≪해설논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society, Volume 20, Number 4, August 2010 DOI: 10.4283/JKMS.2010.20.4.160

엑스선 공명 자기 산란을 이용한 자성 다층박막 및 나노 구조체의 자기 구조와 자기 스위칭 메커니즘의 연구

이동렬*
숭실대학교 물리학과, 서울시 동작구 상도동, 156-743

(2010년 6월 22일 받음, 2010년 7월 20일 최종수정본 받음, 2010년 7월 21일 게재확정)

엑스선 공명 자기산란은 엑스선 반사율과 회절의 원리를 이용하여 자기 다층박막 내 깊이 방향의 자화 모양 및 자기 나노 구조체 내의 자화 분포를 특정 원소별로 구할 수 있다. 여기서는 엑스선 공명 자기산란에 대한 간단한 설명과 이를 이용한 자성 다층박막 및 나노 구조체의 자기 구조와 자기 스위칭의 연구에 대하여 몇 가지 예를 들어 설명하려 한다.

주제어 : 엑스선 공명 자기산란, 깊이 방향의 자화 모양, 자기 스위칭

I. 서 론

자성층을 포함한 자성 다층박막 구조는 거대자기저항(GMR)이나 자기터널접합(MTJ)[1] 또는 교환 바이어스(exchange bias)[2]와 같이 자성체 덩어리일 때와는 전혀 다른 새로운 전기적, 자기적 성질을 나타낸다. 이러한 새로운 물성은 스핀 밸브나 자기터널접합(MTJ) 구조를 통하여 하드 디스크 측정 헤드나 비휘발성 자기 메모리(magnetic random access memory: MRAM) 소자와 같은 공학 분야에도 활발히 응용되고 있다. 이 경우 다층 박막 내 각 자성층은 층간 교환 결합에 의하여 외부 자기장의 변화에 대한 자화 상태가 서로 다르게 나타난다. 따라서, 다층박막 내 각 자성층의 자기 스위칭에 대한 연구는 새로운 물리적 현상에 대한 기초과학적 규명은 물론 효율적인 공학적 응용을 위해서도 매우 중요한 부분이라 할 수 있다. 특히 초고집적 메모리의 응용을 위하여 자성 다층박막 구조를 가진 단위 자성체를 마이크로미터 이하의 크기로 패턴할 경우, 자기 모양 비등방성(magnetic shape anisotropy)[3]에 의하여 자기 스위칭의 메커니즘은 더욱 복잡한 양상을 띨 수 있다. 따라서, 복잡한 자기 스위칭을 이해하기 위해서는 반드시 자기 스위칭이 일어나는 동안 자성층들에 대하여 각 층별로 자화량을 측정할 수 있는 측정기술이 필수적이다.

엑스선 공명 자기산란은 기존의 엑스선 산란과 비슷한 원리로 자화량의 역격자 공간내 분포를 측정함으로써 단위 나노 구조 내의 자화 분포 또는 다층박막내 깊이방향의 자화 모양을 구할 수 있다. 특히 엑스선 공명 자기산란은 엑스선 흡수끝 에너지에 해당하는 공명 에너지 근처에서만 강한 세기를 나타내므로, 흡수끝 에너지에 해당하는 특정 원소의 자화량 변화만을 선택적으로 측정할 수 있다. 이는 엑스선 흡수 스펙트럼이 속 준위로부터 자기적으로 편극된 원자가(valence) 준위로 전기쌍극전이를 할 때 매우 강한 편극의존성을 보여주는 엑스선 자기 원편광이색성(x-ray magnetic circular dichroism: XMCD)과 같은 원리 때문이며, 다만 엑스선 공명 자기산란의 경우는 흡수 직후 엑스선이 다시 방출되는 가상 전이로 볼 수 있다. 자기산란이 강화되는 공명에너지는 주로 3d 전이금속의 $L_{2,3}$ 흡수끝과 희토류 금속의 $M_{4,5}$ 흡수끝이며, 이 경우 엑스선 에너지는 연-엑스선에 해당한다. 이 해설 논문에서는 이러한 엑스선 공명 자기산란에 대한 간단한 설명과 이를 이용한 자성 다층박막 및 나노 구조체의 자기 구조와 자기 스위칭의 연구에 대하여 예를 들어 설명하기로 한다.

II. 엑스선 공명 자기산란의 기본

엑스선 공명 자기산란에서 자성 원자에 대한 산란 진폭을 주요한 항인 자기 모멘트 $\hat{m}$의 일차항까지만 표현하면 다음과 같다[4].

$$f(E) = f_c(\hat{\varepsilon}'^* \cdot \hat{\varepsilon}) + if_m(\hat{\varepsilon}'^* \times \hat{\varepsilon}) \cdot \hat{m} \quad (1)$$

여기서 f_c와 f_m은 각각 전하산란 및 자기산란 진폭으로 에너지의 함수이며, Fig. 1에서와 같이 엑스선 흡수끝 에너지 근처에서 공명을 보인다. 특히 f_c와 f_m는 둘다 복소수로서 실수부와 허수부가 각각 크라머스-크로니히 관계(Kramers-Kronig relation)으로 연결되어 있으며, 이들의 허수부는 각각 엑스선 흡수와 자기 원편광이색성에 비례하는 양이다. $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\varepsilon}'$은 입사와 산란 빔의 편극벡터이고, $\hat{m}$은 주어진 자성원자에 대한

*Tel: (02) 820-0401, E-mail: drlee@ssu.ac.kr

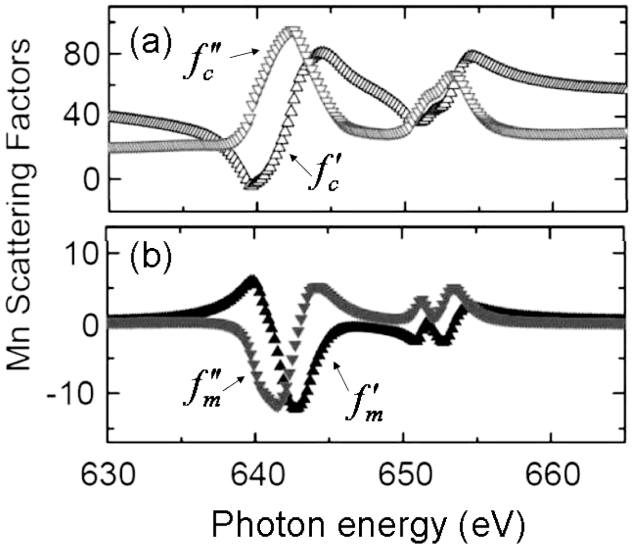

Fig. 1. (a) Real and imaginary parts (f_c' and f_c'') of the charge scattering factor, and (b) real and imaginary parts (f_m' and f_m'') of the magnetic scattering factor of the manganese atoms in a $[La_{2/3}Ba_{1/3}MnO_3$ (LBMO)/$LaNiO_3$(LNO)$]_{10}$ superlattice at the Mn $L_{2,3}$ edges (Reference [5]).

단위 자화 벡터이다. 식 (1)의 둘째항은 원편광된 입사 엑스선의 나선도(helicity)가 반대로 바뀔 경우 부호가 바뀌게 되므로, 서로 반대의 원편광 나선도에 대한 공명 자기산란에 대한 차이를 구하면 순수한 자성 효과를 구할 수 있다.

엑스선 공명 자기산란의 세기는 엑스선 에너지 E와 산란벡터 $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k}$($\boldsymbol{k}'$, $\boldsymbol{k}$는 입사와 산란 빔의 파수 벡터임)의 함수이며, 첫째 보른 근사(Born approximation) 내에서 다음과 같다.

$$I(E,\boldsymbol{q}) \propto \left| \sum_n f_n(E) e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_n} \right|^2 \tag{2}$$

여기서 $f_n(E)$는 위치벡터 $\boldsymbol{r}_n$의 자리에 해당하는 산란진폭을 뜻하며 식 (1)과 같이 주어진다. 위치벡터에 대한 산란진폭의 변화는 자기 다층박막의 경우 깊이 방향의 전하 및 자화 분포와 관련되며, 기판 위에 형성된 나노 구조체의 경우는 주로 평면 방향의 분포와 관련된다. 따라서, 각각의 경우에 대한 엑스선 산란 스캔은 역격자 공간에서 시료 표면에 수직한 방향인 $q_\perp$을 따르는 엑스선 반사율(x-ray reflectivity)과 평면 방향의 $q_\parallel$을 따르는 엑스선 회절이 주로 수행된다. 입사각이 θ_i, 산란각이 θ_f라고 할 때, $q_\perp$와 $q_\parallel$는 각각 $q_\perp = (2\pi/\lambda)(\sin\theta_i + \sin\theta_f)$, $q_\parallel = (2\pi/\lambda)(\sin\theta_i - \sin\theta_f)$로 주어진다. 다음 장들에서는 이 두 가지 스캔을 중심으로 어떻게 자기 다층박막 및 나노 구조체에서 자화 분포를 구할 수 있는지에 대해 설명하려 한다.

다음 장으로 넘어가기 전에 연-엑스선 영역의 공명 자기산란에 대한 세 가지 유의할 점을 먼저 언급하고자 한다. 첫째는 연-엑스선 영역(0.4~2.0 keV)의 공명 자기산란에서는 강-엑스선 영역에 비해 파장이 길기 때문에 주기성에 의한 주된 길이 척도가 다를 수 있다는 점이다. 브래그 법칙에 따르면 후방산란(브래그 각도가 90°)에 해당하는 최소의 격자 주기 d가 $d = \lambda/2$ 이므로, 예를 들어 Fe L_3 흡수끝 에너지(707 eV)의 경우 측정이 가능하려면 $d > 0.8$ nm이라야 한다. 이런 길이 척도는 0.1 nm 이하의 분해능을 요구하는 결정학을 하기에는 너무 길이가 길다. 또한 연-엑스선 산란 실험 장치의 각도 분해능은 보통 0.05° 정도이므로 이에 해당하는 최대 격자 주기의 분해능이 제한되는데, 대략 10~100 μm에 해당한다. 따라서, 연-엑스선은 1~10 nm의 주기를 가진 자기 다층박막 구조나 1~10 μm 이내의 패턴 배열주기를 가진 나노 구조체를 연구하기에 안성맞춤이라 할 수 있다. 둘째는 연-엑스선의 투과깊이가 자기 공명산란이 일어나는 흡수끝 에너지 근처에서 크게 변할 수 있다는 점이다. Fe 금속의 경우 L_3 흡수끝 바로 아래에서는 투과 길이가 약 600 nm이지만, 흡수가 가장 큰 흡수끝 에너지에서는 17 nm까지 줄어든다. 반면에 화합물이나 합금 혹은 희석 자성 반도체의 경우는 순수 금속에 비해 투과길이가 더 길 수 있다. Fig. 2는 $[La_{2/3}Ba_{1/3}MnO_3$ (4.6 nm)/$LaNiO_3$(1.1 nm)$]_{10}$ 다층박막에 대해 Mn L_3 흡수끝 근처에서 측정한 연-엑스선 반사율 결과이다[5]. 흡수끝 바로 아래(639 eV)에서 측정할 경우 총 두께에 의한 진동과 주기에 의한 브래그 피크가 뚜렷하게 보이는 반면, 흡수가 가장 큰 에너지(641 eV)에서는 투과 깊이가 짧아져서 총 두께의 진동이 잘 보이지 않는다. 하지만, 이처럼 투과 깊이가 짧아지더라도 엑스선 산란에 의한 투과깊이는 총 전자산출량(total electron yield)이나 엑스선 광전자 방출 등의 엑스선 흡수에

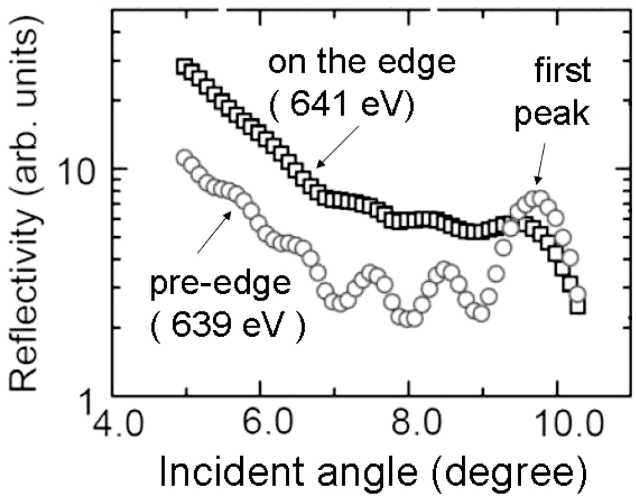

Fig. 2. X-ray reflectivity curves measured at a pre-edge (639 eV) and on the edge (641 eV) with soft x-rays from a [LBMO(4.6 nm)/LNO(1.1 nm)$]_{10}$ superlattice (Reference [5]).

의한 투과깊이보다는 훨씬 더 길다. 셋째는 연-엑스선 영역의 공명 자기 산란에서는 굴절률 효과나 다중 산란 효과와 같은 동역학적 효과를 고려해야 한다는 점이다. 식 (2)와 같은 간단한 보른 근사법에서는 이러한 효과를 포함할 수 없는 반면, 찌그러진 파동 보른 근사법(distorted-wave Born approximation)을 이용한 모델[6]은 동역학적 효과를 잘 설명해 주는데, 정량적인 분석이 요구되는 경우는 반드시 이러한 동역학적 모델의 결과와 비교하여 확인하여야 한다.

III. 엑스선 반사율 방식을 이용한 자기 다층박막의 자성 연구

엑스선 반사율의 측정 및 정량적 분석[7]을 통해 가로 방향으로 평균된 깊이 방향 밀도를 구할 수 있듯이, 원편광된 입사 엑스선에 대해 반사율 방식($\theta_i = \theta_f$)을 따라 측정할 경우 자성 박막 내 깊이 방향의 자화 분포를 구할 수 있다. 반사율 방식은 전자 밀도가 다른 층의 계면에서 엑스선 간섭이 일어나 입사각의 함수로 측정한 반사율 곡선에 진동 형태로 나타내므로, 이러한 반사율 곡선을 정량적으로 분석할 경우 1 nm 이하의 두께의 변화도 정확히 구별할 수 있다. 엑스선 공명 자기산란 실험은 서로 다른 나선도, 즉 오른손편극 및 왼손편극을 가진 원편광에 대하여 각각의 엑스선 산란세기 I^+와 I^-을 측정한 후, 앞서 산란진폭의 설명에서 언급하였듯이 서로의 합과 차이를 이용하여 분석을 하면 좀 더 직관적이다. 이 때 산란세기의 차이($I^+ - I^-$)가 순수하게 자성 효과에 의한 결과이기 때문이다.

Fig. 3은 겹층 구조의 망간 산화물인 $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ 단결정의 표면에 대하여 Mn L_3 흡수끝에서 측정한 엑스선 공명 자기산란의 결과이다[8]. Fig. 3(a)에서처럼 입사각을 각각 5°와 16°로 다르게 한 경우, 나선도에 의한 반사율의 차이 ($I^+ - I^-$) 곡선에서 피크 위치 및 부호가 매우 다르게 나타남을 볼 수 있다. 이는 표면 근처에서 결정 덩어리와 다른 자성값을 가진 층이 존재하는 것을 의미하는 것으로, 이 층에 의한 간섭 현상 때문에 입사각도에 따라 다른 모양의 반사율 차이 곡선이 생기게 된다. Fig. 3(b)는 Fig. 3(a)의 각도 16° 경우에 대하여, 포화자기화된 결정 덩어리와 다르게 표면에 각각 영, 하나, 그리고 둘의 비자성체 겹층이 있다고 가정했을 때의 계산 결과이다. 계산 결과로부터 1 nm 두께에 해당하는 하나의 비자성체 겹층이 있을 때가 실험 자료와 잘 일치함을 알 수 있다. 이 결과는 또한 비자성체의 표면층이 절연성을 보이면서 터널 장벽 역할을 하는 전기적 특성 실험의 결과와도 잘 일치한다.

엑스선 공명 자기산란의 반사율 모드에서는 앞의 예를 통해 보듯이 입사각도와 엑스선 에너지에 따라 나선도에 의한 반사율의 차이 값이 박막 내 깊이 방향의 자화 분포에 따라 매우 다른 양상을 보여준다. 이를 적극적으로 이용하여 여러 다른 입사각도 및 엑스선 에너지를 선택한 후 외부 자기장을 변화시키면서 반사율 차이($I^+ - I^-$)를 측정하면, 자기장에 따라 박막 내 자화 분포가 어떻게 변화하는지 구할 수 있다. Fig. 4는 Fig. 1과 Fig. 2에서 보인 것과 같은 시료인 $[La_{2/3}\ Ba_{1/3}MnO_3$ (4.6 nm)/$LaNiO_3$(1.1 nm)$]_{10}$ 다층박막에 대해 자기장을 변화시키면서 측정한 엑스선 공명 자기산란의 반사율 차이이다[5]. 이 반사율 차이 곡선들은 주어진 엑스선 에너지 및 입사각도에서 순수하게 외부 자기장에 따라 변화한 결과이며 자기히스테리시스(hysteresis)를 잘 보여준다. 하지만, 에너지나 각도에 따라 서로 다른 히스테리시스의 모양을 보여준다는 것은 바로 다층박막내의 자성층 사이에 서로 다른 자화 역전 혹은 자기 스위칭이 존재한다는 것을 의미한다. 엑스선 공명 자기

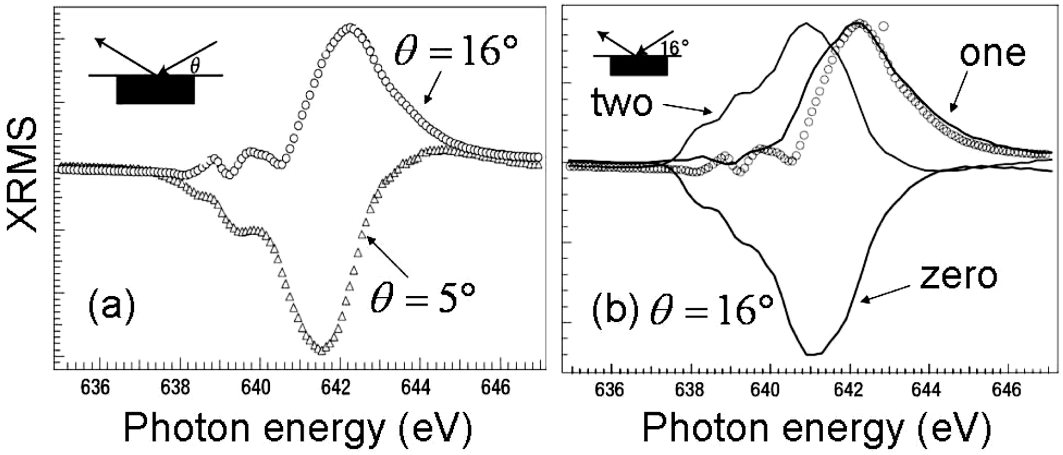

Fig. 3. (a) XRMS data ($I^+ - I^-$) measured at two incident angles (5° and 16°) and Mn L3 edge from the surface of $La_{2-2x}Sr_{1+2x}Mn_2O_7$ single crystal, and (b) calculated XRMS energy dependence at the incident angle of 16° for the case of zero, one and two non-ferromangetic bilayers (Reference [8]).

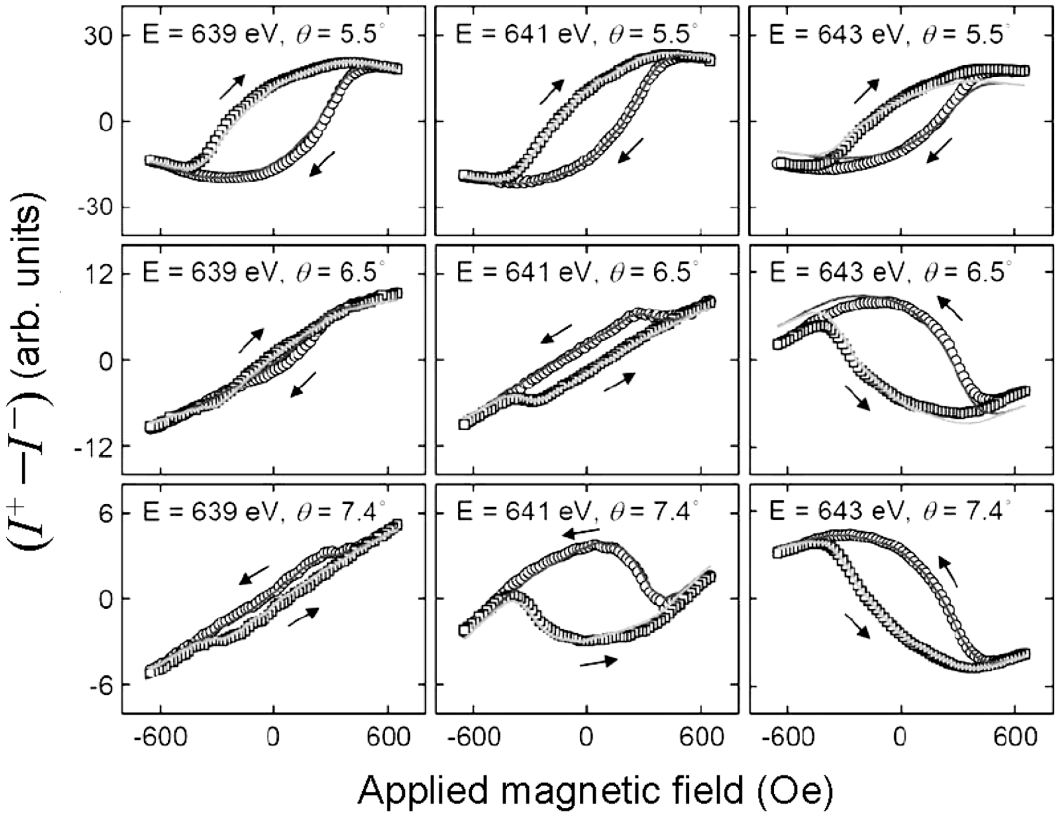

Fig. 4. Magnetic field dependencies of the XRMS difference signals measured (symbols) from $[LBMO/LNO]_{10}$ superlattice at 60 K and the calculations (lines). In each plot, two numbers indicate the x-ray incident angle and energy, and arrows indicate field sweeping directions (Reference [5]).

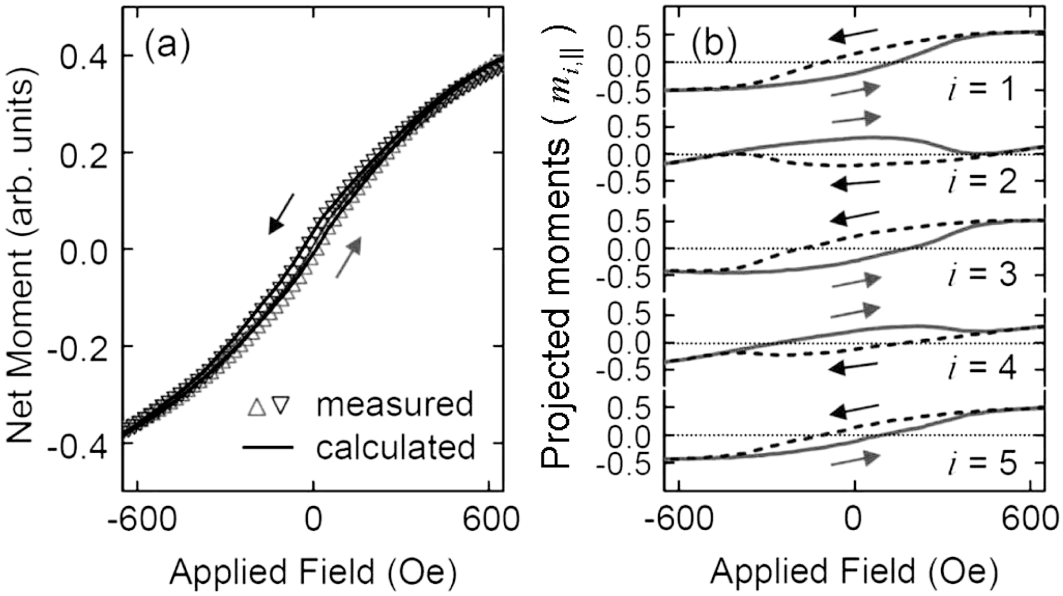

Fig. 5. (a) Net moment from the entire sample obtained from SQUID measurement and XRMS calculation. (b) Calculated projected moment of each of top five LBMO layers (i = 1, 2, …, 5). Arrows indicate field sweeping directions (Reference [5]).

산란 세기에 대한 정량적인 분석을 통하면, Fig. 4에서 주어진 각기 다른 히스테리시스 곡선의 자기산란 세기를 동시에 만족시키는 각 자성층의 자기 히스테리시스 곡선을 구할 수 있다. Fig. 5는 표면으로부터 윗 5개의 자성층에 대한 자기

히스테리시스 곡선을 구한 결과이다. 이 계산을 위해서 각 자성층은 균일한 자화값을 가지며 윗 5층과 아랫 5층은 거울대칭이라고 가정하였다. 또한 각각 구한 자성층의 자화값을 모두 합하면 시료 전체에 대한 자화값이므로, Fig. 5(a)에서 보듯이 초전도 양자 간섭장치(superconducting quantum interference device: SQUID)를 이용하여 측정한 히스테리시스 곡선과 일치하도록 계산 과정에 구속 조건을 주었다. 한편, 그림 의 결과를 보면 자성층들이 비자성의 간격층을 통해 반강자성 결합을 하고 있는 것을 뚜렷이 볼 수 있는데, 이처럼 각 자성층의 자기 스위칭을 독립적으로 구하게 되면 자성층간 바꿈 결합의 결합상수를 정량적으로 직접 구할 수도 있다[5].

IV. 엑스선 회절 방식을 이용한 패턴 나노 구조체의 자성 연구

엑스선 공명 자기산란을 이용하여 나노 구조체의 자기 구조를 분석할 경우의 장점은 (1) 자기힘 현미경과 같은 표면 측정 방법으로는 볼 수 없는 표면 아래의 자기 구조를 구할 수 있으며, (2) 흡수끝 에너지를 이용하므로 특정 자성 원소만의 자화분포를 구별하여 측정할 수 있다. 하지만, 엑스선 공명 자기산란은 수십에서 수천 나노미터의 규칙적인 배열 주기를 가진 나노 구조체 배열로부터 나오는 엑스선 회절현상을 이용하므로, 특정 나노 구조체 하나가 아니라 평균적인 단위 나노 구조체가 가진 자기 구조 및 특성을 구하는 것이다. 물론 엑스선 공명 자기산란이면서 결맞는 엑스선 산란의 홀로그래피를 이용하는 경우 하나의 나노 자성체의 자기 구조를 구할 수도 있지만[9], 여기서는 논의로 한다.

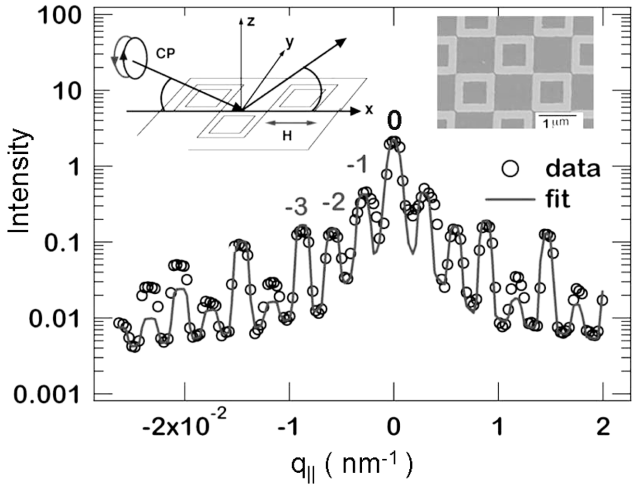

Fig. 6. Diffraction intensities of the sample rocking scan along the $q_{\|}$ direction at a fixed detector position and the Ni L_3 edge (853.5 eV). Inset: SEM micrograph and schematics of the experimental setup (Reference [10]).

Fig. 6은 전자빔으로 제작한 액자 모양의 나노 구조체 배열에서 나온 엑스선 회절 세기를 보여준다[10]. 앞 장에서 설명한 반사율 모드와 마찬가지로, 회절 모드의 엑스선 공명 자기산란 역시 회절 피크의 위치에서 원평광된 입사 엑스선의 나선도 방향이나 외부 자기장의 세기에 따라 피크의 세기가 변화하는 것을 측정함으로써 시작한다. Fig. 7은 Fig. 6에 보인 처음 세 개의 회절 피크에서 측정한 공명 자기산란 세기의 자기히스테리시스이다. 액자 모양의 나노 구조체는 깊이 방향으로 스핀 밸브 형태의 다층박막 구조, 즉 Co(5 nm)/

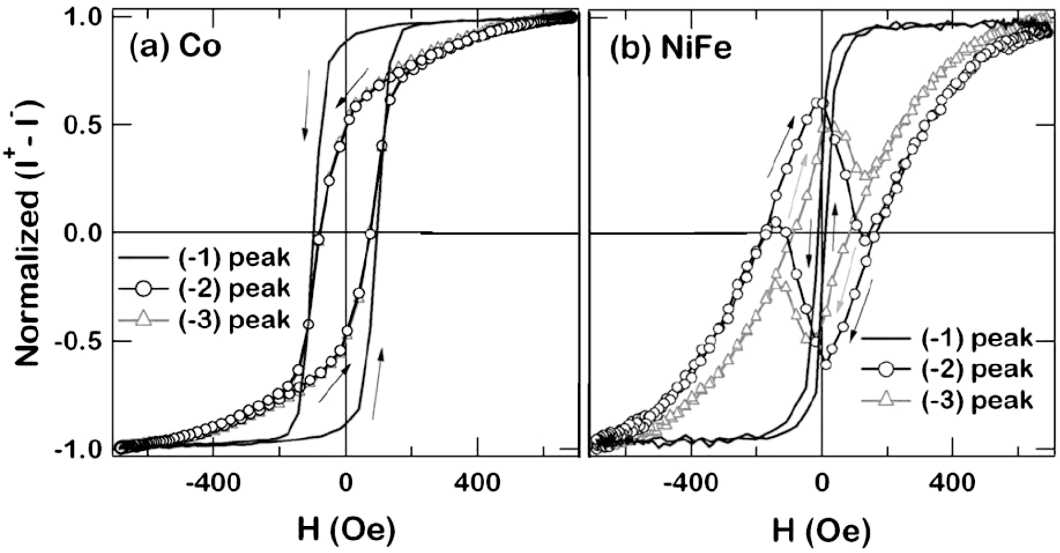

Fig. 7. Magnetic hysteresis loops in the differences ($I^+ - I^-$) of the diffraction intensities measured at the different peaks and at the (a) Co and (b) Ni L_3 edges (Reference [10]).

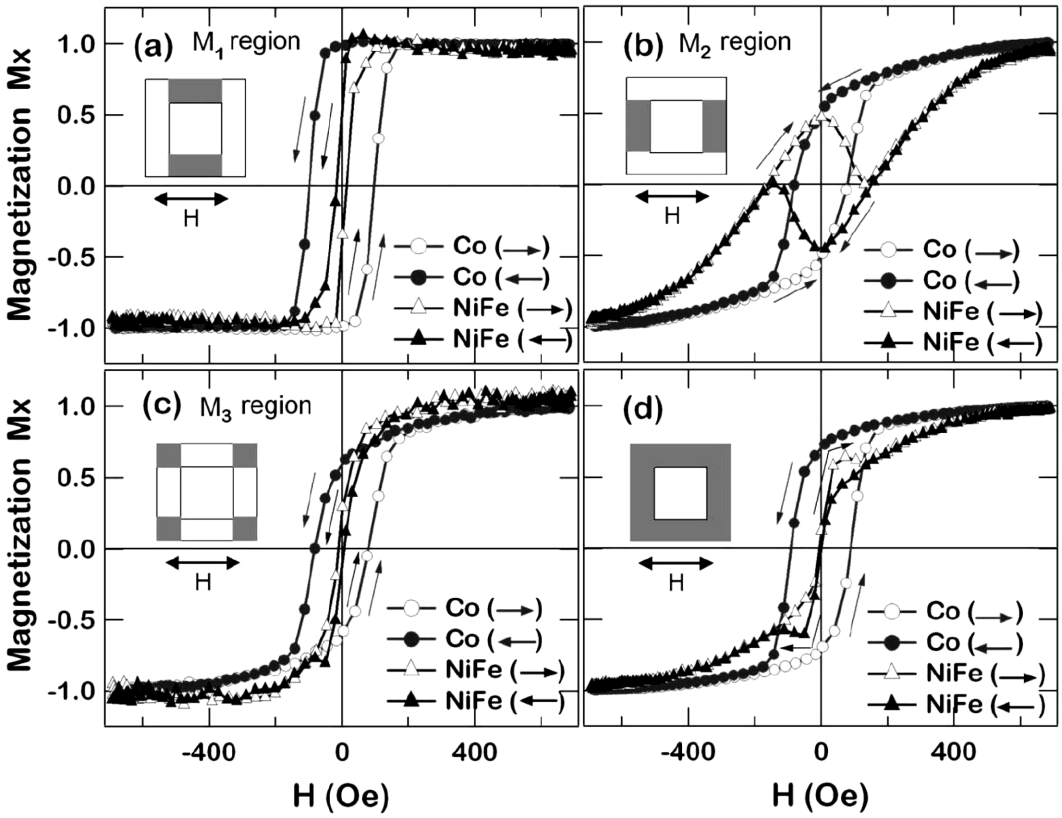

Fig. 8. (a)~(c) Magnetic switching behaviors for the three subcells extracted from the hysteresis loops shown in Fig. 7. (d) Averaged hysteresis loops obtained by averaging all loops of the three subcells show a good agreement with the loops measured at the zeroth peak or by the specular reflectivity (Reference [10]).

Cu(3 nm)/$Ni_{80}Fe_{20}$(5 nm)/Cu(3 nm)를 가지고 있으므로, NiFe층과 Co층의 자기 스위칭을 선별적으로 구하기 위해 각각 Ni L_3와 Co L_3 흡수끝 에너지에서 측정하였다. 두 경우 모두 회절 피크에 따라 서로 다른 모양의 자기 히스테리시스를 보여 주는데, 이것은 단위 구조체 내에서 위치에 따라 자기 스위칭 메커니즘이 서로 다르기 때문이다. 만약 자기스위칭이 서로 다른 부분칸이 n개 있다고 가정한다면, m-번째 회절 피크 $\boldsymbol{q}_m$에 대한 자기 형태인자 F_M는 다음과 같이 주어진다.

$$F_M(\boldsymbol{q}_m,H) = \sum_n M_n(H)\int_{S_n}\exp(i\boldsymbol{q}_m\cdot\boldsymbol{r}_{xy})dxdy = \sum_n \tilde{F}_{mn}(\boldsymbol{q}_m)M_n(H) \quad (3)$$

여기서 H는 외부 자기장이며, $M_n(H)$과 S_n는 각각 n-번째 부분칸에 대한 자화량과 면적이며, $\boldsymbol{r}_{xy}$는 가로방향의 위치벡터이다. 식 (3)의 적분 $\tilde{F}_{mn}(\boldsymbol{q}_m)$은 m-번째 회절 피크 에서 n-번째 부분칸에 공간 푸리에 변환에 해당하며 외부 자기장 H에 무관한 값이다. 원편광의 나선도 방향에 따른 회절 세기의 차이 $(I^+ - I^-)$는 식 (3)의 자기 형태인자에 비례하므로, m-번째 회절 피크에서 측정한 회절 세기 차이의 자기히스테리시스는 다음과 같이 부분칸의 자화량의 중첩으로 간단히 표현할 수 있다.

$$(I^+ - I^-)(\boldsymbol{q}_m,H) = C\sum_n Re[F_C(\boldsymbol{q}_m)\tilde{F}_{mn}(\boldsymbol{q}_m)]M_n(H) \quad (4)$$

여기서 C는 상수이고, F_C는 구조적 형태인자이며 단위 구조체 모양에 대한 공간 푸리에 변환에 해당한다. 만약 측정한 N개의 회절 피크에 대하여 N개의 부분칸을 가정할 수 있다면, 식 (4)는 M_n에 대한 N개의 연립 일차방정식을 갖게 되므로, 간단한 선형 대수에 따라 $\tilde{F}_{mn}$을 포함한 $N\times N$ 행렬의 역행렬을 취하면 바로 N개의 $M_n(H)$을 구할 수 있다. Fig. 8은 Fig. 7에서 나타난 세 개의 회절 피크 세기에 대하여 삽입그림에서 보는 바와 같은 세 개의 부분칸 자기히스테리시스를 식 (4)의 선형대수를 이용하여 구한 결과이다. 이처럼 구한 자기히스테리시스는 각 부분칸의 넓이 비율에 따라 모두 합하여 평균값을 구할 경우 영번째 회절 피크, 즉 반사율 위치에서 구한 자기히스테리시스와 일치해야 하는 점을 이용하면, 결과의 타당성을 확인할 수도 있다. 부분칸 별로 얻은 자기히스테리시스는 부분칸의 기하학적 구조에 따라 나타나는 현상임을 쉽게 알 수 있는데, 특히 Fig. 8(b)에 나타난 부분칸은 외부자기장의 방향으로 폭이 좁아서 아래 Co층의

자기모멘트가 수직 방향이 아니라 나노구조체 바깥을 통해 NiFe층의 자기모멘트 방향을 반대로 바꾸는 역할을 한다는 것과 이런 자기소거가 없다면 NiFe층의 자기모멘트 자체는 결맞는 회전을 한다는 것을 잘 알 수 있다[10].

V. 결 론

엑스선 공명 자기산란은 자성 다층박막 및 나노 구조체의 자기 구조와 자기 스위칭의 연구에 매우 효과적임을 예를 들어 설명하였다. 이 같은 장점에도 불구하고 엑스선 공명 자기산란 실험은 기본적으로 원평광된 싱크로트론 엑스선 및 진공 산란 챔버를 필요로 하기 때문에, 실험이 가능한 방사광 빔라인이 전세계적으로도 매우 제한적이어서 자성 관련 연구자들에게 널리 알려져 있지 않은 편이다. 또한 정량적인 분석을 위해 개발된 동역학적 모델[6]이 직관적이지 않고 복잡한 점도 있다. 하지만, 그럼에도 불구하고 엑스선 공명 자기산란 방법을 통해 얻을 수 있는 정보는, 당분간 다른 방법으로는 얻을 수 없는 중요한 정보일 수 있다.

감사의 글

본 연구는 숭실대학교 교내연구비 지원에 의한 것이며 이에 감사드립니다.

참고문헌

[1] S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **71**, 1641 (1993).
[2] J. Nogues and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
[3] R. P. Cowburn, J. Phys. D **33**, R1 (2000).
[4] J. P. Hannon, G.. T. Trammell, M. Blume, and D. Gibbs, Phys. Rev. Lett. **61**, 1245 (1998).
[5] J. Park, D. R. Lee, Y. Choi, J. W. Freeland, K. B. Lee, S. K. Sinha, K. R. Nikolaev, and A. M. Goldman, Appl. Phys. Lett. **95**, 102504 (2009).
[6] D. R. Lee, S. K. Sinha, D. Haskel, Y. Choi, J. C. Lang, S. A. Stepanov, and G. Srajer, Phys. Rev. B **68**, 224409 (2003).
[7] L. G. Parratt, Phys. Rev. **95**, 359 (1954); S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff, and H. B. Stanley, Phys. Rev. B **38**, 2297 (1988).
[8] J. W. Freeland, K. E. Gray, L. Ozyuzer, P. Berghuis, E. Badica, J. Kavich, H. Zheng, and J. F. Mitchell, Nat. Mater. **4**, 62 (2005).
[9] S. Eisebitt, J. Luning, W. F. Schlotter, M. Lorgen, O. Hellweg, W. Eberhardt, and J. Stohr, Nature **432**, 885 (2004).
[10] D. R. Lee, J. W. Freeland, Y. Choi, G.. Srajer, V. Metlushko, and B. Ilic, Phys. Rev. B **76**, 144425 (2007).

X-Ray Resonant Magnetic Scattering Study of Magnetic Structures and Magnetic Switching Mechanism in Magnetic Multilayers and Nanostructures

Dong Ryeol Lee*
Department of Physics, Soongsil University, Seoul 156-743, Korea

(Received 22 June 2010, Received in final form 20 July 2010, Accepted 21 July 2010)

X-ray resonant magnetic scattering (XRMS) allows us to extract magnetic depth profiles in magnetic multilayers and magnetization distribution in magnetic nanostructures in element-specific manner using x-ray reflectivity and diffraction. XRMS is explained with a brief introduction and examples of magnetic structures and magnetic switching mechanism in magnetic multilayers and nanostructures.

Keywords : x-ray resonant magnetic scattering, magnetic depth profile, magnetic switiching