

나노구조 교환결합 삼층박막의 열적 안정성 예측

이종민¹ · 임상호^{1,2*}

¹고려대학교 신소재공학과, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

²고려대학교 나노반도체공학과, 서울시 성북구 안암동 5-1, 136-713

(2010년 4월 13일 받음, 2010년 4월 19일 최종수정본 받음, 2010년 4월 19일 게재확정)

나노구조 교환결합 삼층박막의 열적안정성을 예측하기 위한 최근의 연구진전에 대하여 리뷰한다. 새로운 해석적/수치적 방법을 이용하여 나노구조 교환결합 삼층박막의 에너지 배리어, 나아가서 열적안정성을 예측한다. 이 방법의 특징은 수치적인 방법을 이용하여 얻은 magnetostatic 자기장을 포함하는 해석적인 전체 에너지 방정식을 이용함에 있다. 단자구리는 가정하에, 모든 magnetostatic 자기장은 자성층 전체 부피에 대해 그 값을 평균함으로써 유효 값을 취할 수 있다. 그러나, 평형상태에서는 자구의 구조가 복잡하며, 또한 불안정한 saddle point에서의 자구 구조를 알 수 있는 직접적인 방법이 없기 때문에, saddle point에서의 magnetostatic 자기장 역시 얻을 수 없다. 이러한 어려움은 micromagnetic simulation을 통해 얻을 수 있는 critical 자기장과 saddle point에서의 magnetostatic 자기장을 연결하는 방정식을 사용함으로써 극복되었다. 이 방법은 신뢰성이 확보된 micromagnetic simulation에 기반을 두고 있기 때문에 열적안정성을 정확하게 예측하는 것이 가능하다.

주제어 : 교환결합 삼층막, 열적 안정성, 나노구조 자기셀

I. 서 론

최근, 나노크기의 교환결합 삼층박막 구조(exchange-coupled trilayer)는 고집적 자기메모리(magnetic random access memory)의 자유층 구조로서 많은 관심을 받고 있다[1, 2]. 교환결합 삼층박막은 두 개의 자성층이 비자성층을 끼고 있는 구조를 하고 있으며, 기존의 단자성층에 비해 작은 cross-talk, 일관된 자화반전, 높은 자기저항비 등의 장점을 가지는 것으로 기대 받고 있다. 이러한 장점들의 대부분은 삼층구조의 flux-closure 형성에 기인하고 있다. 게다가 최근에는 교환결합 삼층박막은 추가적으로 높은 열적 안정성 계수를 가지는 장점을 지니는 것으로 보고 되었다. 자기 에너지 배리어(E_M)와 열적 에너지(kT , $T=300$ K)의 비로 나타내어 지는 열적 안정성 계수는, $160 \text{ nm} \times 80 \text{ nm}$ 크기의 단자성층 구조가 27~36의 값을 가지는 데 반해, 교환결합 삼층박막 구조는 67의 값을 가지는 것으로 보고 되었다[2]. 열적 안정성 계수에 관한 이러한 결과들은 전류주입 자화반전(current induced magnetization switching) 실험에 Slonczewski 방정식을 접목하는 방식으로 구해졌다[3]. 구체적으로는, 인가된 전류 pulse의 시간에 따라 전류주입 자화반전에 요구되는 임계 전류밀도를 측정 한 뒤, 이러한 실험적 결과를 Slonczewski 방정식에 대입하여 열적 안정성 계수를 구하는 방법이 이용되었다 [2, 4-6]. 아직까지 이러한 방법의 적합성에 대해서는 깊이 있는 토론이 이루어 지지 않았다. 하지만 반평행 자화배열에서

평행 자화배열으로의 자화반전에서 측정된 열적 안정성 계수와 그 반대 경우에서 측정된 열적 안정성 계수가 그 값에서 큰 차이가 난다는 점은 주목할 만한 점이다.

일반적으로 자기 에너지 배리어는 자기 이방성과 자기 부피의 곱으로 나타내어지며, 단자성층 구조에서 자기 에너지 배리어의 계산에 요구되는 자기 이방성이나 자기 부피는 적어도 이론적으로는 잘 정의된다. 하지만, 교환결합 삼층박막 구조에서는 자기 이방성과 자기 부피 모두 그 정의가 명확하지 않으며, 자기 에너지 배리어의 추정에 어려움을 준다. 이러한 문제점을 극복하기 위해서 전체 자기 에너지를 해석적인 방정식으로 나타내는 방법이 과거에 여럿 소개되었었다[7-11]. 이러한 해석적인 방정식으로부터 자기 에너지 배리어를 포함한 대부분의 자기적 특성을 구할 수 있다. 하지만 해석적인 방정식의 한가지 단점은 전체 자기 에너지를 처리 가능한 해석적인 형태로 나타내기 위해 여러 가지 가정을 사용한다는 점이다. 그리고 이러한 가정들은 필연적으로 방정식의 정확성을 낮추는 결과를 초래한다. 교환결합 삼층박막 자기 에너지의 해석적인 방정식에 쓰이는 큰 가정 중의 하나는 자기 이방성의 단순화이다. 단자성층의 경우 그 자기 이방성이 정확하게 정의되지만, 교환결합 삼층박막의 경우에는 각 자성층이 서로 교환상호작용하고 있기에 자기 이방성을 해석적으로 정확하게 정의하기가 어렵다. 또 다른 가정 중의 하나는 자구구조의 단순화이다. 원칙적으로 자성체의 열적 안정성은 2개의 (준)안정상을 연결하는 에너지 배리어(saddle point)에 의해 결정된다. 100 nm 크기 정도의 교환결합 삼층박막의 경우, 그 작은 크기와 flux-closure로 인하여, 평형상태에 있는

*Tel: (02) 3290-3285, E-mail: sangholim@korea.ac.kr

안정상의 자기구조는 단자구에 근접할 것으로 예상된다. 하지만 saddle point에서의 자기구조를 예측하는 것은 쉽지 않다. 따라서 일반적인 해석적인 에너지 방정식에서는 자기구조가 단자구 구조라는 가정을 사용한다.

본 연구에서는 여러 가지 가정을 사용함으로써 그 정확성은 낮아졌지만 교환결합 삼층박막 자기 에너지의 해석적인 표현을 가능하게 한 방법들을 소개하며, 이러한 여러 가지 가정들을 제거함으로써 보다 정확한 열적 안정성 수치의 예측을 가능하게 하는 새로운 해석적/수치적 방법을 제안한다. 본 연구에서 제안하는 새로운 해석적/수치적 열적 안정성 예측 방법의 핵심은 micromagnetic simulation로부터 자성박막의 자기구조를 구하고 이를 분석함으로써 기존의 해석적 방법에 쓰여진 여러 가지 가정들을 제거하는 것이다. 즉, 해석적 방법과 수치적 방법을 모두 사용하는 것이다. 여기서 한가지 강조할 사항은 micromagnetic simulation 기술은 정적 및 동적 상태에서 자기적 상태를 정확하게 예측하는 것이 가능하다. 그러나 이 기술은 주어진 상태 (주로 비평형)에서 평형상태로 이동하는 경로에 대한 정보만을 얻기 때문에 이 기술만으로는 열적안정성에 대한 정보를 얻는 것이 불가능하다. 그러나 이렇게 얻은 평형상태에서의 자기 정보에 해석적인 방법을 접목함으로써, 비평형상태에서의 자기 정보를 간접적으로 얻을 수 있으며, 따라서 교환결합 삼층박막의 정확한 열적 안정성 계수를 구할 수 있다.

II. 교환결합 삼층박막의 자기 에너지 서술

1. 해석적 방법에 의한 열적 안정성 예측

원칙적으로 자성체의 열적안정성은 2개의 (준)안정상을 연결하는 에너지 배리어 (이것을 saddle point라고도 함)에 의해 결정된다. Fig. 1(a)는 아주 간단한 예로서 일축이방성을 가지는 자성체의 에너지를 개략적으로 나타내었다. 하나의 (준)안정상 A에서 다른 (준)안정상 B로 자화가 회전하는 경우 에너지 배리어 C를 넘어야 하며, 이것이 자성체의 열적안정성을 결정짓는다. 에너지 배리어를 포함한 에너지 분포는 외부에서 자기장을 인가함에 따라 변한다. 따라서 열적안정성은 외부에서 인가한 자기장의 함수이다. Fig. 1(a)에 나타난 경우와 같이 간단한 자성체는 잘 알려진 Stoner-Wohlfarth(S-W) 모델에 의해 설명된다. S-W 모델에서 자기적 에너지는 자화와 외부자기장에 의한 Zeeman 항과 이방성 에너지 항으로만 주어지며 다음과 같다.

$$E_{tot} = K_u V \sin^2 \theta - H_{ext} M_s V \cos \theta \quad (1)$$

여기서 M_s 는 자성체의 포화자화, K_u 는 이방성 에너지, V 는 자성체의 볼륨, H_{ext} 는 외부자기장의 크기, 그리고 θ 는 자화

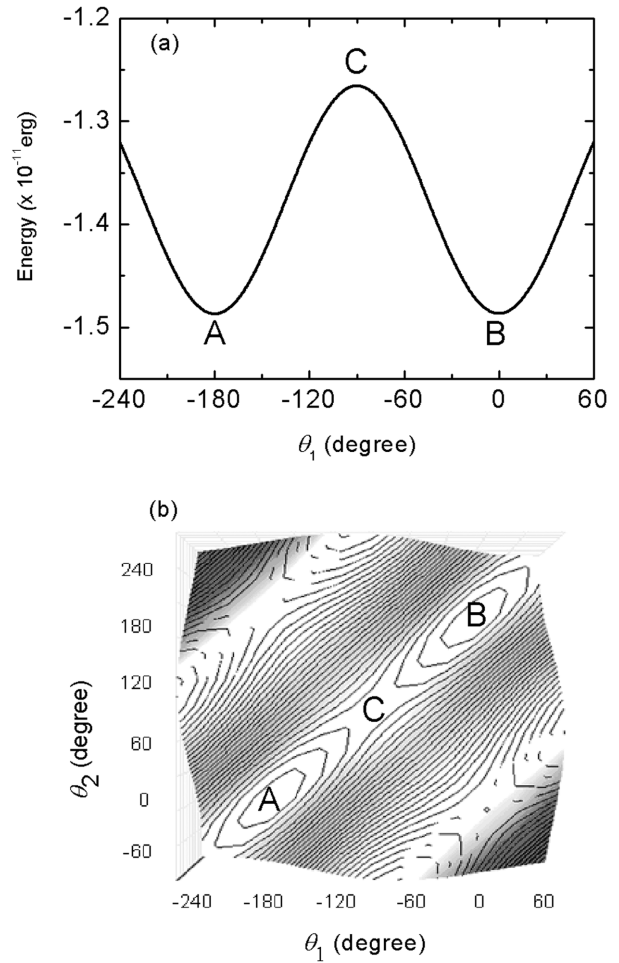


Fig. 1. (a) Energy profile showing the lowest energy path linking the two stable states (b) Energy contours as a function of two angles (θ_1 and θ_2), denoting the magnetization directions in layers 1 and 2. The applied magnetic field is zero in this case so that the energy minima (points A and B) are equivalent.

의 방향을 나타낸다. 그러나 실제 구조는 매우 복잡한데, 가장 큰 이유는 자화의 불연속에 의해 발생한 자기적 자유극(magnetic free poles) 사이의 쿨롱 상호작용에 의한 정자기 에너지(magnetostatic energy)를 고려해야 하기 때문이다.

최근 Worledge는 교환결합 삼층박막에 대한 자기적 에너지 배리어를 해석적으로 구현하였다[7, 8]. 이 해석적 방법에는 자화와 외부자기장에 의한 Zeeman 항과 이방성 에너지 항뿐만 아니라, 자유극 사이의 쿨롱 상호작용에 의한 에너지(정자기 에너지)가 전체 에너지에 포함되어 실제 구조의 에너지를 모두 기술하고 있다. 이 해석적 방법에는 정자기 에너지를 계산하기 위한 여러 가지 가정을 사용하였는데, 가장 중요한 가정은 자기구조가 단자구라는 것이다. 다음 식은 Worledge가 제안한 전체 자기 에너지 식을 나타낸다.

$$\begin{aligned}
 E_{tot}(\theta_1, \theta_2) = & -\frac{\pi abt}{4}M_s(\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\left(H_{ext} - \frac{1}{2}M_s4\pi n_x\frac{t}{b}\cos\theta_1\right. \\
 & \left. - \frac{1}{2}M_s4\pi n_y\frac{t}{b}\cos\theta_2\right) - \frac{\pi abt}{4}M_s(\sin\theta_1 + \sin\theta_2) \\
 & \left(-\frac{1}{2}M_s4\pi n_x\frac{t}{b}\sin\theta_1 - \frac{1}{2}M_s4\pi n_y\frac{t}{b}\sin\theta_2\right) \\
 & - \frac{1\pi abt}{2\ 4}M_sH_i(\cos^2\theta_1 + \cos^2\theta_2) \\
 & - \frac{\pi ab}{4}J_{ex}\cos(\theta_1 - \theta_2) \tag{2}
 \end{aligned}$$

여기서 a , b 는 각각 장축, 단축으로의 길이를 나타내며 t 는 자성층의 두께, H_i 는 일축유도이방성자기장(uniaxial induced anisotropy field), 그리고 J_{ex} 는 자성박막 사이의 교환상호작용(interlayer exchange coupling)을 나타낸다. n_x 와 n_y 는 각각 장축, 단축 방향으로의 demagnetization factor를 의미한다. Fig. 1(b)에는 식 (2)에서 각과 의존하지 않은 항들을 제외한 에너지 방정식에 대하여 자기 에너지(표면)를 나타내었다. 사용된 자기적/형상적 값들은 소자 응용의 전형적인 값들이다. 2개의 자성층이기 때문에 Fig. 1(a)와 같이 선으로 나타나지 않고 에너지면(contour)으로 나타나며, 열적안정성 측면에서 더욱 중요한 것은 에너지 배리어가 명확하지 정의되지 않는다는 점이다. 그림에서 (준)안정상은 2개의 에너지 최소점으로 주어지고 (A, B), 이 2개의 에너지 최소점을 연결하는 에너지 배리어는 무한대로 많다. 그러나 실제의 에너지 경로는 가장 낮은 에너지 계곡을 따라 이동할 것이며, 이로부터 에너지 배리어 (C)를 얻는 것이 가능하다.

교환결합 삼층박막의 전체 에너지를 기술하기 위하여 Worledge가 제안한 식 (2)는 단자구리는 가정 이외에도 3개의 가정이 더 들어있다. 즉, 다음과 같이 4개의 가정을 식 (2)의 전체 에너지를 기술하는데 사용하였다. (1) 단자구이며 (single domain), (2) 자화는 면내에만 존재하며 (in-plane magnetization), (3) 자성박막의 형상이 3D ellipsoid이며, (4) 자성박막 자체의 demagnetizing field (H_{dem})와 인접한 자성박막으로부터 오는 dipole field (H_{dip})의 크기가 같다는 것이다. 자화가 면내에서만 존재한다는 가정 (2)는 박막의 두께가 lateral dimensions에 비해 작기 때문에 합당한 가정으로 생각된다. 자성박막의 형상이 3D ellipsoid라는 가정 (3)과 $H_{dem} = H_{dip}$ 이라는 가정 (4)는 전체 에너지를 해석적인 방정식으로 나타내기 위하여 불가피한 가정으로 생각된다. 즉, 자성박막의 형상이 3D ellipsoid이면 H_{dem} 이 자성박막 전체에서 일정한 값을 가지며, 또한 가정 (4)에 의해 H_{dip} 또한 일정한 값을 가지는 것이다. 따라서 교환결합 삼층박막의 전체 에너지를 기술할 수 있는 간단한 해석적인 방정식 (2)이 가능한 것이다. Fig. 2는 원래의 Worledge 모델을 사용하여 계산된 자기

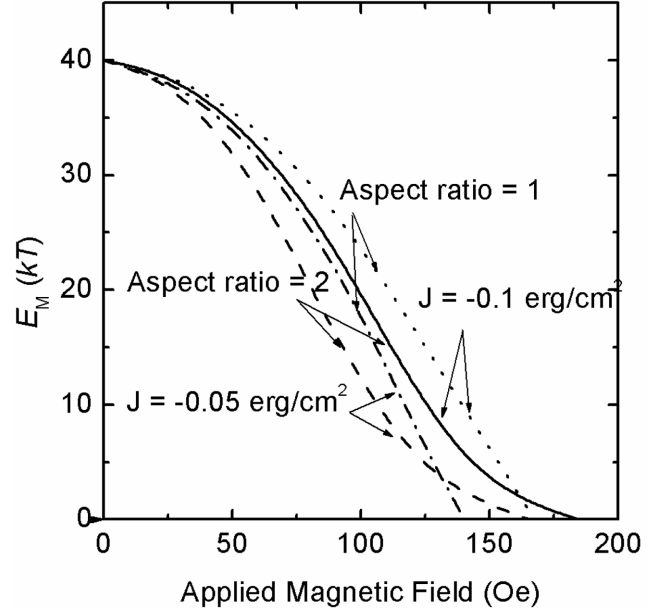


Fig. 2. The energy barrier of the exchange-coupled trilayer as a function of applied magnetic field. The results are for two exchange couplings (-0.05 and -0.1 erg/cm²) and for two different lateral dimensions (but identical volume): a circular cell with a diameter of 150 nm and an ellipsoid with an aspect ratio of 2 (212 nm × 106 nm).

에너지 배리어(열적 에너지(kT , $T = 300$ K)의 비로서 나타내었다)가 외부 인가자기장에 따라 변하는 것을 나타낸 것이다.

Fig. 2에서는 구조의 종횡비와 자성박막 사이의 교환상호작용(J_{ex})이 열적안정성에 미치는 영향을 보기 위하여 종횡비와 교환상호작용 크기를 달리하면서 계산하였다[12]. Fig. 2에서 가장 두드러진 특징은 자기적 에너지의 크기가 자기적 파라미터, 특히 종횡비에 크게 의존하지 않는다는 점이다. 이는 본 연구에서 검토한 구조의 크기가 100 nm 정도로 매우 작은 것을 고려할 때 매우 이해하기 어려운 결과이다. 그러나 이러한 결과는 Worledge가 해석적인 에너지 방정식에 사용한 간단한 가정, 구체적으로 demagnetizing 자기장의 크기가 다른 층으로부터 오는 dipole 자기장과 같다는 가정에 기인한다. Demagnetization 자기장과 dipole자기장의 방향이 반대이고 그 크기가 같기에, 형상이방성이 전혀 발현되지 않기 때문에 나타나는 결과이다. 이러한 문제를 해결하기 위하여 원래의 모델에서 사용된 가정들을 완화하였으며, 이를 위하여 2개의 추가적인 파라미터 d 와 p 를 도입하였다[13]. 파라미터 d 는 자성박막이 단자구가 아닌 것을 반영하기 위하여 도입하였으며, p 는 demagnetizing 자기장의 크기가 다른 층으로부터 오는 dipole 자기장과 다르다는 것을 반영하기 위하여 도입하였다. 실제 상황에서 항상 $d > p$ 이다. 새로운 완화된 모델을 사용하여 계산된 자기 에너지 배리어가 외부 인가자기장에 따라 변하는 결과를 Fig. 3에 나타내었다. 교환상호작용의 크기($J_{ex} =$

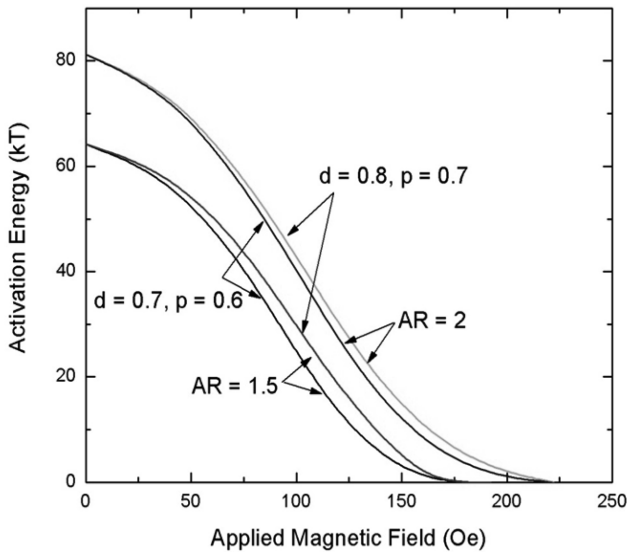


Fig. 3. The energy barrier of a exchange-coupled trilayer as a function of the applied field in the long axis direction at various sets of (d, p) values.

-0.05 erg/cm^2)는 고정하였으나, 종횡비의 크기는 변화시킴으로써 이러한 완화된 조건이 형상이방성의 발현에 영향을 주는 지 확인하고자 하였다. Fig. 3에서 종횡비가 1.5일 때와 2일 때의 결과를 보여주고 있는데, 종횡비가 2일 때 자기 에너지의 크기가 종횡비가 1.5일 때 보다 크다. 이러한 결과를 바탕으로 demagnetizing 자기장과 dipole 자기장의 크기가 다르다는 가정은 Worledge의 기존 방법보다 보다 더 실제의 상황을 더 잘 기술하는 것으로 생각된다.

2. 해석적/수치적 방법에 의한 열적 안정성 예측

앞의 결과에서 Worledge의 해석적인 방법은 그 네 가지 가정들(single domain, in-plane magnetization, 3D ellipsoid, $H_{dem} = H_{dip}$)로 인해 정확한 자기 에너지를 표현하는 데에는 어려움이 있음을 확인하였다. 자성박막을 3D ellipsoid 형태로 제조하는 것은 통상적인 박막제조 공정으로는 불가능하다. 박막의 두께를 가운데는 두껍게 하고 모서리로 이동함에 따라 얇게 하는 것이 통상의 박막제조 공정으로는 불가능하기 때문이다. 따라서 Worledge가 제안한 전체 에너지 방정식 (2)은 실제 박막에서는 사용이 불가능하다. 또한 demagnetizing 자기장과 dipole 자기장의 크기가 같다는 가정도, 2개의 자성 박막을 구분하고 있는 비자성 spacer층의 두께가 1 nm 이하 정도로 매우 얇기 때문에 일견 합당한 가정처럼 보이지만 이 또한 많은 에러를 포함한다. 이러한 가정을 사용하는 경우 서로 반평행한 배열을 하고 있는 교환결합 삼층박막의 경우 H_{dem} 과 H_{dip} 이 완전히 상쇄되기 때문에 형상이방성이 완전히 영이 되는 결과가 초래된다. 따라서 이 가정 또한 고밀도 자

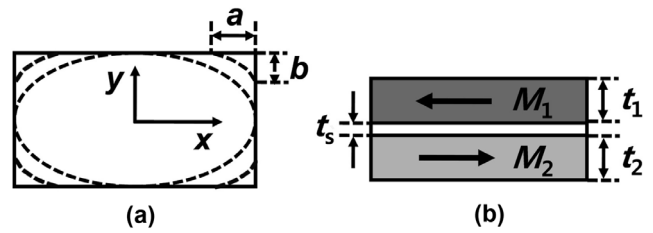


Fig. 4. (a) Top view and (b) cross-sectional view of the exchange-coupled trilayer investigated in this study. The definition of the x- and y-axes is also shown in (a).

기메모리에 사용되는 구조에는 적용할 수 없다. Fig. 3에서 추가적인 파라미터 d, p 를 통해 이러한 가정을 완화하고 보다 실제에 가까운 자기 에너지 배리어를 계산할 수 있었지만, 이러한 값들은 임의의 값으로서 교환결합 삼층박막 구조의 정확한 자기 에너지를 구현하는 값이라고 보는 데에는 어려움이 있다. 이러한 가정들이 가지는 문제들을 해결하기 위하여 여러 가지 방법들을 구축하였고, 이를 통하여 실제 자기메모리용 자기셀에 적용 가능한 전체 에너지 식을 제안하였다. 또한 이로부터 실제 자기 에너지 배리어를 계산하였다.

실제 자기 에너지 배리어 계산을 위해 적용된 구조의 횡단도와 위에서 봤을 때의 구조가 각각 Fig. 4(a), (b)에 나타나져 있다. 본 연구에서 사용된 계수들은 다음과 같다. $M_s = 1030 \text{ emu/cc}$, $J_{ex} = -0.17 \text{ erg/cm}^2$ (음의 부호는 반 평행 coupling을 나타낸다.), $H_i = 10 \text{ Oe}$, $t_1 + t_2 = 4 \text{ nm}$, $t_{spacer} = 0.6 \text{ nm}$. 셀의 크기는 $160 \text{ nm} \times 80 \text{ nm}$ 이다. 두 자성층의 두께 차이(Δt)는 $t_1 - t_2$ 로 정의한다. 문헌에 나온 소자의 모양은 완전 직육면체가 아니라 모서리 부분이 둥글게 되어 있다. 소자의 모양을 Fig. 4(a)에 나온 a 와 b 값을 바꿈으로써 완전 직육면체에서 완전 타원으로 변화시켰다. 완전한 직육면체는 $a = b = 0 \text{ nm}$ 이고, 완전 elliptical은 $a = 80 \text{ nm}$, $b = 40 \text{ nm}$ 이다.

통상적인 박막 공정으로 제작되는 자기셀에 적용하기 위해서는 3D-ellipsoid라는 가정을 제거해야 한다. 이는 자성박막 내에서 H_{dem} 이 더 이상 일정한 값이 아니라는 것을 의미한다(이로부터 H_{dip} 또한 일정하지 않다). H_{dem} 과 H_{dip} 이 일정하지 않다는 것은, 다시 말하면 H_{dem} 과 H_{dip} 이 공간에 따라 변한다는 것은 전체 에너지 식을 해석적인 방정식으로 나타낼 수 없다는 것을 의미하며, 이는 현재의 방법 자체가 불가능하다는 것을 의미한다. 이러한 문제를 사용하기 위하여 불균일한 H_{dem} 과 H_{dip} 을 전체 자성박막 공간에 대하여 평균함으로써 유효적인 H_{dem} 과 H_{dip} 을 계산하였다[11, 14]. Fig. 5(a)와 (b)에는 $t = 0 \text{ nm}$ 구조에서, 정자기자기장을 유한요소법(finite element method)을 이용하여 자성박막의 전체부피에 대하여 평균함으로써 계산한 결과를 보여주고 있다.

단자구와 in-plane magnetization 가정을 그대로 사용하더라

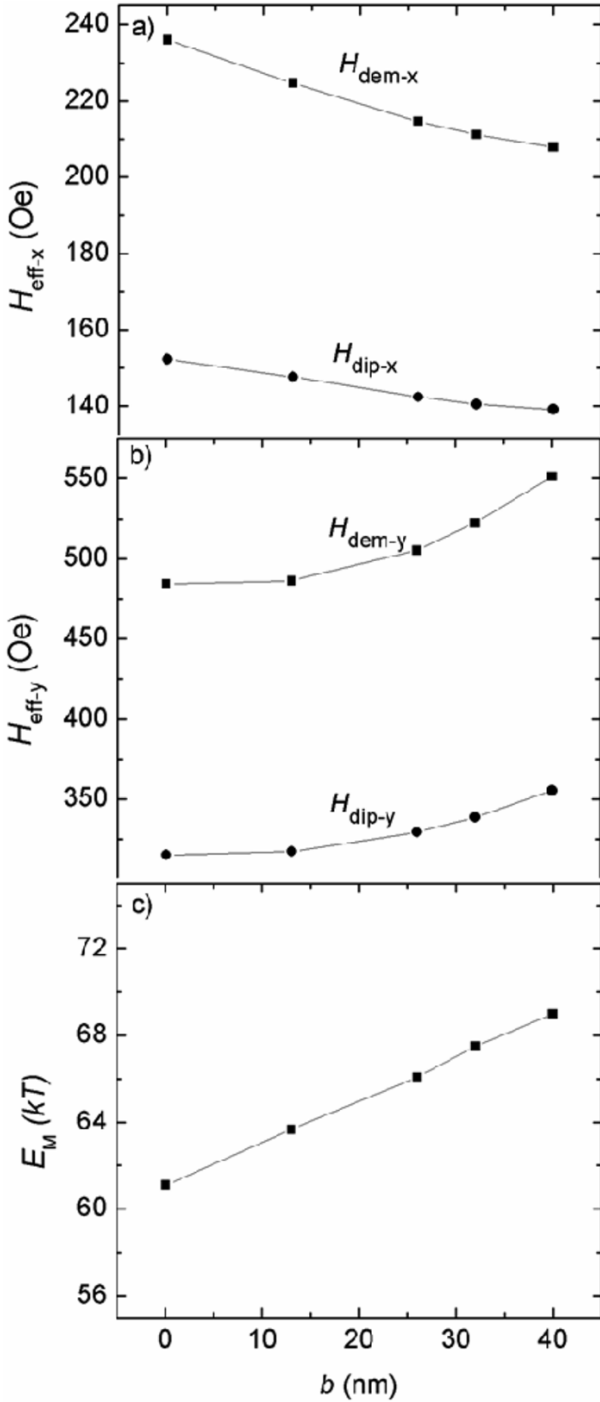


Fig. 5. Calculated results for (a) the effective fields along the x -axis, (b) the effective fields along the y -axis and (c) E_M as a function of b (cell geometry).

도, 나머지 2개의 가정, 즉 3D ellipsoid 자성체와 $H_{\text{dem}} = H_{\text{dip}}$ 을 제거하는 경우, Worledge가 제안한 원래의 전체 에너지 식을 사용할 수가 없기 때문에 새로운 식을 사용하는 것이 필요하다. 본 연구에서는 유효적인 H_{dem} 과 H_{dip} 을 사용하는 것을 핵심으로 하는 새로운 에너지 식을 제안하였으며, 그

식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 E_{\text{tot}}(\theta_1, \theta_2) = & -M_s[H_{a,x}(V_1 \cos\theta_1 + V_2 \cos\theta_2) \\
 & + H_{a,y}(V_1 \sin\theta_1 + V_2 \sin\theta_2)] + \frac{1}{2}M_s[H_{\text{dem},x-1}V_1 \cos^2\theta_1 \\
 & + H_{\text{dem},x-2}V_2 \cos^2\theta_2 + H_{\text{dem},y-1}V_1 \cos^2\theta_1 \\
 & + H_{\text{dem},y-2}V_2 \cos^2\theta_2] + \frac{1}{2}M_s[(V_1 H_{\text{dip},x-2} + V_2 H_{\text{dip},x-1}) \\
 & \cos\theta_1 \cos\theta_2 + (V_1 H_{\text{dip},y-2} + V_2 H_{\text{dip},y-1}) \sin\theta_1 \sin\theta_2] \\
 & - \frac{1}{2}M_s H_i (V_1 \cos^2\theta_1 + V_2 \cos^2\theta_2) - A J_{\text{ex}} \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (3)
 \end{aligned}$$

여기서 아래첨자 1과 2는 자성 박막 1과 2를 각각 나타내고 아래첨자 x 와 y 는 각각 박막 평면에 수평적이고 수직적인 방향을 나타낸다. M_s 는 포화 자화 값이고 이것은 두 자성 박막에서 모두 같은 값을 가진다고 가정하였다. H_a 는 인가자기장의 값이나, 본 연구에서는 remnant 상태에서의 열적안정성에 한정하였기 때문에 그 값은 영이다. V 는 자성 박막의 부피이고 θ 는 $+x$ 축과의 자화 방향의 각도를, J_{ex} 는 두 자성 박막 사이의 교환상호작용을, H_i 는 x 방향으로 형성된 유도자기 이방성을 의미한다. 첫 번째 세 개의 항목은 H_a , H_{dem} , H_{dip} 때문에 생긴 magnetostatic 에너지를 각각 나타내고, 마지막 두 개의 항목은 일축유도이방성 에너지와 자성박막 사이의 교환상호작용 에너지를 각각 나타낸다. 식 (3)에서 주목할 것은 유효적인 H_{dem} 과 H_{dip} 이 평형상태(x 방향)뿐만 아니라 saddle point 상태(y 방향)에서도 필요하다는 점이다. 따라서 교환결합 삼층박막을 구성하고 있는 자성박막의 두께가 다를 경우, 전체 8개의 유효 자기장이 필요하게 된다. 그러나 자성박막의 두께가 같고 포화자속밀도 같은 경우, 전체 4개의 유효 자기장이 필요하게 된다. 8개 (또는 4개)의 유효 자기장을 계산하는 것이 상당히 도전적일 것으로 생각되지만, 단자구와 in-plane magnetization 가정을 사용하면 통상의 FEM(finite element method) 방법을 사용하여 이러한 8개의 유효 자기장을 계산하는 것이 가능하다. 왜냐하면 이러한 가정을 사용하는 경우 평형상태와 saddle point 상태에서의 자화배열 상태를 알기 때문이다. 즉 평형상태에서의 자구구조는 자화의 방향이 길이방향(x)을 향하고 있으면서 반평행하고, saddle point 상태에서의 자구구조는 면의 transverse 방향(y)을 향하고 있으면서 반평행 하다. 따라서 이러한 자구구조 상태에서 FEM을 이용하면 유효 자기장을 계산하는 것이 가능하다. 이는 전체 에너지 방정식을 해석적인 방정식으로 나타내는 것이 가능하고 따라서 자기 에너지 배리어를 계산하는 것이 가능하다는 것을 의미한다[11]. 이러한 결과는 Fig. 5(c)에 나타나 있다.

그러나 위의 방법은 여전히 두 가지 가정(single domain,

in-plane magnetization)을 포함함으로써, 실제 상황에서는 조금 벗어난 결과를 보여 주고 있다. 이러한 가정을 제거하는 데에는 평형상태에서의 자화배열, 특히 saddle point에서의 자화 배열을 정확히 예측하는 것이 중요하다. 하지만 이것은 익히 예상할 수 있듯이 간단한 문제가 아니다. 왜냐하면 평형 상태에서의 자구구조는 micromagnetic simulation을 사용하면 평형 자화배열 (equilibrium magnetic configuration)을 알 수 있고 따라서 magnetic free poles 분포와 정자기장을 계산하는 것이 가능하다. 그러나 문제는 saddle point에서 정자기장을 구하는 것이며, 이것은 통상의 방법으로는 불가능하다. 왜냐하면 micromagnetic simulation을 포함하는 대부분의 방법들은 비평형 상태에서 평형상태로 이동하는 것만 예측 가능하기 때문이다. 즉, 계산이 진행됨에 따라 보다 평형상태에 근접한다. 그러나, 여기에서 요구되는 것은 안정하지 않은 (unstable) saddle point에서 자화배열과 이로부터 계산되는 정자기장이다. 이러한 saddle point에서의 자화배열은 saddle point에서의 정자기장을 포함한 모든 정자기장들이 critical fields들과 연관된다는 사실로부터 간접적으로 확인이 가능하다. 연관관계들이 있다면 critical fields들은 통상적인 micromagnetic simulation으로부터 구하는 것이 가능하기 때문에 결과적으로 모든 정자기장을 계산하는 것이 가능할 것이다. 이러한 연관관계 식들은 전체 에너지 방정식으로 구할 수 있는데, 이러한 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 E_{tot}(\theta_1, \theta_2) = & -M_s[H_{a,x}(V_1 \cos\theta_1 + V_2 \cos\theta_2) \\
 & + H_{a,y}(V_1 \sin\theta_1 + V_2 \sin\theta_2)] + \frac{1}{2}M_s[XH_{dem,x-1}V_1 \cos^2\theta_1 \\
 & + XH_{dem,x-2}V_2 \cos^2\theta_2 + YH_{dem,y-1}V_1 \cos^2\theta_1 \\
 & + YH_{dem,y-2}V_2 \cos^2\theta_2] + \frac{1}{2}M_s[(V_1XH_{dip,x-2} + V_2XH_{dip,x-1}) \\
 & \cos\theta_1 \cos\theta_2 + (V_1YH_{dip,y-2} + V_2YH_{dip,y-1})\sin\theta_1 \sin\theta_2] \\
 & - \frac{1}{2}M_sH_i(V_1 \cos^2\theta_1 + V_2 \cos^2\theta_2) - AJ_{ex} \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{sf} = & \frac{((-\alpha + \delta)V_1M_s + (\alpha + \gamma)V_2M_s) \\
 & + \sqrt{((-\alpha + \delta)V_1M_s + (\alpha + \gamma)V_2M_s)^2 \\
 & - 4(V_1V_2M_s^2)(-4\alpha^2 - \alpha\delta - \alpha\gamma - \gamma\delta + \beta^2)}}{2V_1V_2M_s^2} \quad (5a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_d = & \frac{((\alpha + \delta)V_1M_s - (\alpha + \gamma)V_2M_s) \\
 & + \sqrt{((\alpha + \delta)V_1M_s + (\alpha + \gamma)V_2M_s)^2 \\
 & - 4(V_1V_2M_s^2)(-\alpha^2 - \alpha\delta - \alpha\gamma - \gamma\delta + \beta^2)}}{2V_1V_2M_s^2} \quad (5b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{xsat} = & \frac{((\alpha - \delta)V_1M_s + (\alpha - \gamma)V_2M_s) \\
 & + \sqrt{((\alpha - \delta)V_1M_s + (\alpha - \gamma)V_2M_s)^2 \\
 & - 4(V_1V_2M_s^2)(\alpha^2 - \alpha\delta - \alpha\gamma + \gamma\delta - \beta^2)}}{2V_1V_2M_s^2} \quad (5c)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_{ysat} = & \frac{((\beta + \delta)V_1M_s + (\beta + \gamma)V_2M_s) \\
 & + \sqrt{((\beta + \delta)V_1M_s + (\beta + \gamma)V_2M_s)^2 \\
 & - 4(V_1V_2M_s^2)(\beta^2 + \beta\delta + \beta\gamma + \gamma\delta - \alpha^2)}}{2V_1V_2M_s^2} \quad (5d)
 \end{aligned}$$

여기서

$$\alpha = \frac{1}{2}(V_1M_sX_2H_{dip,x2} + V_2M_sX_1H_{dip,x1}) - AJ$$

$$\beta = \frac{1}{2}(V_1M_sY_2H_{dip,y2} + V_2M_sY_1H_{dip,y1}) - AJ$$

$$\gamma = -V_1M_sX_1H_{dem,x1} + V_1M_sY_1H_{dem,y1} + V_1M_sH_i$$

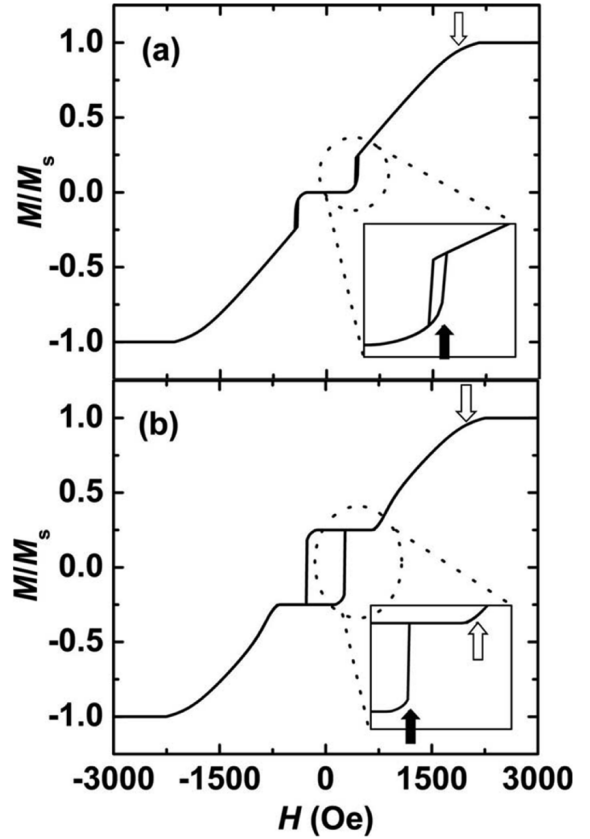


Fig. 6. *M-H* loops calculated by micromagnetic simulation at two different Δt values: (a) $\Delta t = 0$ nm and (b) $\Delta t = 1.0$ nm. $b = 0$ nm (rectangle) for both cases. The critical fields calculated from the magnetostatic fields obtained in this study by using Eqs. (5a)~(5d), and these results are indicated by arrows.

$$\delta = -V_2 M_s X_2 H_{dem,x2} + V_2 M_s Y_2 H_{dem,y2} + V_2 M_s H_i$$

여기서 $X_i, Y_i (i=1, 2)$ 는 각각 단자구 상태와 비교하였을 때 실제상황에서의 magnetostatic field의 비를 나타낸다. 즉 X_i, Y_i 가 1에 가까울수록 단자구 상태에 가깝게 된다. 그리고 X 와 Y 는 아래 식을 통해 나오는 critical field를 micromagnetic simulation을 통해 얻어지는 hysteresis curve상에서의 critical field와 비교, fitting하여 얻을 수 있다. 이러한 결과는 Fig. 6(a)와 (b)에서 확인할 수 있다. Fig. 6(a)와 (b)는 각각 두 자성층의 두께 차이(Δt)가 0 nm와 1.0 nm인 사각형 자기셀 ($b = 0$ nm)에서의 $M-H$ loop과, 식 (5a)~(5d)로부터 구한 critical fields 들이다.

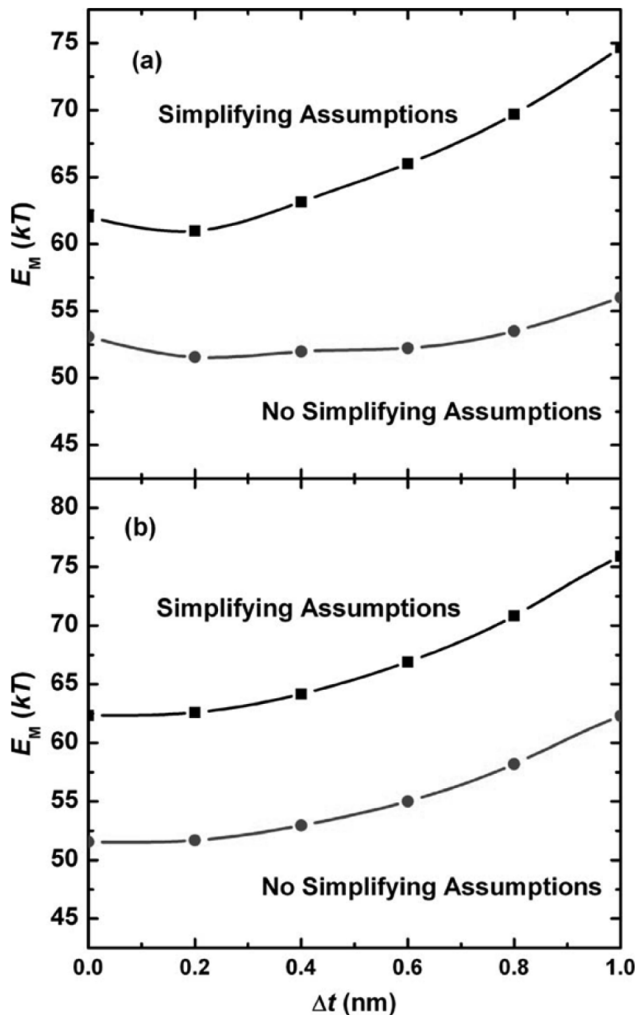


Fig. 7. Solid circles show results for E_M (in kT where $T = 300$ K) as a function of Δt calculated in this study without using the simplifying. Solid squares show a similar set of results obtained by using the simplifying assumptions (single domain, in-plane magnetization). The results shown in (a) and (b) are for $b = 0$ nm (rectangle) and $b = 40$ nm (ellipse), respectively.

이렇게 얻은 X_i 와 Y_i 를 통해 실제 상황에서 교환결합 삼층박막의 자기 에너지를 식 (4)처럼 해석적/수치적 방법으로 나타낼 수 있다. 이러한 실제 상황에서의 자기 에너지 식을 가지고 자기 에너지 배리어($T = 300$ K)를 계산하여 Fig. 7에 표시하였다. (a)와 (b)는 각각 사각형 셀($b = 0$ nm)와 ellipse 셀($b = 40$ nm)의 경우이다. 비교를 위하여 식 (2)의 4가지 가정을 다 제거한 실제상황에서의 에너지 배리어(동그라미)와 단자구와 in-plane magnetization의 가정을 가지고 있는 상황(사각형)에서의 에너지 배리어를 동시에 표시하였다. 사각형 셀($b = 0$ nm)의 경우, 자기 에너지 배리어는 두 자성층의 두께 차이(Δt)에 크게 의존하지 않는다. 하지만 ellipse 셀($b = 40$ nm)의 경우에는 Δt 에 크게 의존함으로써 사각형 셀과는 확연히 다른 결과를 보인다. Δt 가 증가함에 따라 자기 에너지 배리어가 증가하는 것은, Δt 의 증가가 형상이방성의 증가를 야기하기 때문이다. 이는 방향이 다른 두 자기장, demagnetizing 자기장과 dipole field의 소거는 Δt 에 증가함에 따라 감소하기 때문이다. 이러한 소거효과는 사각형 셀($b = 0$ nm)에도 있기에, 사각형 셀에서 자기 에너지 배리어의 Δt 에 대한 작은 의존성은 특이한 결과이다. 이는 큰 Δt 에서, flux closure의 형성이 더욱 불완전하며, saddle point에서의 자화배열이 단자구에서 더욱 벗어난 배열을 나타내기 때문이다. Free pole간의 거리는 평형상태보다 saddle point에서 더욱 가까울 것이며, 이는 saddle point에서 demagnetizing 자기장이 더욱 크며, 단자구 상태에서 더욱 벗어남을 의미한다. 따라서 평형상태에서보다 saddle point에서의 magnetostatic 자기장이 더욱 줄어들게 되며, 이는 형상이방성의 감소, 그리고 자기 에너지 배리어의 감소를 야기한다.

III. 결 론

자기소자에 저장된 정보의 안정성을 표현하는 열적안정성 계수의 정확한 예측은 소자의 설계와 집적화를 위해 매우 중요하다. 교환결합 삼층박막 구조는 단자성층 구조에 비해 더 큰 열적안정성 계수를 가질 것으로 기대되나, 구조의 복잡성으로 인해 정확한 예측이 어렵다. 이에, 전체 자기 에너지에 대한 여러 해석적인 방법들이 소개되었으나, 이러한 방법들은 정확성을 감소시키는 많은 가정들을 포함하고 있다. 본 연구에서는 이러한 해석적인 방법에 포함된 여러 가정들이 어떻게 실제 상황과 어긋나는 결과를 도출하게 되는지 확인하였다. 그리고, 이러한 가정들을 제거한 실제상황에서의 교환결합 삼층박막의 에너지를 표현하는 새로운 해석적/수치적 방법을 제시하였으며, 이 방법을 통해 보다 교환결합 삼층박막의 보다 정확한 자기 에너지 배리어, 혹은 열적 안정성 계수를 계산하였다.

감사의 글

이 논문은 고려대학교 특별연구비(2009. 03. 01-2010. 2. 28)에 의하여 수행되었음.

참고문헌

[1] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, and H. Ohno, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, L1057 (2006).

[2] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu, and H. Ohno, *IEEE Trans. Electron Devices* **54**, 991 (2007).

[3] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).

[4] K. Yagami, A. A. Tulapurkar, A. Fukushima, and Y. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5634 (2004).

[5] J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, and H. Ohno, *Jpn. J. Appl. Phys.* Part 2 **44**, L1267 (2005).

[6] M. Pakala, Y. Huai, T. Valet, Y. Ding, and Z. Diao, *J. Appl. Phys.* **98**, 056107 (2005).

[7] D. C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2847 (2004).

[8] D. C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4559 (2004).

[9] H. Fujiwara, S. Y. Wang, and M. Sun, *J. Appl. Phys.* **97**, 10P507 (2005).

[10] J. Hayakawa, S. Ikeda, K. Miura, M. Yamanouchi, Y. M. Lee, R. Sasaki, M. Ichimura, K. Ito, T. Kawahara, R. Takemura, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, H. Matsuoka, and H. Ohno, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 1962 (2008).

[11] J. K. Han, J. H. NamKoong, and S. H. Lim, *J. Phys. D* **41**, 232005 (2008).

[12] J. K. Han, K. H. Shin, and S. H. Lim, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2339 (2007).

[13] J. K. Han, K. H. Shin, and S. H. Lim, *J. Appl. Phys.* **101**, 09F506 (2007).

[14] D. H. Lee, C. W. Han, and S. H. Lim, *J. Korean Phys. Soc.* **54**, 169 (2009).

Thermal Stability of a Nanostructured Exchange-coupled Trilayer

Jong Min Lee¹ and S. H. Lim^{1,2*}

¹*Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 136-713, Korea*

²*Department of Nano Semiconductor Engineering, Korea University, Seoul 136-713 Korea*

(Received 13 April 2010, Received in final form 19 April 2010, Accepted 19 April 2010)

A recent progress on the prediction of the thermal stability of a nanostructured exchange-coupled trilayer is reviewed. An analytical/numerical combined method is used to calculate its magnetic energy barrier and hence the thermal stability parameter. An important feature of the method is the use of an analytical equation for the total energy that contains the magnetostatic fields. Under an assumption of the single domain state, the effective values of all the magnetostatic fields can be obtained by averaging their non-uniform values over the entire magnetic volume. In an equilibrium state, however, it is not easy to calculate the magnetostatic fields at the saddle point due to the absence of suitable methods of the accessing its magnetic configuration. This difficulty is overcome with the use of equations that link the magnetostatic fields at the saddle point and critical fields. Since the critical fields can readily be obtained by micromagnetic simulation, the present method should provide accurate results for the thermal stability of a nanostructured exchange-coupled trilayer.

Keywords : exchange-coupled trilayer, thermal stability, nanostructured magnetic cell