

ЭНЕРГИЯ «ЗАРЯЖЕННОЙ» ГРАНИЦЫ ТИПА НЕЕЛЯ

Я. М. ПОГОСЯН, М. А. ЧАЛАБЯН, С. Д. ГЕВОРКЯН

Рассматривается граница типа Нееля в случае неравенства нормальных компонент векторов намагниченности по обеим сторонам от границы («заряженная» граница). Рассчитана плотность энергии такой границы.

Известно, что в равновесном состоянии границы имеет место соотношение

$$I_1 \hat{n} = I_2 \hat{n}, \quad (1)$$

где I_1 и I_2 — векторы намагниченности по обеим сторонам границы, $\hat{n}$ — нормаль к границе. При этом плотность энергии $2\alpha^\circ$ -границы Нееля равна [1]

$$\gamma(2\alpha) = \gamma(\pi)(1 - \cos\alpha)^2, \quad (2)$$

где $\alpha = \pi/2 - \psi$ — угол между вектором намагниченности и осью легкого намагничивания (ОЛН), $\gamma(\pi)$ — плотность энергии 180° -границы типа Нееля.

При нарушении условия (1) задача оценки плотности энергии границы усложняется («заряженная» граница). Знание плотности энергии «заряженной» границы важно при исследовании микроспроцессов, происходящих в тонких пленках, в частности, при количественной интерпретации явления сползания доменных границ, при объяснении переориентации границы под действием внешних напряжений и т. д. В работе [2] рассмотрено состояние границы с антипараллельными доменами, когда направленность границы отклонена от ОЛН. В настоящей работе рассматривается более общая задача — определение плотности энергии «заряженной» неелевской границы.

Рассмотрим границу типа Нееля с векторами намагниченности I_1 и I_2 , отклоненными от нормали к границе, расположенной вдоль ОЛН, соответственно на углы α_1 и α_2 ($\alpha_1 < \alpha_2$). По аналогии с [2] примем, что в самой границе осуществляется поворот вектора намагниченности на угол $180^\circ - 2\alpha_1$, а поворот на угол $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ происходит в примыкающей к границе области шириной Δ (см. рис. 1), т. е. имеем некую асимметричную границу шириной $\delta + \Delta$, в которой осуществляется поворот вектора намагниченности на угол $180^\circ - (\alpha_1 + \alpha_2)$. Принимая, что $\Delta > D$ (D — толщина пленки), плотность энергии такой границы представим в виде

$$\gamma = \gamma(2\alpha_1) + \gamma_k + \gamma_m + \gamma_A, \quad (3)$$

где $\gamma(2\alpha_1)$ — плотность энергии $2\alpha_1^\circ$ -неелевской границы, γ_k — плотность энергии одноосной анизотропии области шириной Δ , γ_m — плотность энергии полей рассеяния, γ_A — плотность энергии обменного взаимодействия.

Плотность энергии одноосной анизотропии можно представить в виде

$$\gamma_k = K \int_0^{\Delta} \sin^2 \psi \, dx, \quad (4)$$

где K — константа одноосной анизотропии. Принимая, что в области Δ изменение x -компоненты вектора намагниченности подчиняется линейному закону

$$I_x = I_s \left[\cos \alpha_1 + \frac{x}{\Delta} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \right], \quad (5)$$

где I_s — намагниченность насыщения, для $\sin \psi$ имеем

$$\sin \psi = \cos \alpha_1 + \frac{x}{\Delta} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в (4) и производя интегрирование, получим

$$\gamma_k = \frac{K\Delta}{3} (\cos^3 \alpha_1 + \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \cos^2 \alpha_2). \quad (7)$$

Плотность энергии полей рассеяния области Δ равна

$$\gamma'_m = -\frac{1}{2} \int_0^{\Delta} H_x I_x \, dx. \quad (8)$$

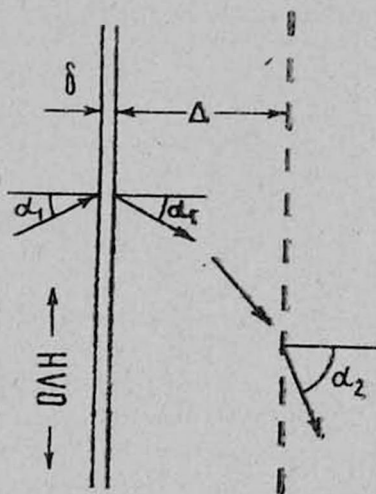


Рис. 1.

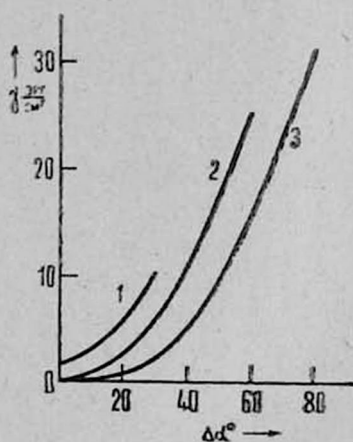


Рис. 2.

Рис. 1. Схематическое пояснение асимметричной границы.

Рис. 2. Зависимость плотности энергии асимметричной границы

от $\Delta\alpha$ при $D = 6 \cdot 10^{-6}$ см: 1 — $\alpha_1 = 60^\circ$, $\gamma(120^\circ) \approx 1,8$ эрг/см²;
2 — $\alpha_1 = 30^\circ$, $\gamma(60^\circ) \approx 0,1$ эрг/см²; 3 — $\alpha_1 = 10^\circ$, $\gamma(20^\circ) \approx 0,002$ эрг/см².

Однако при рассмотрении равновесия пленки с асимметричной границей [2] выражение (8) следует записать в виде

$$\gamma_m = -\frac{1}{2} \int_{-c}^0 H_x I_x dx - \frac{1}{2} \int_0^{\Delta} H_x I_x dx - \frac{1}{2} \int_{\Delta}^c H_x I_x dx, \quad (9)$$

где c — протяженность пленки от края до границы вдоль оси трудного намагничивания, H_x — компонента полей рассеяния в направлении Ox , которая при $\Delta > 2D$ определяется из выражения [3]

$$H_x = -D \int_{y'=-\infty}^{\infty} \int_{x'=0}^{\Delta} \left(\frac{dI_x}{dx} \right)_{x=x'} \frac{(x-x') dx' dy'}{[(x-x')^2 + (y-y')^2]^{3/2}}. \quad (10)$$

С учетом (5) для H_x получаем

$$H_x = \frac{2DI_s}{\Delta} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \ln \left| 1 - \frac{\Delta}{x} \right|. \quad (11)$$

Подставляя последнее выражение в (9) и производя интегрирование, для γ_m в случае $c \gg \Delta$ получим

$$\gamma_m = \frac{3}{2} I_s^2 D (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)^2 - I_s^2 D (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)^2 \ln \frac{\Delta}{c}. \quad (12)$$

Нетрудно видеть, что в общую плотность энергии существенный вклад вносит слагаемое γ_m , так как $\gamma_A / \gamma_m \leq 10^{-1}$. По этой причине по аналогии с [2] слагаемым γ_A можно пренебречь.

Ширину переходной области можно найти минимизацией общей плотности энергии по Δ , в результате которой имеем

$$\Delta = \frac{3I_s^2 D}{K} \frac{(\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)^2}{\cos^2 \alpha_1 + \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 + \cos^2 \alpha_2}. \quad (13)$$

Подставляя выражение для Δ в (3), для γ получим

$$\gamma = \gamma(\alpha_1) + 2,5 I_s^2 D (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)^2 - I_s^2 D (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1)^2 \ln \frac{\Delta}{c}. \quad (14)$$

На рис. 2 приводятся значения плотности энергии «заряженной» границы в пермаллоевой пленке в зависимости от $\Delta \alpha$ при $D = 6 \cdot 10^{-6}$ см, $I_s = 800$ Гс, $K = 1000$ эрг/см³ и $c = 5$ см, а в качестве параметра взят исходный угол α_1 . Из приведенных кривых видно сильное возрастание плотности энергии границы типа Нееля: в случае $\alpha_1 = 10^\circ$ и $\Delta \alpha = 80^\circ$ значение плотности энергии достигает величины ~ 35 эрг/см². Безусловно, в тонких пермалловых пленках невозможно существование границ типа Нееля, обладающих столь высокой плотностью энергии. Обычно при возникновении такой ситуации граница типа Нееля либо размагничивается, переходя в границу с поперечными связями [4], либо меняет свою направленность таким образом, чтобы выполнялось условие (1) [5].

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.VI.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Суху. Магнитные тонкие пленки, Изд. Мир, М., 1967.
2. G. A. Jones, B. K. Middleton. Phys. Stat. Sol. (a), 3, K259 (1970).
3. P. Vigier, P. Haymann. Phys. Stat. Sol., 34, 649 (1969).
4. Я. М. Полюсян, М. А. Чалабян. ФММ, 49, 85 (1980).
5. Я. М. Полюсян, М. А. Нушанян, П. А. Безирианиян. ФММ, 33, 179 (1972).

ՆՆԵԼԻ ՏԻՊԻ «ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ» ՍԱՀՄԱՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ

Յա. Մ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ս. Դ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված է Նեելի տիպի սահման, որի երկու կողմերում մագնիսացման վեկտորը սահմանին տարած նորմալի հետ տարրեր անկյուններ է կազմում («լիցբավորված» սահման)։ Հաշված է ալդրիսի սահմանի էներգիայի խտությունը։

THE ENERGY OF A NEEL TYPE "CHARGED" WALL

Ya. M. POGOSYAN, M. A. CHALABYAN, S. D. GEVORGYAN

The case of a Neel type wall is considered, when the projections of magnetization vectors on the normal to the wall are different on both the sides of the wall (a "charged" wall). The energy density of such a wall is calculated.