements on large-scale model," *IEEE Trans. Magn.*, vol. MAG-15, no. 5, pp. 1319-1322, Sept. 1979.

[8] C.A. Brebbia and S. Walker, "Boundary element techniques in engineering," Newnes-Butterworths, 1980.

[9] K. Yashiro and S. Ohkawa, "Boundary element method for electromagnetic scattering from cylinders," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, no. 4, pp. 383-389, 1985. *

著 者 紹 介

安 昌 會 (正會員)

1963年 2月 17日生. 1985年 2月
 서울대학교 전기공학과 졸업. 1988
 年 2月 한국과학기술원 전기 및
 전자공학과 석사학위 취득. 1988年
 3月~현재 한국과학기술원 전기 및
 전자공학과 박사과정 재학. 주

관심분야는 전자장의 수치해석 등임.

李 壽 永 (正會員) 第25卷 第11號 參照

현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 조교수.



羅 正 雄 (正會員) 第26卷 第2號 參照

현재 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수.