

광자기 기억 장치에서의 자화 반전 특성 모델링

正會員 한 은 실* 正會員 이 광 형* 正會員 조 순 철*

A modelling of magnetization reversal characteristics in magneto-optic memory systems

Eun Sil Han,* Kwang Hyung Lee*, Soon Chul Jo*

要 約

본 논문은 비정질 희토류 철이 금속 박막내에서의 자벽 역학(Magnetic domain wall dynamics)을 란다우 리프 쉬츠 길버트 (Landau-Lifshitz-Gilbert) 방정식을 이용한 수치적 해석을 수행하여 연구하였다. 박막을 이차원 정방형 격자(30×30)로 나누고, 각 격자 셀(Cell)에 쌍극자가 존재한다고 가정하여, 이들 쌍극자간의 상호 교환 작용과 자기 이방성, 외부 인가 자계, 그리고 감자계의 영향이 고려되었다. 단축 자기 이방성이 존재하고 역방향의 자화가 존재한다고 가정된 상태에서 자벽이 형성되는 시간과 자벽의 두께를 알아보았다. 또한 외부 자계의 인가에 따른 자벽 이동을 연구하였다. 시뮬레이션 결과, 감자계를 고려했을 때 자벽 형성 시간이 상당히 빨라졌고, 평균 자벽의 이동도(Mobility)는 약간 증가되었다.

Abstract

Domain wall dynamics in thin film of amorphous Rare Earth-Transition Metal alloys were investigated using numerical integration of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation. The thin film was divided into a two-dimensional square lattice (30×30) of dipoles. Nearest-neighbor exchange interaction, magnetic anisotropy, applied magnetic field, and demagnetizing field of interacting anisotropy, applied magnetic field, and demagnetizing field of interacting dipoles were considered. It was assumed that the film had perfect uniaxial anisotropy in the perpendicular direction and the magnetization reversal existed in the film. The time of domain wall creation and the thickness of the wall were investigated. Also the motion of domain walls under an applied field was considered. Simulation results showed that the time of domain wall creation was decreased significantly and the average velocity of domain wall was increased somewhat when the demagnetizing field was considered.

* 송실대학교 전자공학과
Department of Electronic Engineering, Soong Sil University
論文番號: 9440
接受日字: 1993年 3月 18日

I. 서 론

최근 컴퓨터 보조 기억 장치로서 광자기 디스크에 대한 관심이 높아지고 있다. 이는 데이터 접근 시간(Data access time)이 기존의 하드디스크보다 늦다는 단점이 있지만, 데이터 용량이 크고, 줄라피 디스크와 같이 디스크의 재기가 가능하기 때문이다¹⁾. 또한 WORM이나 CD-ROM에 비하여는, 자화 반전(Magnetization reversal)을 이용하여 저장된 데이터를 지울 수도 있고 직접 새로운 정보를 다시 쓸 수도 있다는 것이다. 따라서 광자기 디스크는 대용량의 정보를 신속히 접근, 전송하여야 하는 ISDN(종합 정보 통신망)이나 컬러 그래픽을 요구하는 데스크 탑 출판(Desk Top Publishing), 대용량의 정보 처리를 요구하는 화상 처리 등 고도 정보화 사회에 필수적인 통신, 사무기에 광범위하게 사용될 것이 기대되는 새로운 기억 장치이다. 현재 사용되고 있는 광자기 디스크로는 희토류 원이 금속(Rare Earth Transition Metal) 합금인 TbFeCo 박막을 주로 사용하고 있으나 부식(Corrosion)에 약하고 단파장에서 출력 신호가 작다는 결점을 가지고 있으므로 제 2 세대 광자기 디스크 재료로서 산화물 광자기 박막인 자기 가넷(Magnetic garnet) 및 초격자(Super lattice) 구조를 갖는 PdCo, PtCo 등이 활발히 연구되고 있다.

광자기 기억 장치의 지속적인 성능 향상을 위해서는 여러 특성 모델링이 필요하다. 그중에서도 특히 중요한 광자기 기록 및 소거 특성을 모델링 하기 위해서는 자화 반전 역학에 대한 이해가 요구된다. 이러한 자화 반전 역학을 이용하여 반전된 자구가 형성될 때의 에너지, 온도와 관련된 자화 반전 과정, 그리고 보자력과 온도와의 관계 등이 연구되어 왔다^{2,3)}. M. Mansuripur는 이것들을 종합하여 비정질 광자기 매체에서 감자계(Demagnetizing field)를 고려하지 않은 경우의 자화 반전 과정에 대하여 양적(Quantitative) 설명을 제시하였다⁴⁾. 그러나 자기 기록 매체는 크기가 한정되어지면 감자계의 영향을 고려해야만 한다.

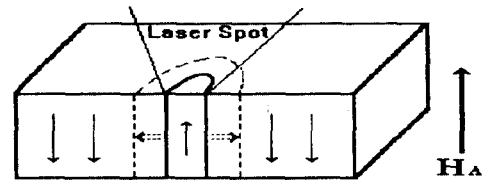
따라서 본 논문에서는 시간 변화에 따른 자화 변화를 기술하는 LLG(Landau-Lifshitz Gilbert) 방정식에 기초를 두고 감자계를 고려하지 않은 경우와 감자계를 고려한 경우의 자화 반전 모델을 컴퓨터 시뮬레이션하여 자벽 형성 시간과 자벽의 이동도를 비교하였다. 사용한 컴퓨터 기종은 Workstation Sun SPARC Station 2이다.

II. 자화 반전 과정

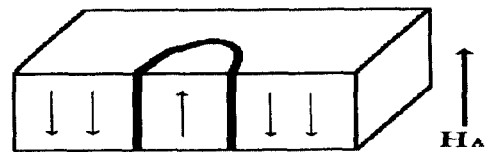
1. 자구의 생성과 자화 반전

광자기 기록은 보자력(Coercivity)의 온도 의존성을 이용하여 자화(Magnetization)의 방향을 미세 영역에서 반전시킴으로써 원하는 정보를 기록하게 된다. 레이저 광을 사용하여 지역 가열(Local heating)을 하면 그부분의 보자력이 감소한다. 이때에 원래의 자화 방향과 반대의 방향으로 외부에서 충분히 큰 자계를 걸어 주면 외부 자계와 같은 방향의 자화를 갖는 역원통형 자구(Cylindrical reverse domain)가 생성된다⁵⁾.

그림 1(a)에서 생성된 자구는 안정성이 유지되는 범위 내에서 성장을 하여 그림 1(b)와 같이 된다. 즉 자구의 성장을 자벽이 이동함으로써 이루어진다. 이 그림에서 화살표는 자화를 나타내며 H_A 는 외부에서 인가되는 자계로써 원래의 자화 방향과 반대의 방향이다.



(a) 자구의 생성과 성장



(b) 안정된 자구

그림 1. 자화 반전 과정

- (a) 자구의 생성과 성장
- (b) 안정된 자구

Fig. 1. A process of magnetization reversal

- (a) Nucleation and growth of reversed domain
- (b) Stable domain

자벽 이동 과정이 그림 2에서 설명된다. 그림 2(a)에서 외부에서 걸어준 자계의 방향이 위로 향하면 자벽 내외 자벽에 인접해 있는 자화들이 외부 자계의 방향

으로 회전한다. 즉, 그림 2(b)처럼 오른쪽 방향으로 자벽이 이동하게 된다⁷⁾.

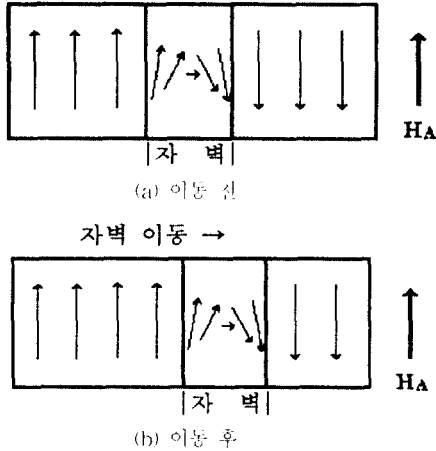


그림 2. 자벽이동
Fig. 2. Magnetic domain wall motion

2. Landau-Lifshitz-Gilbert 방정식

자화 반전 과정의 기본식은 LLG(Landau-Lifshitz-Gilbert) 방정식이다. 이 방정식은 총 등가 자계에서의 자기 쌍극자의 움직임의 기술하며 아래와 같이 나타내어진다.

$$\dot{m} = \gamma \vec{m} \times \vec{H}^{(eff)} \tag{1a}$$

$$\vec{H}^{(eff)} = \frac{\alpha \dot{m}}{\gamma m} + \vec{H}^{(ext)} + \vec{H}^{(ans)} + \sum_{nn} \vec{H}^{(xhg)} + \sum_{sn} \vec{H}^{(dmg)} \tag{1b}$$

여기에서

- m : 자기 쌍극자 모멘트(Magnetic dipole moments)
- α : 점성 댐핑값(Viscous damping parameter)
- γ : 자이로마그네틱 비(Gyromagnetic ratio)
- nn : 가장 인접해 있는 쌍극자들(Nearest neighbors)
- sn : 영향을 미치는 쌍극자들(Significant neighbors)
- $H^{(eff)}$: 유효 자계(Effective magnetic field)
- $H^{(ext)}$: 외부 자계(External magnetic field)
- $H^{(ans)}$: 이방성 자계(Anisotropy magnetic field)
- $H^{(xhg)}$: 교환 자계(Exchange magnetic field)
- $H^{(dmg)}$: 감자계 (Demagnetizing magnetic field)

3. 유효자계(Effective magnetic field)⁸⁾

자화 반전 과정의 수치적 해석을 위하여 그림 3과 같이 기록 매체 (광자기 디스크)를 이차원 정방형 격자(Lattice)로 나누고 각 격자 소자에 쌍극자가 존재한다고 가정한다.

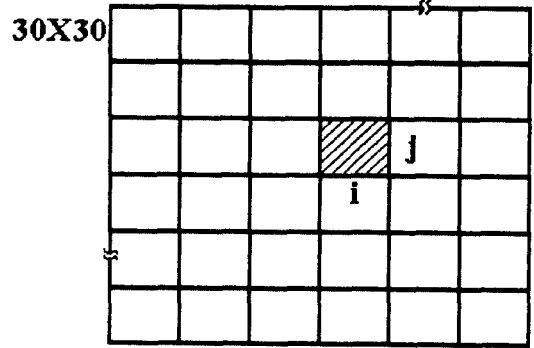


그림 3. 30×30 이차원 정방형 격자
Fig. 3. Two dimensional 30×30 square lattice

각 쌍극자는 주위의 쌍극자 및 외부 자계로부터 자기적으로 영향을 받고 있으며 이러한 영향을 등가적인(Equivalent) 유효 자계로 나타낸다. 유효 자계는 외부로부터 인가된 자계와 자기 이방성 자계, 가장 인접해 있는 쌍극자들간에 작용하는 교환력에 의한 등가적 자계, 쌍극자-쌍극자 간의 감자계(Demagnetizing field), 그리고 $\frac{\alpha \dot{m}}{\gamma m}$ 의 합으로 구성된다. 이러한 자계

들은 구좌표계의 r, θ, ϕ 성분으로 나타낸다.

자화 벡터 $\vec{M} = M_{ij} \hat{i}_j$ 가 존재하는 그림 3에서의 격자 사이트 (i, j) 에 작용하는 외부 자계는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} H_{\theta}^{(ext)} &= \vec{H}_{ext} \cdot \hat{i}_{\theta} \\ &= H_x \cos \theta \cos \phi \\ &\quad + H_y \cos \theta \sin \phi - H_z \sin \theta \end{aligned} \tag{2a}$$

$$\begin{aligned} H_{\phi}^{(ext)} &= \vec{H}_{ext} \cdot \hat{i}_{\phi} \\ &= -H_x \sin \phi + H_y \cos \phi \end{aligned} \tag{2b}$$

이방성 축이 공간에서 임의의 방향을 갖는다고 가정하고 이 축의 좌표계에서의 방향을 \vec{i}_m , 각좌표 성분은 (θ_m, ϕ_m) 라고 하자. 이 자화 벡터 $\vec{M} = M_0 \vec{i}_m$ 와 단축 이방성 에너지 상수 K_U 를 사용하여 이방성 에너지 밀도를 구하면,

$$W_{ans} = K_U [1 - (\vec{i}_r \cdot \vec{i}_m)^2]$$

$$K_U \{ 1 - [\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\phi - \phi_0)]^2 \}$$
(3)

단축 이방성 등가 자계 \vec{H} 를 얻기 위해 \vec{M} 이 작은 양 $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ 만큼 회전한다고 가정하면,

$$\begin{aligned} \Delta W &= -\vec{H} \cdot \Delta \vec{M} \\ &= -(H_r \vec{i}_r + H_\theta \vec{i}_\theta + H_\phi \vec{i}_\phi) \\ &\quad \cdot (|\vec{M}| \Delta \theta \vec{i}_\theta - |\vec{M}| \sin \theta \Delta \phi \vec{i}_\phi) \\ &= -|\vec{M}| H_\theta \Delta \theta - |\vec{M}| H_\phi \sin \theta \Delta \phi \end{aligned}$$
(4)

따라서

$$\frac{\delta W}{\delta \theta} = -|\vec{M}| H_\theta$$
(5a)

$$\frac{\delta W}{\delta \phi} = -|\vec{M}| \sin \theta H_\phi$$
(5b)

이방성 등가 자계의 θ, ϕ 성분들은,

$$H_\theta^{(ans)} = -(K_U/|\vec{M}|) \{ \sin^2 \theta \times [\cos^2 \theta_0 - \sin^2 \theta_0 \cos^2(\phi - \phi_0)] - \cos 2\theta \sin 2\theta_0 \cos(\phi - \phi_0) \}$$
(6a)

$$H_\phi^{(ans)} = -(K_U/|\vec{M}|) [\sin \theta \sin^2 \theta_0 \sin 2(\phi - \phi_0) + \cos \theta \sin 2\theta_0 \sin(\phi - \phi_0)]$$
(6b)

상호 교환 작용력의 기여를 계산하기 위해서는 두

인접한 자기 모멘트들의 교환 에너지 밀도를 구해야 한다. 두개의 인접한 모멘트를 \vec{m} 와 \vec{m}_1 , 간격이 d 교환 계수가 A 일때 교환 에너지 밀도는 다음과 같이 표현된다.

$$W_{dir} = \frac{2A_N}{d^2} (1 - \frac{\vec{m}}{|\vec{m}|} \cdot \frac{\vec{m}_1}{|\vec{m}_1|}) + (2A_N/d^2)(1 - \vec{i}_r \cdot \vec{i}_1) + (2A_N/d^2)[1 - [\cos \theta \cos \theta_1 - \sin \theta \sin \theta_1 \cos(\phi - \phi_1)]$$
(7)

방정식 (5)를 이용하여 다음 식을 얻는다.

$$H_\theta^{(dir)} = -(2A_N/|\vec{m}|d^2)[\sin \theta \cos \theta_1 - \cos \theta \sin \theta_1 \cos(\phi - \phi_1)]$$
(8a)

$$H_\phi^{(dir)} = -(2A_N/|\vec{m}|d^2)[\sin \theta_1 \sin(\phi - \phi_1)]$$
(8b)

결국, 그림 4에서 보듯이 원점에 위치한 쌍극자 \vec{m} 에 인가되는 $(x_1 = l \cos \psi, y_1 = l \sin \psi)$ 에 위치한 쌍극자 \vec{m}_1 에 의한 감자계를 구한다.

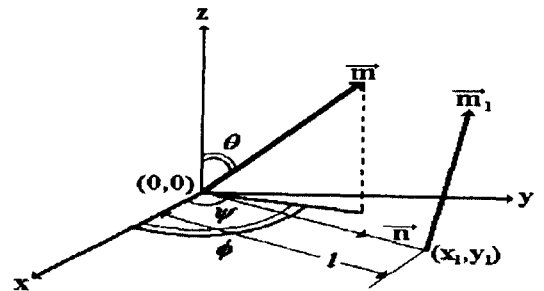


그림 4. 감자계 계산을 위해 가정한 격자내 xy면에 위치한 두 쌍극자 \vec{m} 와 \vec{m}_1 의 위치

Fig 4. Assumed positions of two dipoles \vec{m} and \vec{m}_1 in the xy plane of the lattice for calculation of the demagnetizing field.

여기서 \vec{n} 는 원점 (0,0)과 (x_1, y_1) 를 연결한 직선 상의 단위 벡터이고, l 은 두 벡터간의 거리이다.

$$\vec{n} = \cos \Psi \hat{i}_x + \sin \Psi \hat{i}_y \quad (9)$$

이때 감자계는

$$\vec{H}^{(d\text{mag})} = [3 \vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{m}_1) - \vec{m}_1] / l^3 \quad (10)$$

이며, 감자계의 θ, ϕ 성분은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} H_\theta^{(d\text{mag})} &= \vec{H}^{(d\text{mag})} \cdot \hat{i}_\theta \\ &= (hd^2|\vec{M}|/l^3) \{ \sin \theta \cos \theta_1 \\ &\quad + \cos \theta \sin \theta_1 \times [3 \cos(\phi - \Psi) \\ &\quad \times \cos(\phi_1 - \Psi) - \cos(\phi - \phi_1)] \} \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} H_\phi^{(d\text{mag})} &= \vec{H}^{(d\text{mag})} \cdot \hat{i}_\phi \\ &= (hd^2|\vec{M}|/l^3) \sin \theta_1 \\ &\quad \times [\sin(\phi - \phi_1) - 3 \sin(\phi - \Psi) \\ &\quad \times \cos(\phi_1 - \Psi)] \end{aligned} \quad (11b)$$

식 (1a)와 (1b)를 결합하면

$$\dot{\theta} = -\gamma H_\phi - \alpha \dot{\phi} \sin \theta \quad (12a)$$

$$\dot{\phi} \sin \theta = \gamma H_\theta + \alpha \dot{\theta} \quad (12b)$$

여기서 H_θ 와 H_ϕ 는 각각 (1b)식에서 첫째 항을 뺀 θ 성분과 ϕ 성분이다. 연립 방정식 (12)식을 풀면,

$$\dot{\theta} = -\alpha\gamma/(1+\alpha^2)H_\theta - \gamma/(1+\alpha^2)H_\phi \quad (13a)$$

$$\dot{\phi} \sin \theta = \gamma/(1+\alpha^2)H_\theta - \alpha\gamma/(1+\alpha^2)H_\phi \quad (13b)$$

만약 짧은 시간 간격 Δt 동안, θ 가 $\Delta\theta$ 만큼 변하

고 ϕ 가 $\Delta\phi$ 만큼 변하면 자화 벡터의 총 회전 $\Delta\Psi$ 는 다음과 같이 구해진다.

$$\Delta\Psi = [(\Delta\theta)^2 + (\Delta\phi)^2 \sin^2 \theta]^{1/2} \quad (14a)$$

$$\dot{\Psi} = (\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \quad (14b)$$

4. 시스템의 총 에너지

시스템의 총 에너지는 외부 자계, 자기 이방성 자계, 교환 자계, 그리고 쌍극자-쌍극자 상호 작용의 기여를 합하므로 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} E_{tot} &= \sum_{ij} (W_{ext} + W_{ms}) \\ &\quad + \sum_{ij} \frac{1}{2} W_{shg} + \sum_{ij} W_{d\text{mag}} \end{aligned} \quad (15)$$

W_{shg} 항에 1/2을 곱하여 준 까닭은 교환 에너지는 상호 작용하는 모멘트들에 의해 공유되고 있기 때문이다. W_{ms} 와 W_{shg} 는 각각 식 (3), (7)에서 구하였고, 외부 자계 에너지 밀도와 감자계 에너지 밀도는 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} W_{ext} &= -\vec{H} \cdot \vec{M}_{ij} \\ &= -|\vec{M}| (H_x \sin \theta \cos \phi) \\ &\quad + H_y \sin \theta \sin \phi + H_z \cos \theta \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} W_{d\text{mag}} &= -\frac{1}{2} \vec{H}^{(d\text{mag})} \cdot \vec{M}_{ij} \\ &= |\vec{M}_{ij}| |\vec{M}_{i1}| (d^2 h / 2 l^3) \\ &\quad \times \{ \cos \theta \cos \theta_1 + \sin \theta \sin \theta_1 \\ &\quad \times [\cos(\phi - \phi_1) - 3 \cos(\phi - \Psi) \\ &\quad \times \cos(\phi_1 - \Psi)] \} \end{aligned} \quad (17)$$

III. 시뮬레이션

1. 알고리즘

그림 3과 같은 30×30 정방형 격자에서 격자에 자화

방향의 초기 분포를 설정하여 시뮬레이션을 시작한다. 방정식 (2), (6), (8), (11)식을 사용하여 각 셀(Cell)의 H_{ϕ} 와 H_{θ} 를 계산한다. 교환 자계를 계산할 때의 인접한 셀(nm)은 각 셀의 상, 하, 좌, 우에 위치한 4개의 셀을 고려하고, 감자계를 계산할 때의 \vec{m} 에 영향을 미치는 (sm) 셀은 그림 5에서와 같이 20개의 셀을 고려하였다. 물론 20개의 셀은 감자계의 영향을 구하는데 충분치 않으나, 계산 시간(시간 30분 (1000번 반복 수행), 5시간 30분(4000번 반복 수행))을 고려한 결과이며 그 영향을 파악하는데 의의가 있겠다. 향후 고도의 병렬 컴퓨터를 사용할 수 있으며 충분히 많은 셀들을 고려할 수 있을 것이다.

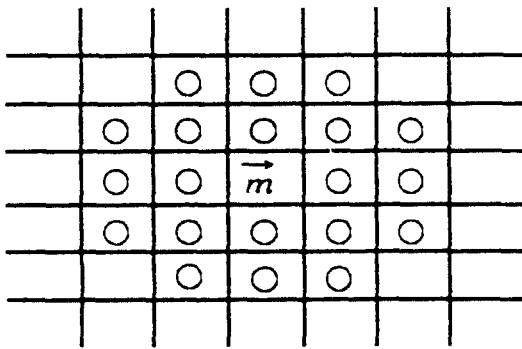


그림 5. 쌍극자 \vec{m} 의 감자계를 계산하는데 영향을 미치는 셀

Fig. 5. Significant neighbors for the calculation of the demagnetizing field of a dipole \vec{m}

이 H_u 와 H_{ϕ} 의 값들을 (12)식에 대입하고 Ψ 의 값은 식 (14b)로부터 구한다. $\Delta\Psi$ 의 최대치가 2%를 넘지 않는다고 가정하고 $\Delta\Psi \approx \Psi \cdot \Delta t$ 를 이용하여 Δt 값을 구한다. 이때에 구한 Δt 값과 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하여 (13)식의 미분 방정식을 수치적으로 풀면 $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ 가 구해진다^[10]. 이때 각자의 각 모멘트는 새로운 방향을 가진다. 이 새로운 상태의 에너지를 (3), (7), (16), (17)식으로부터 구하고 이 과정을 반복한다^[11].

2. 주 프로그램의 흐름도

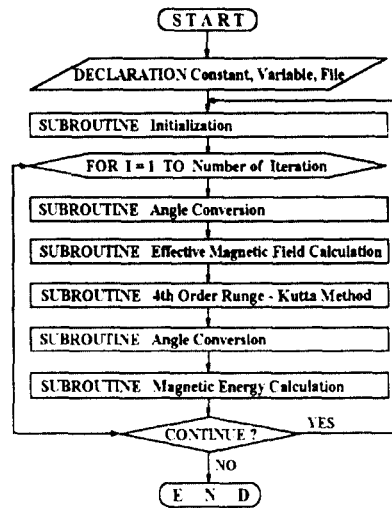


그림 6. 주 프로그램의 흐름도
Fig. 6. Flow chart of main program

IV. 결과 및 검토

계산에 사용된 파라미터의 값들은 다음과 같다 : 자화 $M=50, 75, 100, 125, 150 \text{ emu/cm}^3$, 침상 밀링 값 $\alpha=0.5$, 각자 간격 $d=10\lambda$, 교환 계수 $A_X=10^{-7} \text{ erg/cm}$, 단축 이방성 에너지 밀도 $K_l=10^{-6} \text{ erg/cm}^3$, 자이로 마그네틱 비 $\gamma=-10^7 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$. 또한 본 계산에서는 자벽은 고려하고 ब्ल록 라인(Magnetic Bloch line)은 존재하지 않는 경우만 고려하였다.

그림 7은 수직 방향으로 회전한 단축 이방성을 갖고 자화값 $M=100 \text{ emu/cm}^3$, 단축 이방성 에너지 밀도 $K_l=10^{-6} \text{ erg/cm}^3$ 인 매체를 고려한 것으로 알리움에 따라 반복수행(iteration)하여 100 psec. 후에 얻어진 자화 분포를 나타낸다. 초기 조건은 좌측으로부터 10%는 자화 방향을 위로, 나머지 20%의 자화 방향은 아래로 향하였다. 또한 감자계를 고려하지 않고 단축 자기 이방성과 교환 자계만을 고려하였다. 이 그림에서 자화의 수직 성분과 수평 성분을 표현한 \uparrow 는 화살표 크지만큼의 수직 성분을 갖고 위로 향하는 모멘트이며 밑의 오른쪽으로 수평 성분만큼 기울어 있음

을 나타낸다. 이때 형성된 자벽의 두께는 100 Å 정도임을 알 수 있다.

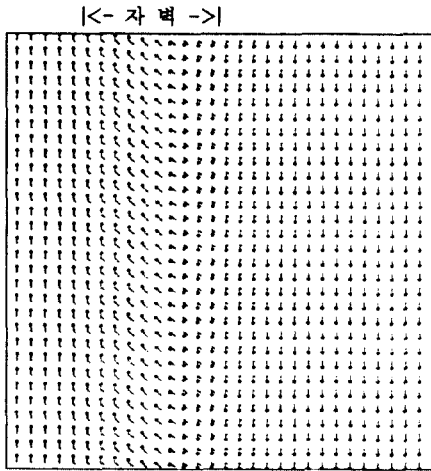


그림 7. 왼쪽 10열의 자화 방향은 위로, 나머지 20열의 자화 방향은 아래로한 초기 조건으로부터 100psec. 후에 얻어진 자벽

Fig 7. Straight wall created from an initial condition with 10 columns on the left pointing up and the remaining 20 columns pointing down. The pattern is obtained after 100 psec.

그림 8은 이 경우 시간에 따른 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 그리고 총 에너지의 변화를 보여준다. 처음에는 불안정한 상태인 최대 에너지 상태이다가 안정된 값에 도달함을 알 수 있다. 자벽 형성 시간은 총 에너지가 안정된 상태에 이르는 시간으로 정의되었으며 43 psec. 임을 알 수 있다.

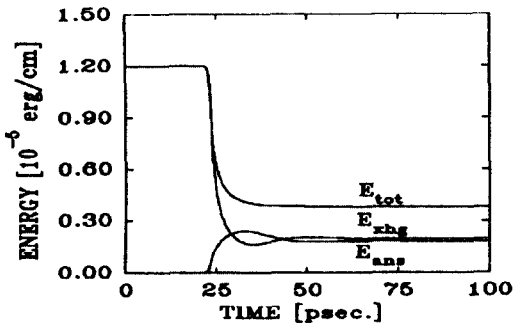


그림 8. 그림 7에서 보여준 자기적 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 총 에너지

Fig 8. Exchange energy, anisotropy energy, and total energy of the magnetic system shown in Fig 7.

그림 7의 상황을 초기 조건으로 하여 외부 자계를 1 kOe 걸어주고 반복 수행하여 750 psec. 후에 얻어진 자벽의 이동한 결과를 그림 9에서 보여준다.

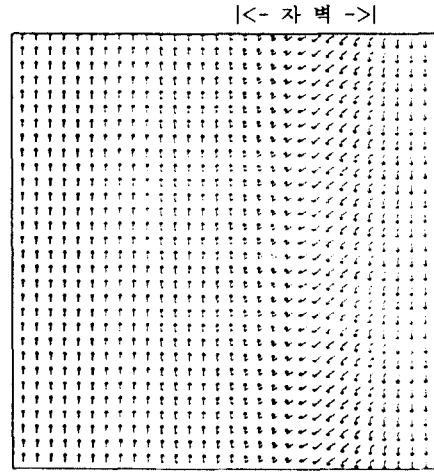


그림 9. 그림 7의 상태에 외부 자계 1 kOe 를 가했을 때 오른쪽으로 자벽이 움직임(750 psec. 후)

Fig 9. Under an applied field $H_{ext} = 1kOe$, the wall in Fig. 7 moves to the right.

The pattern is obtained after 750 psec.

그림 10은 자벽 이동이 일어나는 동안의 에너지 변화를 보여준다.

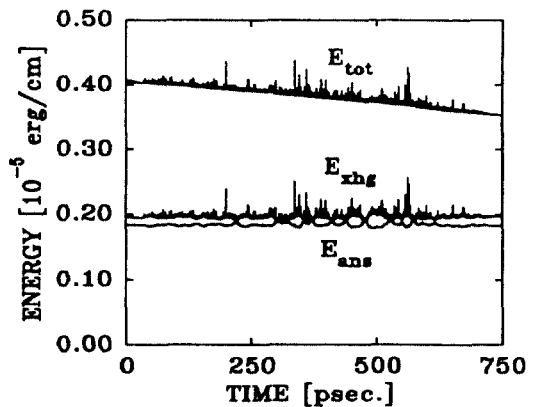


그림 10. 그림 9에서 보여준 자기적 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 총 에너지

Fig 10. Exchange energy, anisotropy energy, and total energy of the magnetic system shown in Fig. 9.

그림 11은 시간에 따른 평균 격자 포화 자화값의 변화와 평균 자화의 시간에 대한 변화율인 자벽의 속도를 나타내고 있다. 자벽의 평균 속도는 12.04 m/s 임을 알 수 있으며, 이로부터 자벽의 이동도(Mobility): $12.04 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s/Oe}$ 임을 알 수 있다.

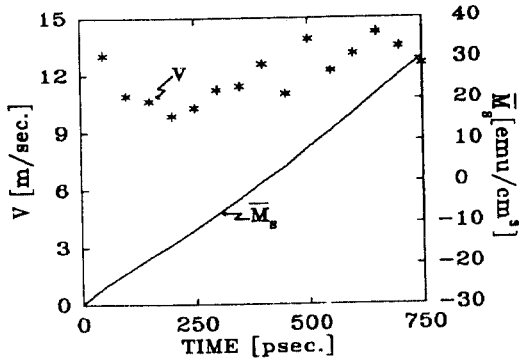


그림 11. 그림 7의 상태에 외부 자계 1 kOe를 가했을 때의 평균 격자 자화와 자벽의 속도
Fig. 11. Average lattice magnetization and wall velocity vs time under an applied field $H_{ext} = 1 \text{ kOe}$. The initial state of lattice is shown in Fig. 7.

주어진 파라미터들로부터 이론적인 자벽 두께의 값과 자벽의 이동도는 다음과 같이 구할 수 있다¹¹⁾

$$\pi \Delta_0 = \pi \sqrt{A_N/K_t} = 99.4 \text{ \AA}$$

$$\mu_w = a \gamma \Delta_0 (1 + a^2) = 12.65 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s/Oe}$$

여기서 $\pi \Delta_0$ 는 자벽의 두께, μ_w 는 자벽의 이동도를 나타낸다. 이 이론값과 시뮬레이션 결과를 비교하여 보면, 자벽의 두께는 99.4 Å과 100 Å이고, 자벽의 이동도 또한 이론값은 $12.65 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s/Oe}$, 감자계를 고려하지 않은 경우는 $12.04 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s/Oe}$, 감자계를 고려한 경우는 $12.60 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{s/Oe}$, 보편 기의 일치함을 알 수 있다.

그림 12는 위와 같은 방법으로 구한 M_S 값의 변화에 따른 자벽 형성 시간을 보여준다. M_S 값이 커질수록 자벽 형성 시간이 늦어짐을 알 수 있다.

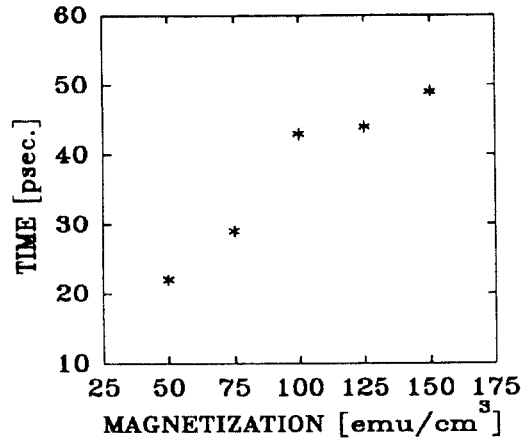


그림 12. 자화값 M_S 와 자벽 형성 시간의 관계

Fig. 12. Magnetization M_S vs. magnetic wall nucleation time

그림 13은 20개의 인접한 셀에서의 영향을 받는 감자계를 고려한 경우로, 알고리즘에 따라 반복 수행하여 100psec. 후에 얻어진 자벽의 모양이다.

이에 형성된 자벽의 두께는 100 Å 정도임을 알 수 있다. 감자계를 고려하지 않은 경우와 차이가 없다.

그림 14는 이 자기 시스템의 시간에 따른 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 감자계 에너지, 그리고 총 에너지의 변화를 보여준다. 이로부터 자벽 형성시간은 28psec.임을 알 수 있다.

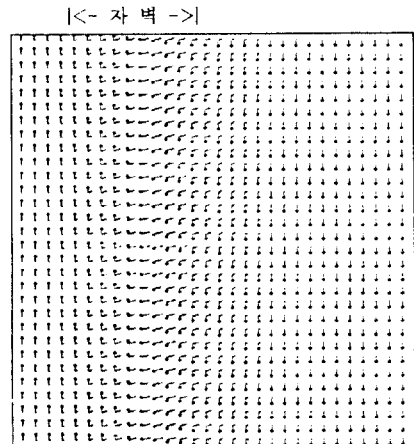


그림 13. 그림 7에서와 같은 초기 조건하에서 20개의 인접한 셀로부터 영향을 받는 감자계를 고려했을 때 100psec. 후에 형성된 자벽 모양

Fig 13. Wall created with the same initial conditions as those mentioned in Fig. 7. The demagnetizing field from the 20 significant neighbor cells are considered. The pattern is obtained after 100 psec.

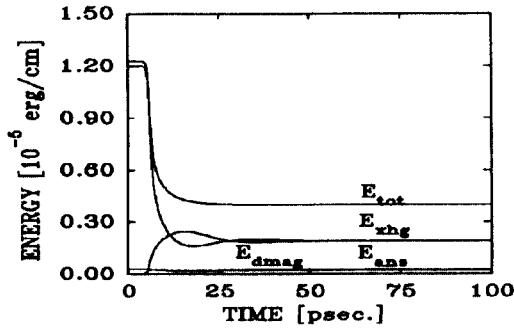


그림 14. 그림 13에서 보여준 자기적 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 감자기 에너지, 총 에너지

Fig 14. Exchange energy, anisotropy energy, demagnetizing energy and total energy of the magnetic system shown in Fig. 13.

그림 15는 그림 13의 상태에 외부 자계 1kOe를 걸어 주었을 때의 자벽의 이동을 나타낸다.

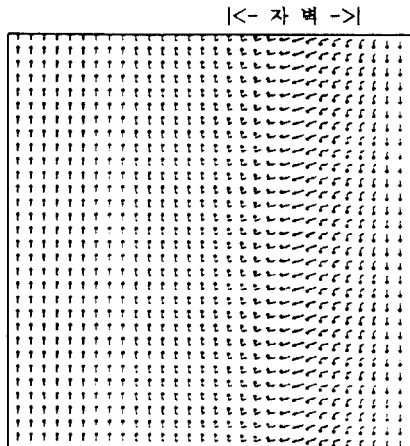


그림 15. 그림 13의 상태에 외부 자계 1 k Oe를 가했을 때 오른쪽으로 자벽이 움직임 (750psec. 후)

Fig. 15. Under an applied field $H_{ext} = 1$ kOe, the wall in Fig. 13 moves to the right. The pattern is obtained after 750 psec.

그림 16은 이 자기 시스템의 시간에 따른 에너지 변

동을 보여준다.

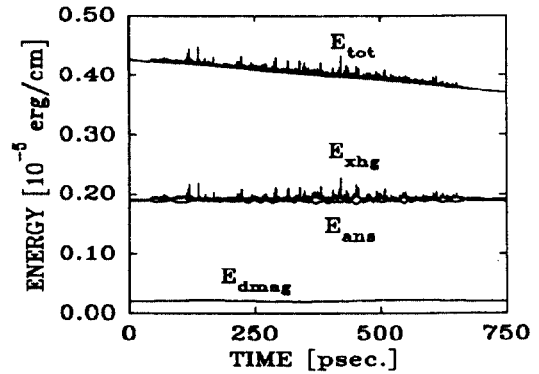


그림 16. 그림 15에서 보여준 자기적 시스템의 교환 에너지, 이방성 에너지, 감자기 에너지, 총 에너지

Fig 16. Exchange energy, anisotropy energy, demagnetizing energy and total energy of the magnetic system shown in Fig. 15.

그림 17은 시간에 따른 평균 격자 포화 자화값의 변화와 평균 자화의 시간에 대한 변화율인 자벽의 속도를 나타내고 있다.

자벽의 평균 속도는 12.60 m/s임을 알 수 있으며 이로부터 자벽의 이동도(mobility)는 12.60×10^{-11} m/s/Oe, 임을 알 수 있다.

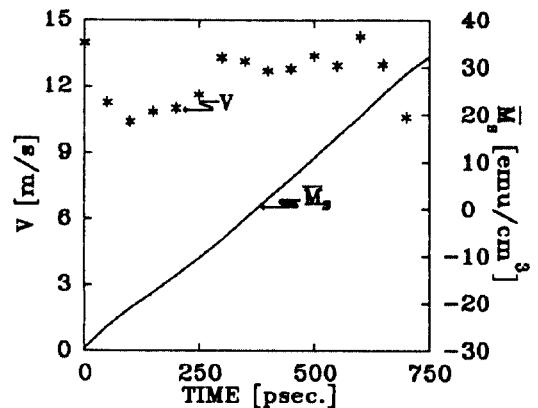


그림 17. 그림 13의 상태에 외부 자계 1 kOe를 가했을 때의 평균 격자 자화와 자벽의 속도

Fig 17. Average lattice magnetization and wall velocity vs time under an applied field $H_{ext} = 1$ kOe. The initial state of lattice is shown in Fig. 13.

감자계의 영향을 고려하지 않은 경우와 비교하면, 감자계의 영향을 고려한 경우가 자막 형성시간을 43 psec. 에서 28 psec.로 단축시킨다. 그리고 자막의 이동 속도는 12.01 m/s에서 12.60 m/s로 증가한다. 이러한 자막 이동 속도의 증가는 감자계가 자화의 재추출율을 어느정도 억제하여 자화 반전을 빨리하게 함으로 이루어질 것으로 사료된다.

V. 결 론

본 연구에서는 광자기 기록 장치의 기록 및 수정 과정 중 자화 반전 과정을 컴퓨터 시뮬레이션하였다. 우선, 이방향의 자화가 막막내에 생성되어 있다고 가정하고 이때부터 자막의 생성과 주어진 자계하에서의 자막 이동을 컴퓨터 시뮬레이션하였다. 이때에 난수 수열 지기 이방성이 존재한다고 가정된 상황에서 집합적인 막막 파라미터를 사용하여 시뮬레이션 결과 감자계의 영향을 고려했을 때나 고려하지 않은 경우 모두 100 nA 두께의 자막이 형성되었다. 그러나 자막 생성 시간을 자화 값이 작은 경우에 그 시간이 단축되고 또한 감자계를 고려한 경우가 43 psec. 에서 28 psec.로 15 psec. 만큼 단축되었다. 1 kOe의 외부 자계를 인가하였을 때, 감자계의 영향을 고려하지 않은 경우는 약 12.01 m/s의 속도로 자막이 이동하였고, 이와 같은 결과는 이론적으로 예측되는 결과와 비슷하며 본 시뮬레이션이 적실한 이루어졌음을 보여준다. 감자계의 영향을 고려한 경우는 12.60 m/s 로써 0.56 m/s만큼 빨라진다.

광자기 기록 매체에서 보다 더 직선화 자화 반전 역학을 예측하려면 감자계를 계산할때 영향을 미치는 쌍들 (sn)의 수를 증가해야 한다. 또한 원통형 자극을 고려할 필요가 있으며, 직각 거동에 의한 온도 변화에 따른 파라미터들의 변화를 고려해야 한다.

본 논문은 90년도 통신 학술 단체 육성 지원금에 의하여 수행되었음.

VI. 참 고 문 헌

[1] W. H. Meiklejohn, "Magneto-optics : A Thermomagnetic Recording Technology", Proceedings of the IEEE, 74, p.1570 (1986)

[2] M. Mansuripur, "Magnetization reversal, coercivity, and the process of thermomagnetic recording in thin films of amorphous rare earth transition metal alloys", J. Appl. Phys. 61, p.1580 (1987)

[3] M. Mansuripur, "Coercivity and its role in thermomagnetic recording", J. Appl. Phys. 61, p.3334 (1987)

[4] J. C. Suits, et al., "Thermomagnetic writing in Tb Co : Modelling and Composition", J. Appl. Phys. 61, p.252 (1988)

[5] M. Mansuripur, "Magnetization reversal dynamics in the media of magneto-optical recording", J. Appl. Phys. 63, p.3800 (1988)

[6] Y. Sakurai, Recent Magnetic for Electronics 10, OIIMISHA (1983)

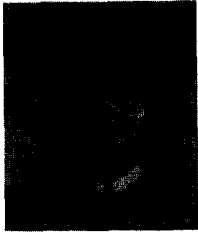
[7] A. H. Eschenfelder, Magnetic Bubble Technology (Springer Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1981)

[8] M. Mansuripur and M. F. Ruane "Mean-Field Analysis of Amorphous Rare Earth Transition Metal Alloys for Thermomagnetic Recording", IEEE Trans. Magn. 22, p.33 (1986)

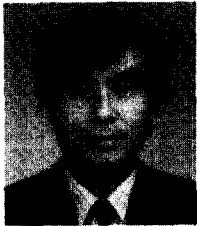
[9] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1975)

[10] E. B. Hildebrand, Introduction to Numerical Analysis (McGraw-Hill, New York, 1976)

[11] 권 은철, 조 승철, "광자기 기록 매체의 자화 반전에 관한 연구", 한국 통신 학회, 추계학술대회, p.238(1991)



韓 恩 實(Eun Sil Han) 정회원
 1965년 7월 21일생
 1988년 2월 : 숭실대학교 전자공학과 졸업(공학사)
 1990년 2월 : 숭실대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학 석사)
 1990년 3월 ~ 현재 : 숭실대학교 대학원 박사과정



曹 舜 哲 (Soon Chul Jo)
 1947년 2월 19일생
 1969년 2월 : 서울대학교 물리학과 졸업(이학사)
 1972년 8월 : 서울대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)
 1987년 7월 : Carnegie Mellon University (공학 석사)

1990년 ~1991년 : Carnegie Mellon University 조교수
 1987년 9월 ~ 현재 : 숭실대학교 공과대학 전자공학과 부교수

※주관심 분야 : 자기 및 광자기기억장치, 미세자기소자, 박막자성체코 등임.



李光衡(Kwang Hyung Lee)
 1945년 3월 20일생
 1968년 2월 : 서울대학교 전자공학과 졸업(공학사)
 1972년 8월 : 서울대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학 석사)
 1974년 4월 ~ 1979년 3월 : 일본 동경대학교 전자공학과 박사과정

1987년 2월 : 중앙대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학 박사)

1983년 8월 ~ 현재 : 숭실대학교 공과대학 전자공학과 정교수

※주관심 분야 : 지능 신호 처리, 피지 신경망, 음성 합성, 인식, 멀티미디어 신호처리 등임.