

YFeO₃ 박판 단결정의 자벽이동에 관한 연구

김종오 · 한관희*
충남대학교 재료공학과
*영남대학교 금속공학과
(1986년 6월 19일 접수)

A Study on the Wall Mobility of Magnetic Domain for the Single Crystal YFeO₃

Chong-Oh Kim and Kwan-Hee Han*

Dept. of Materials Eng. Chung-Nam University

*Dept. of Metallurgical Eng. Young-Nam University

(Received June 19, 1986)

ABSTRACT

Since the wall mobility of bubble magnetic materials having the large q ($q=Kac/2\pi M_s^2$) like a YFeO₃ has been found to be proportional to the wall energy theoretically, crystallographical direction dependence of wall energy calculated by the basis on the spin configuration of the bubble wall which lies in the ac plane was compared with the crystallographical direction dependence of wall mobility which was measured by the experiment.

The sample was a single crystal of YFeO₃ which was cut into plate normal to the C axis and polished to a thickness of about 60 μ m. The measurement of the wall mobility was carried out by optical system using the magneto-optic Faraday effect.

From the good agreement of the crystallographical direction dependence of wall mobility and wall energy, it was found that the spin configuration of the bubble wall suggested is fair.

1. 서론

Bubble 자구는 Sherwood¹⁾ 등에 의하여 1959년 Orthoferrite 박판단결정에서 최초로 발견된 이래, bubble의 형성조건²⁾, 안정성³⁾ 및 새로운 bubble 자성재료⁴⁾ 개발에 관한 연구가 진행되었다. 그러나 bubble 자구가 전자계산기의 기억소자로 사용될 수 있음이 Bobeck⁵⁾에 의하여 학계에 보고된 후에는 기억소자의 효율을 높이기 위한 기억용량 및 읽어내기 속도의 증가 문제가 연구의 중심과제가 되었다.

읽어내기 속도를 증가 시키기 위해서는 자벽 이동속도를 상승 시켜야 하는데, 이를 해결하기 위해서는 우선 bubble 자구의 자벽이동속도를 지배하는 자벽구조가 규명되어야 한다.

YFeO₃ 박판단결정의 bubble 자구는 자성 garnet bubble 자성재료의 bubble에 비하여 직경이 커서 관찰이 용이하며 동시에 bubble 형상이 타원형으로 자벽구조의 이방성을 나타내고 있어 관심의 대상이 되고 있다. 본 연구에서는 YFeO₃ 박판단결정의 bubble 자구의 자벽이동 속도를 측정하여 이를 설명 할수있는 자

벽구조의 모델을 제시한다.

2. 실험

시료는 PbO flux법으로 성장시킨 $YFeO_3$ 단결정을 C축에 수직으로 절단한 $60\ \mu\text{m}$ 두께의 박판을 사용하였다. 준비된 시료에 발생하는 bubble자구는 시료에 수직으로 걸어준 bias 자계의 약 $\pm 0.1\ \text{Oe}$ 이상의 자장변화로 bubble의 형상변화가 발생하므로 즉 자벽이동이 가능하므로 자벽이동속도를 측정하기에는 충분히 결합이 없는 시료로 판정되었다.

bubble의 자장변화에 따른 형상변화와 자벽이동속도는 Fig. 1과 같은 자기-광 Faraday 효과를 이용한 장치를 사용하였다. 자벽이동속도는 사각형 pulse 자장의 주파수 변화에 따른 자벽이동거리를 측정해석 하여 구하였다. 광원으로는 30 watt의 텅스텐백열전구를 사용하였으며, 편광자와 검광자는 NH-22 편광판을 사용하였다. 직경 8 mm의 시료는 두께 0.2 mm의 카바

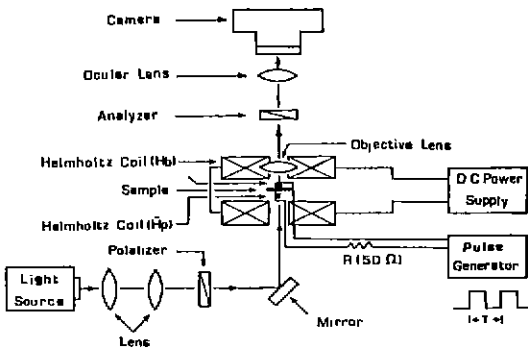


Fig. 1. Schematic diagram of experimental apparatus using magneto-optical Faraday effect

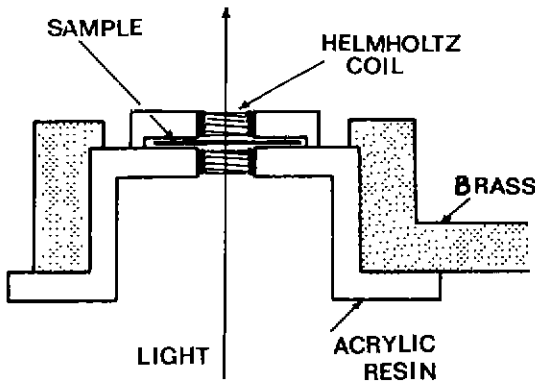


Fig. 2. Sample holder and sample inserted between small Helmholtz coil.

글라스에 약 $2\ \text{mm}\phi$ 의 구멍을 뚫고 그위에 접착제로 붙여놓았다. 이것을 Fig. 2에 모식적으로 표시한 소형 Helmholtz coil (동선직경 $0.5\ \text{mm}\phi$, 양편의 감은 수 24회)의 중심에 삽입하였다. 소형 Helmholtz coil은 시료에 수직으로 걸어주는 사각형 pulse 자장 (H_p) 발생용으로서 coil 정수 $26.4 \pm 0.1\ \text{Oe/Amp}$ 였으며 function generator를 전원으로 사용하였다. 시료지지대의 외측에는 직경 16 cm, coil 간격 17 cm의 대형 Helmholtz coil (coil 정수는 약 $35\ \text{Oe/Amp}$)를 설치하여, bias 자장이 시료면에 수직으로 인가하도록 하였다.

열소자후 시료에는 Fig. 3 (a)와 같은 결정 b 방향에 평행한 흑백의 stripe 자구가 교대로 발생하는데, bias 자장 H_b 를 서서히 증가시키면 흑색의 stripe 자구의 폭은 차츰 감소하여 약 $54\ \text{Oe}$ 에서 소멸되어 시료는 포화된다. 그러나 $H_b = 20\ \text{Oe}$ 에서 직경 $0.5\ \text{mm}\phi$ 의 permalloy 선을 stripe 자구에 접촉시키고 a 방향으로 그으면 긴 stripe 자구들은 잘라지면서 b 방향으로 축소되어 Fig. 3 (b)와 같은 bubble 자구가 다수 발생한다.

발생된 bubble 자구에 H_b 를 서서히 증가하면 bubble의 직경은 감소하며 $H_b = 27\ \text{Oe}$ 부터는 bubble이 소멸되기 시작하여 그 수자가 현저히 줄며, $H_b = 28.3\ \text{Oe}$ (collapse 자계라 불린다)가 되면 전 bubble은 소멸되어 시료는 포화된다. 본 실험에서는 bubble 상호간의 작용을 배제하기 위하여, 시료에 한개의 bubble이 남을때까지 H_b 를 증가시켜 단독 bubble이 되도록 하였다. 단독 bubble을 대상으로 bubble 형상의 bias 자장 의존성과 자벽이동도를 측정하였다.

bubble이 존재하는 일정한 H_b 에 pulse 자장 ($H_p =$

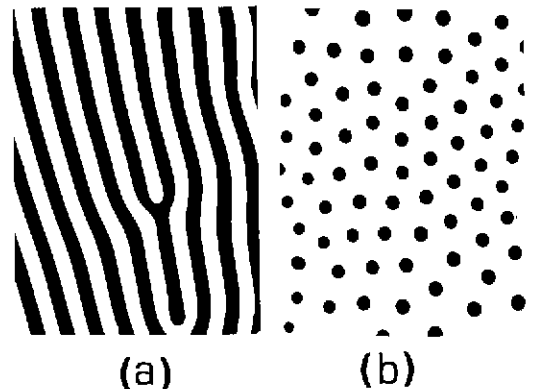


Fig. 3. The shape of stripe domain (a) and bubble domain (b); (a) $H_b = 0\ \text{Oe}$, (b) $H_b = 20\ \text{Oe}$.

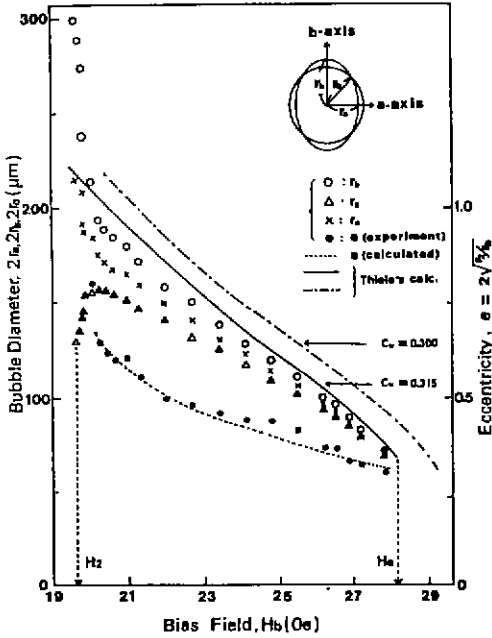


Fig. 4. Bias magnetic field dependence of elliptic bubble shape.

- 5.6 Oe)을 가하면, bubble에 걸리는 총 자력은 순간적으로 $H_t = H_b$ 와 $H_t' = H_b + H_p$ 로 진동적으로 변하며, 이와같은 자력의 변화에 따라 bubble은 H_t 때의 bubble의 형상과 H_t' 의 bubble 형상이 되풀이되어 나타난다. 즉 자벽진동이 일어나게 되는데 이를 pulse 자장의 주파수 변화에 대하여 촬영하였다.

3. 실험결과

단독 bubble은 결정 b 방향을 장축으로하는 타원형이다. Collapse 자장 H_b 로 부터 서서히 H_b 를 감소하면 bubble은 서서히 커지며, $H_b = H_2 = 19.6$ Oe가 되면 bubble은 b 방향으로 길게 늘어나 dumbbell 자구로 변한다.

Fig. 4는 bubble형상의 bias 자장의존성의 실험 결과를 종합한 것이다. 타원형 bubble로 존재하는 자장 범위는 19.6 ~ 28.3 Oe이며, H_b 가 증가하면, bubble은 작아지며 동시에 이심률도 감소하여 원형에 가까워진다.

Bubble형상의 bias 자장의존성은 Thiele^{6,7}의 이론에 의하여 설명된다. Thiele의 이론은 bubble을 원형으로 취급하여 계산한 것으로 YFeO₃의 타원형 Bubble에 적용하는것은 원천하지 않으나, 장축의지경 $2r_b$ 와 단축의지경 $2r_a$ 의 평균값 $2r_0$ 를 지경으로 하는

원형 bubble과 비교 할수있다. C_w 는 자벽에너지를 나타내는 parameter인데, $C_w = 0.315$ 인 경우가 실험값인 H_0, H_2 및 bias 자장의존성과 가장잘 일치한다. 이값으로부터 자벽에너지밀도를 계산하면 $\sigma_w = 1.67$ erg/cm²가 된다.

Fig. 5는 $H_b = 28.0, 26.3, 24.5, 22.8$ Oe의 일정한 bias 자장 하에서 $H_p = -5.6$ Oe의 사각형 pulse 자장의 주파수를 $f = 0.33 \sim 5.7$ MHz까지 단계적으로 변화시켜 촬영한 bubble자구의 진동 사진이다. 가운데 진한 bubble은 $H_t = H_b$ 때의 것이고, 희미한 큰 bubble은 $H_t' = H_b + H_p$ 로 총유효자계가 감소되었을 때의 것이다. $H_b = 22.8$ Oe의 $f = 0.67$ MHz 경우에 dumbbell 자구의 형상이 나타나는때 이는 $H_t' = 22.8 - 5.6 = 17.2$ Oe가 되어 bubble에서 dumbbell로 변화하는 $H_2 = 19.6$ Oe 보다 작기 때문이며 고주파에서 나타나지 않는 이유는 dumbbell 자구로 변화되기 전에 재차 $H_t = H_b$ 가 걸리기 때문이다.⁸⁾

자벽의 진동범위는 두 bubble의 크기의차 Δx 가 되는데, 이값은 Fig. 5와같이 진동수와 결정방향에 따라 다르다. Δx 는 단축인 a 방향이 가장적고, b 방향으로 갈수록 증가하여 b방향에서 최대가 됨을 알수있다. 이 결과는 자벽이동속도의 이방성을 의미한다.

진동수의 증가에 따라 Δx 는 감소하는데, 이것은 다음과같이 설명 할수있다. H_b 가 인가되어있는 bubble에 pulse 자장 $H_p = -5.6$ Oe를 걸어주면, bubble에는 pulse의 진동주기 T의 $\frac{1}{2}$ T 시간동안 $H_t' = H_b + H_p$ 의 자장이 인가되며, 그후 $\frac{1}{2}$ T 시간 동안은 $H_t = H_b$ 의 자장이 되풀이 되어 인가된다. 이에따라 bubble은 H_t 때의 안정한 형상의 bubble에서 H_t' 때의 안정한 형상의 bubble로 또다시 H_t 때의 bubble로 주기적으로 모습을 변하게되며 이는 자벽이동을 수반하게 된다. 저주파인 진동주기가 긴 경우에는 $\frac{1}{2}$ T가 크므로 자벽이 다음 단계로 이동하는데 충분한 시간이 되지만 고주파인 경우에는 $\frac{1}{2}$ T가 작으므로 자벽이 다음단계의 위치에 오기전에 $H_t = H_b$ 가 되어 되돌아오게 되므로 자벽이 움직이는 범위 즉 $2\Delta x$ 는 주파수 증가에 따라 감소 하게된다.

Fig. 6은 Fig. 5로부터 $H_b = 24.5$ Oe의 경우를 대표적으로 취하여, 진동주기의 변화에 대한 자벽진폭 Δx 의 2배인 $2\Delta x$ (T 시간동안의 자벽의 총이동거리)를 각 결정방향에 대해서 측정하여 그린 $2\Delta x - T$ 곡선이다.

$2\Delta x - T$ 곡선의 접선 기울기가 순간 자벽이동속도를 나타낸다. 자벽이동도는 단위자장의 구동력에 의한 자벽이동속도로 정의 되며, 각 결정방향의 초기의 자

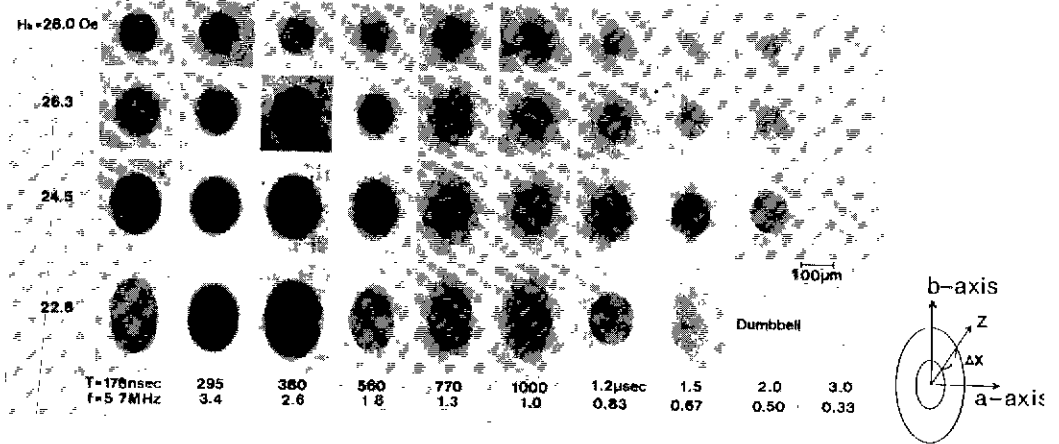


Fig. 5. Photographs of bubble domain oscillation taken at various frequencies of pulse magnetic field ($H_p = -5.6 \text{ Oe}$).

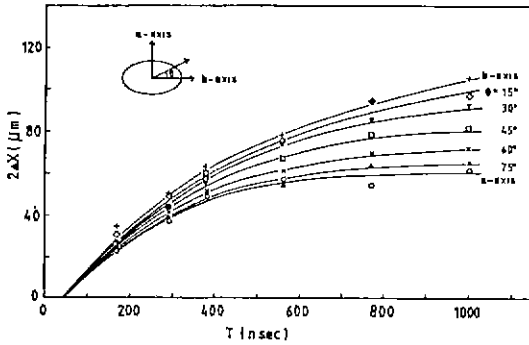


Fig. 6. Wall displacement as a function of period of the pulse magnetic field.

벽이동도를 구하기 위해서는, 각순간의 자벽속도를 초기의 구동자계 $H_p = -5.6 \text{ Oe}$ 로 나눈 자벽이동도를 구하고 이를 Fig. 7과같이 $T \rightarrow 0$ 에 외삽 함으로서 얻어진다. 이로부터 a 방향의 자벽이동도가 약 39.0 m/sec Oe 로 최소이며 b 방향으로 갈수록 증가하여 b 방향에서는 약 43.0 m/sec Oe 로 최대가 됨을 알수있다.

4. 고 찰

Fig. 8과 같이 YFeO_3 는 Orthorhombic Perovskite-like 결정구조 ($a = 5.302 \text{ \AA}$, $C = 7.622 \text{ \AA}$)⁹⁾이며, 자기적인 성질은 canted antiferromagnet로 ac 면내에 강한 자기 이방성을 갖는다. 포화자화 M_s 는 105 gauss , Curie 점은 $373 \text{ }^\circ\text{C}$ 이다. Fig. 8에서 보는 것과 같이 spin은 ac 면 내에 존재하며 a 방향과 약 0.5° 의 작은 각으로 canted 되어있어 포화자화값이 작다.

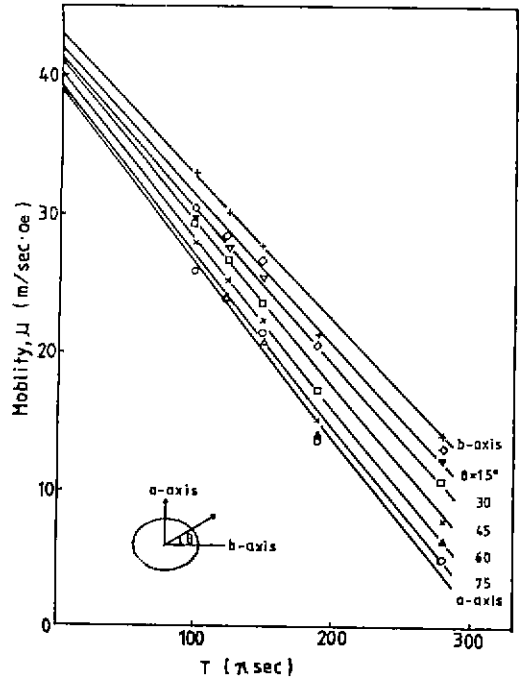


Fig. 7. Crystallographical direction dependence of initial wall mobility determined by extrapolation of instantaneous wall mobilities.

또한 spin은 ac 면내에 존재하므로 a 방향의 자벽은 Néel wall, b 방향의 자벽은 Bloch wall이 된다. a와 b의 사이의 방향들의 자벽구조는 Néel wall과 Bloch wall의 혼합 spin 구조를 갖게되며 이를 Fig. 9에 도시 하였다.

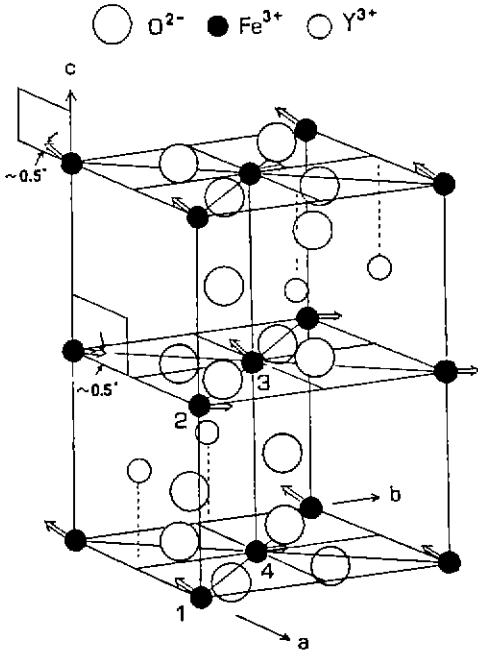


Fig. 8. Crystallographic structure and spin configuration of YFeO₃

회토류 Orthoferrite와 같이 이방성정수가 포화화 값에 비하여 큰 canted antiferromagnet 에서는 q ($q = K_{ac} / 2\pi M_s^2$) 값이 크며, 이때는 Bloch wall과 Néel wall의 이동도가 자벽에너지에 비례되는 것이 Shumate¹¹⁾에 의하여 규명되었다. 본 시료는 $q = 630$ 으로 큰 값이므로 자벽에너지가 자벽이동도에 비례하게 된다. Fig. 7과 같이 자벽이동도가 결정방향에 의존하므로, 자벽에너지도 같은 율로 결정방향에 의존하게 된다.¹²⁾ 자벽에너지의 결정방향 의존성은 자벽의 spin구조가 결정방향에 의존함을 의미한다. 본 연구에서는 자벽에너지의 결정방향 의존성을 Fig. 9와 같은 자벽의 spin 구조를 모델로 계산하여, 실험을 통해 구한 자벽이동도의 결정방향 의존성과 비교 함으로서 모델의 정확성을 판단한다.

b방향과 임의의 각 θ 를 갖는 점 P의 자벽에너지를 계산하자. 일반적으로 180°자벽의 단위면적당의 총에너지 $\sigma^{13)}$ 는

$$\sigma = \sigma_{ex} + \sigma_{an} + \sigma_{dm} \dots (1)$$

가 된다. 여기서 σ_{ex} 는 교환에너지, σ_{an} 은 이방성에너지, σ_{dm} 은 반자계 에너지이다.

먼저 교환에너지를 계산하자. YFeO₃의 spin 사이에는 spin을 반대방향으로 하려는 대칭초교환작용과 spin을 서로 수직으로 하려는 반대칭초교환상호작용

(Dzaloshinski -Moriya의 상호작용)^{14, 15)}이 존재한다. 이 두가지 작용을 Fig.10과 같이 ab면내의 i이온과 4개의 최인접이온 ①, ②, ③, ④에 대해서 계산하면 충분하다.

Fig. 10은 Fig. 9의 P점의 자벽을 확대한 것으로서 계산을 위한 기하학적 관계가 그려져 있다. $\{h k o\}$ 는 P점의 자벽면을 나타내는 Miller 지수이고, Z는 자벽면의 수직방향, α 는 자벽면과 a방향의 사이각, θ_1 , θ_2 는 z방향과 a 및 b 방향이 이루는 각을 각각 나타낸다.

이온 i의 spin과 최인접 이온인 ①~④의 spin 사이의 교환에너지 $\sigma_i^{13)}$ 는

$$\sigma_i = \sum_{j=1}^4 \sigma_{i,j} = \sum_{j=1}^4 [-2J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \vec{D}_{i,j} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j)] \dots (2)$$

이며, 여기서 $J_{i,j}$ 및 $\vec{D}_{i,j}$ 는 각각 i와 j 사이의 대칭 및 반대칭 교환계수이다. 계산은 ab면내의 등가 위치에 4개의 spin에 대해서 하기때문에, $J_{i,j} = J_{ab}$, $\vec{D}_{i,j} = \vec{D}_{ab}$ 가 된다.

Z방향의 단위벡터를 a와 b 방향의 단위벡터 \vec{i} 와 \vec{j} 의 성분으로 나누어 생각하면

$$\vec{Z} = \cos \theta_1 \vec{i} + \cos \theta_2 \vec{j} = \alpha_1 \vec{i} + \alpha_2 \vec{j} \dots (3)$$

가 된다. 여기서 α_1 과 α_2 는 a와 b 방향의 방향여현이다. 또한 a방향과 spin이 이루는 각을 φ 라하고, $d\varphi$ 를 인접원자 사이의 회전각의 차라고하면 최인접 spin $n = 1, 2, 3, 4$ 의 $d\varphi_n$ 은

$$d\varphi_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) (-a\alpha_1 + b\alpha_2) \dots (4a)$$

$$d\varphi_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) (a\alpha_1 + b\alpha_2) \dots (4b)$$

$$d\varphi_3 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) (a\alpha_1 - b\alpha_2) \dots (4c)$$

$$d\varphi_4 = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) (-a\alpha_1 - b\alpha_2) \dots (4d)$$

이 된다.

$d\varphi_n$ 를 (2)식에 대입하고 $d\varphi_n \ll 1$ 의 조건을 쓰면 $\sigma_i = 4S^2 (2J_{ab} \cos 2\varphi - D_{ab} \sin 2\varphi)$

$$\left\{ 1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 (a^2 \alpha_1^2 + b^2 \alpha_2^2) \right\} \dots (5)$$

가 된다. 따라서 최인접 spin 1개당 교환에너지는

$$\frac{\sigma_i}{4} = -S^2 (2J_{ab} \cos 2\varphi - D_{ab} \sin 2\varphi) \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 (a^2 \alpha_1^2 + b^2 \alpha_2^2) + \text{constant} \dots (6)$$

이다. constant는 방향과 무관한 상수이므로 계산에서 제외하고, α_1 과 α_2 를 h , k 로 표시하기 위해서

$$(\alpha_1 \vec{i} + \alpha_2 \vec{j}) \cdot \left(\frac{a}{h} \vec{i} - \frac{b}{k} \vec{j} \right) = 0 \dots (7a)$$

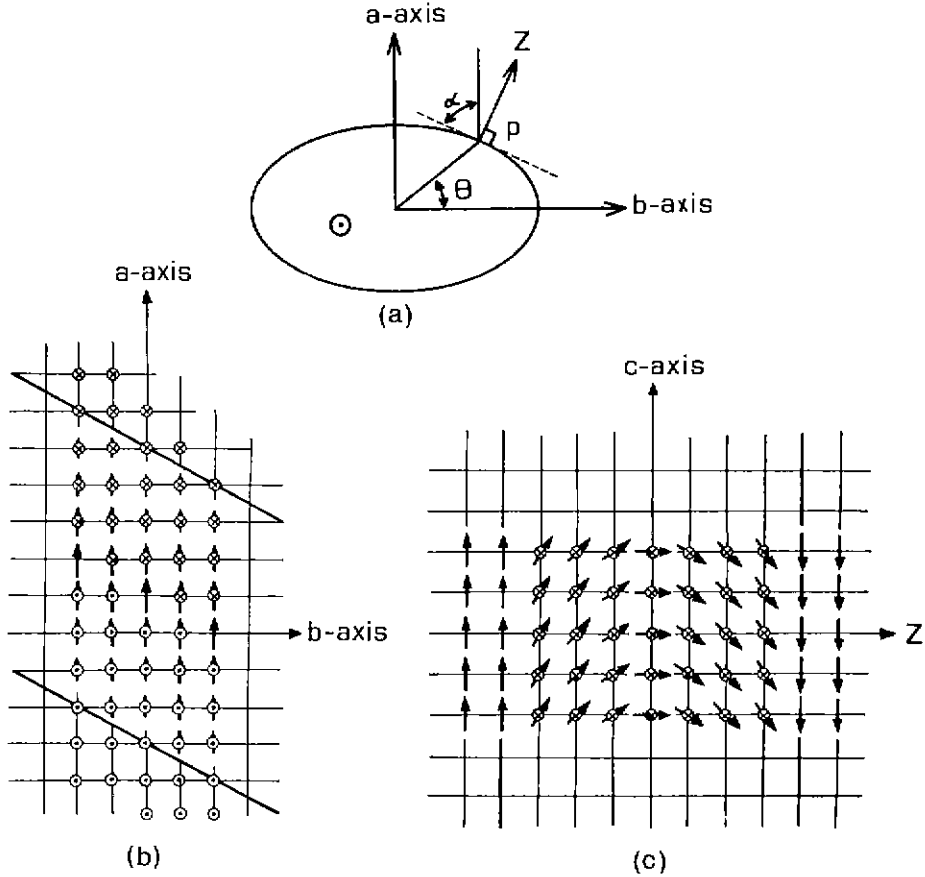


Fig. 9. (a) Cartesian coordinate system to calculate the wall energy at point P.
 (b) Illustration of spin configuration on the ab plane.
 (c) Illustration of spin configuration on the az plane.

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1 \quad \dots\dots\dots (7b)$$

의 관계를 사용하여 (6)식을 정리하면

$$\frac{\sigma_1}{4} = -\frac{1}{2}(h^2 + k^2) (2J_{ab} \cos 2\varphi - D_{ab} \sin 2\varphi) S^2$$

$$\frac{1}{4} \cdot \frac{a^2 b^2}{(hb)^2 + (ka)^2} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 \quad \dots\dots\dots (8)$$

이 된다.

$\frac{1}{2}abc$ 의 테리에는 2개의 spin이 있으므로 $\{hk0\}$ 면 자벽의 단위면적당에 포함되어있는 전 교환에너지 σ_{ex} 는

$$\sigma_{ex} = -\frac{1}{4} (2J_{ab} \cos 2\varphi - D_{ab} \sin 2\varphi) \cdot S^2$$

$$\frac{ab(h^2 + k^2)}{\{(hb)^2 + (ka)^2\}C} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2 dz \quad \dots\dots\dots (9)$$

이된다. 이식으로부터 z방향의 교환정수 $A_{\{hk0\}\perp}$ 는

$$A_{\{hk0\}\perp} = \frac{1}{4} \{2|J_{ab}| \cos 2\varphi + D_{ab} \sin 2\varphi\} \cdot S^2$$

$$\frac{ab(h^2 + k^2)}{\{(hb)^2 + (ka)^2\}C} = A \cdot G_{\{hk0\}\perp} \quad \dots\dots\dots (10)$$

이며, 교환정수 $A_{\{hk0\}\perp}$ 는 방향에 무관한항과 방향에 의존하는 항으로 나누어진다.

여기서

$$A = \frac{1}{4} \{2|J_{ab}| \cos 2\varphi + D_{ab} \sin 2\varphi\} S^2$$

$$G_{\{hk0\}\perp} = \frac{ab(h^2 + k^2)}{\{(hb)^2 + (ka)^2\}C}$$

이다.

$G_{\{hk0\}\perp}$ 는 $\tan \alpha = hb/ka$ 의 관계를 이용하면

$$G_{\{hk0\}\perp} = \frac{a^2 \tan^2 \alpha + b^2}{abc(1 + \tan^2 \alpha)} \quad \dots\dots\dots (11)$$

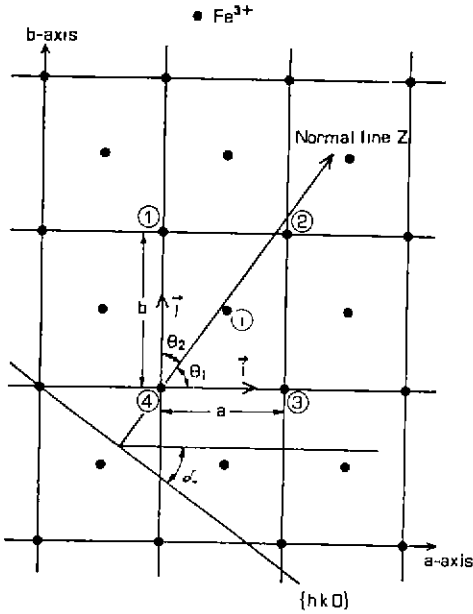


Fig. 10. Geometrical relation between the wall plane, its normal direction and spins on the ab plane.

이된다.

한편 이방성에너지 σ_{an} 및 반자계에너지 σ_{dm} 은

$$\sigma_{an} = K_{ac} \int_{-\infty}^{\infty} \cos^2 \varphi dz \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\sigma_{dm} = 2\pi M_s^2 \sin^2 \alpha \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \varphi d\varphi \quad \dots\dots\dots (13)$$

로 표현된다.⁽³⁾ (9), (12), (13) 식을 (1)식에 대입해서 변분법으로 풀면, {hk0} 면이 자벽일때의 자벽에너지 σ_w 는 α 의 함수로 다음과 같이 표시된다.

$$\sigma_w(\alpha) = 4 \sqrt{A \cdot G \{hk0\} \perp(\alpha) (K_{ac} + 2\pi M_s^2 \sin^2 \alpha)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

시료는 q 값이 크므로 $2\pi M_s^2 \sin^2 \alpha$ 는 이방성점수 K_{ac} 에 비하여 무시할수 있을 정도로 작다. 그러면 (14) 식은

$$\sigma_w(\alpha) = K \sqrt{G \{hk0\} \perp(\alpha)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

로 쓸수있다. 타원형 Bubble의 이심률 e를 알면 $\tan \theta = (1 - e^2) \tan \alpha$ 의 관계식을 이용하여 $\sigma_w(\alpha)$ 를 $\sigma_w(\theta)$ 로 표현 할수있다.

$$\sigma_w(\theta) = K \sqrt{G \{hk0\} \perp(\theta)} \quad \dots\dots\dots (16)$$

K에는 J_{ab} , D_{ab} 및 K_{ac} 가 포함되어 있어 계산이 거의 불가능하므로, Fig. 4의 Thiele's 이론식을 이용하여 구한 자벽에너지 1.67 erg/cm²를 $\theta = 45^\circ$ 의 자

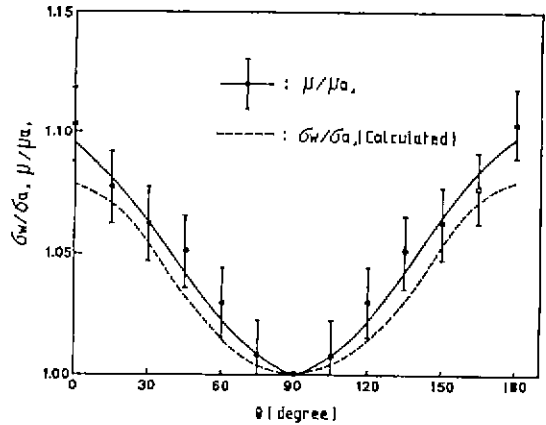


Fig. 11. Crystallographical direction dependence of wall mobility and wall energy.

벽에너지, 즉 $\sigma_w(45^\circ) = 1.67 \text{ erg/cm}^2$ 로 놓고, $H_t = 24.5 \text{ Oe}$ 와 $H_t' = 24.5 - 5.6 = 18.9 \text{ Oe}$ 의 평균값인 $H_b = 21.7 \text{ Oe}$ 에서의 안정한 Bubble의 타원율(Fig 4의 점선으로 된 곡선) $e = 0.48$ 을 사용하여 $\sigma_w(\theta)$ 를 수치계산한다. 수치계산결과인 $\sigma_w(\theta)$ 를 $\sigma_w(90^\circ) = \sigma_a$ 의 값을 단위로 하여 규격화 시키면 Fig.11의 점선이 된다.

Fig.7로부터 구해진 자벽이동도 μ 를 a방향의 자벽이동도 μ_a 로 규격화하여 Fig.11에 실선으로 표시하였다. 두곡선은 비교적 잘일치하므로 자벽의 기본모델이 옳게 설정되어 있음을 알수있다.

5. 결론

YFeO₃의 타원 bubble은 자벽에너지 즉 자벽구조의 이방성때문에 발생하는데, 본연구에서는 ac면내에서 spin이 회전하여 180°자벽을 형성한다는 자벽모델을 설정하였다. 이를 실험적으로 증명하기 위해서 설정한 모델에 입각하여 자벽에너지의 결정방향 의존성을 계산하고, 자벽에너지에 비례하는 자벽속도를 사진법으로 측정하여 두 양의 결정방향의존성을 비교한결과 잘일치되므로 자벽의 spin 구조는 Fig. 9와같이 ac면내에서 회전하고 있음을 알수있다.

감사의 말씀

이 논문은 한국 학술진흥재단의 1985년도 연구비 지원으로 수행되었으며 이에 감사를 드린다.

REFERENCE

1. R. C. Sherwood, J. P. Remeika, and H. J. Williams, "Domain Behavior in Some Transparent

- Magnetic Oxide”, *J. Appl. Phys.* **30**(2) 217(1959).
2. W. J. DeBonte, “Properties of Thick-Walled Cylindrical Magnetic Domains in Uniaxial Platelets”, *J. Appl. Phys.*, **44**(4), 1793 (1973).
 3. J. W. F. Dorleijn and W. F. Druyesteyn, “Stability of Bubbles Subjected to an In-Plane Field”, *IEEE Trans. Mag. MAG - 9*, 521 (1973).
 4. I. E. Geusic, H. J. Levinstein, S. J. Licht, L. K. Shick and C. D. Brandle, “Cylindrical Magnetic Domain Epitaxial Films with Low Defect Density”, *Appl. Phys. Lett.* **19**(4), 93 (1971).
 5. A. H. Bobeck, “Properties and Device Applications of Magnetic Domains in Orthoferrites”, *Bell System Tech. J.*, **46**, 1901 (1967).
 6. A. A. Thiele, “The Theory of Cylindrical Magnetic Domains”, *Bell System Tech. J.*, **48**, 32 (1969).
 7. A. A. Thiele, “The Energy and General Translation Force of Cylindrical Magnetic Domain”, *Bell System Tech. J.* **50**, 72 (1971).
 8. 김종오, “단결정 YFeO_3 에서 관찰되는 Bubble 자구 \rightleftharpoons Dumbbell 자구의 형상전이 이력현상에 관한 연구”, *대한공업교육학회지* **9**(1), 48 (1984).
 9. S. Geller and E. A. Wood, “Crystallographic Studies of Perovskite-Like Compounds Rare Earth Orthoferrites and YFeO_3 , YCrO_3 , YA103”, *Acta Cryst.* **9**, 563 (1956).
 10. J. W. Nielson, “Properties and Preparation of Magnetic Materials for Bubble Domains”, *Metal. Trans.*, **2**, 625 (1971).
 11. P. W. Shumate, “Anisotropy in the Domain-Wall Mobility of Rare-Earth Orthoferrites”, *J. Appl. Phys.* **42** (13), 5770 (1971).
 12. E. M. Gyorgy and F. B. Hagedorn, “Analysis of Domain-Wall Motion in Canted Antiferromagnets”, *J. Appl. Phys.* **39**(1), 88 (1968).
 13. A. Rosencwaig, “Domain-Wall Energies in Orthoferrites”, *J. Appl. Phys.* **42** (13), 5773 (1971).
 14. T. Moriya, “Anisotropy Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism”, *Phys. Rev.* **120**(1), 91 (1960).
 15. D. Treves, “Studies on Orthoferrites at the Weizmann Institute of Science”, *J. Appl. Phys.* **36**(3), 1033 (1965).