УДК 538.221.001

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

СПЕКТР 180° МАГНИТОСТРИКЦИОННОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В КУБИЧЕСКОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Г. Е. Ходенков

Влияние магнитоупругости (МУ) на спектры однородно намагниченных магнетиков изучено достаточно полно, чего нельзя сказать о ферромагнетиках с доменными границами (ДГ). Известно, что при определенных условиях спектр 180° ДГ в одноосном ферромагнетике имеет дополнительный, помимо нулевого трансляционного, локальный уровень МУ происхождения [1]. В кубических ферромагнетиках роль МУ несравненно важнее, так как во многих случаях само существование 180° ДГ невозможно без МУ. Так, в ферромагнетиках с положительной константой анизотропии (Fe) она образуется, согласно Е. М. Лифшицу и Л. Неелю, за счет МУ притяжения 90° ДГ, а в ферромагнетиках с отрицательной константой (Ni, ЖИГ) — 71° и 109° ДГ. Экспериментальному изучению спектра ДГ в ЖИГ посвящена недавняя работа [2]. Ниже будут определены локальные уровни 180° ДГ в двух указанных случаях, дополнительные по отношению к всегда существующему трансляционному.

Положительная константа анизотропии

Плотность энергии состоит из упругой энергии $w_у$, магнитной $w_м$ и МУ $w_{му}$ энергий

$$w_у = \frac{\lambda_1}{2} u_{ii} u_{ii} + \frac{\lambda_2}{2} (\delta_{ik} u_{ik})^2 + \frac{\lambda_3}{2} [(\delta_{ik} u_{ik})^2 - u_{ii}^2], \tag{1а}$$

$$w_м = A (\nabla_k m_i)^2 - (K/2)\, m_i^4 + 2\pi M^2 m_y^2, \tag{1б}$$

$$w_{му} = b_1 u_{ii} m_i^2 + b_2 u_{ik} m_i m_k (1 - \delta_{ik}), \tag{1в}$$

где u_{ik} — тензор деформации; $\mathbf{m}$ $(\sin\theta \sin\varphi,\ \cos\theta,\ \sin\theta\cos\varphi)$ — единичный вектор намагниченности $\mathbf{M}$; $\lambda_{1,\,2,\,3}$, A, $K > 0$, $b_{1,\,2}$ — константы упругости, обмена, анизотропии ($i = x, y, z$ — направления «легких осей») и МУ; по одинаковым индексам производится суммирование. Задача одномерна по координате y, нормальной к плоскости ДГ, и ее решение хорошо известно в нулевом приближении

$$\Theta_0 = \frac{\pi}{2}, \quad \mathrm{ctg}\,\varphi_0 = -\sqrt{\frac{B}{1+B}}\,\mathrm{sh}\,\frac{y}{\Delta}\sqrt{1+B}, \quad \varphi_0' = \Delta^{-1} \sin\varphi_0 (B + \cos^2\varphi_0)^{1/2}, \tag{2а}$$

$$u_{zz}^0 = -b_1(\lambda_1 + 2\lambda_2)/[\lambda_1(\lambda_1 + 3\lambda_2)], \quad u_{xx}^0 = u_{yy}^0 = b_1/\lambda_1^+ + u_{zz}^0, \quad u_{ik}^0 = 0\ (i \neq k), \tag{2б}$$

где $\Delta = \sqrt{A/K}$, константа $B = b_1^2/K\lambda_1$ мала (в Fe — $2 \cdot 10^{-3}$), хотя и определяет само существование 180° ДГ. Для малых колебаний $\mathbf{u} = \mathbf{u}^0 + \mathbf{u}(y, t)$, $\Theta = \Theta_0 + \delta\Theta$, $\varphi = \varphi_0(y) + \delta\varphi$ имеем уравнения

$$\rho \ddot{u}_y - (\lambda_1 + \lambda_2)\, u_y'' = 0, \tag{3а}$$

$$\rho \ddot{u}_{x,\,z} - (\lambda_3/2)\, u_{x,\,z}'' = -b_2 [(\sin\varphi_0,\ \cos\varphi_0)\,\delta\Theta]', \tag{3б}$$

$$\delta\dot{\Theta} + \gamma H_a \hat{L}_1 \delta\varphi = 0, \tag{3в}$$

$$\delta\dot{\varphi} - \gamma H_a (Q^{-1} + \hat{L}_2)\,\delta\Theta = -\frac{\gamma b_2}{M} (\sin\varphi_0 u_x' + \cos\varphi_0 u_z'), \tag{3г}$$

где $Q = H_a/4\pi M$, $H_a = 2K/M$ — поле анизотропии,

$$\hat{L}_1 = -\Delta^2 (d^2/dy^2) + \cos 4\varphi_0 + B \cos 2\varphi_0, \tag{4а}$$

$$\hat{L}_2 = \hat{L}_1 + {}^3/_4 (1 - \cos 4\varphi_0) - B. \tag{4б}$$

Здесь ρ — плотность массы, $\gamma > 0$ — магнитомеханическое отношение. В доменах $|y| \to \infty$ (3) переходит в уравнения однородного случая [3] и содержит МУ члены двух видов [4]: динамические — правые части (3б), (3г) и члены типа МУ щели $\sim B$ в операторах $\hat{L}_{1,2}$. При конечном B потенциал $\hat{L}_1$ имеет вид двойной ямы.

Опустим сначала динамические члены и найдем дополнительный уровень, используя «суперсимметрию» $\hat{L}_1$ [5]. Автономность исходной задачи (2) позволяет провести явную факторизацию $\hat{L}_1 = \hat{L}^+\hat{L}^-$, где $\hat{L}^+ = \Delta\,(\pm d/dy + \varphi_0''/\varphi_0')$, и ввести $\delta\psi = \hat{L}^-\delta\varphi$, исключив в преобразованной задаче трансляционный уровень нулевой частоты $\omega=0$, $\delta\Theta=0$, $\delta\varphi' \sim \varphi_0'$. Так как в кубических ферромагнетиках $Q < 1$, то, пренебрегая в (3г) $\hat{L}_2$, получаем

$$\delta\ddot{\psi} = -Q^{-1}(\gamma H_a)^2 L_1^*\delta\psi,$$

$$\hat{L}_1^* = \hat{L}^-\hat{L}^+ = \Delta^2\frac{d^2}{dy^2} + (1+B)\left[1 - \frac{2}{\operatorname{ch} Y} + \frac{2B}{1+B\operatorname{ch}^2 Y}\right], \tag{5}$$

где $Y = y\sqrt{1+B}/\Delta$. Если $B=0$, то нижняя собственная функция $\delta\psi_0 = 1/\sqrt{2}\cdot\operatorname{ch}^{-1}Y$, $\omega=0$ [6]. Последний член $\hat{L}_1^*$ меняет асимптотику исходного потенциала, но $\delta\psi_0$ можно считать «хорошей» пробной функцией при $B < 1$, так как основной вклад вносит область $y \approx 0$. После интегрирования получаем искомый антисимметричный уровень

$$\omega_a = \sqrt{2B}\,\omega_0 \cong 4\sqrt{\pi}\,\gamma b_1/\sqrt{\lambda_1},$$

$$\delta\Theta,\ \delta\varphi \sim (\operatorname{th} Y + BY)\operatorname{ch} Y/(1+B\operatorname{ch}^2 Y), \tag{6}$$

где $\omega_0 = \gamma H_a/\sqrt{Q}$ — частота однородного ФМР. Сами 90° ДГ обладают лишь уровнем $\omega=0$ [6], сближение их потенциальных ям ведет к расщеплению исходного уровня с образованием (6).

Динамические члены в (3) наиболее существенны вблизи МУ резонанса $k_0 = \omega_a/v_t$ $(v_t = \sqrt{\lambda_3/2\rho})$, когда в отличие от однородного случая [3] с магнитной подсистемой смешиваются обе поляризации $u_{x,z}$ упругой поперечной волны. Ограничиваясь пределом $\omega \sim \omega_a$, $k > k_0$, заметим, что первым членом слева в (3б) можно пренебречь и решить (3б) относительно $u'_{x,z}$. Подстановка $u'_{x,z}$ в (3г) показывает, что в используемом пределе поправка к уровню (6) мала $\sim b_2^2/\rho v_t^2 M^2 < 1$. Уровень (6) возбуждается магнитным полем $h_x(t)$, направленным в плоскости ДГ перпендикулярно намагниченностям в доменах. В модели эффективной анизотропии ангармоническое нерезонансное возбуждение колебаний ширины ДГ было численно обнаружено в [7].

Отрицательная константа анизотропии

Пусть намагниченность поворачивается от направления [111] к [$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$] в плоскости ДГ, нормаль к которой $(0,1,\bar{1})/\sqrt{2}$ вновь направлена по оси y. Основную часть энергии в плоскости поворота **M**, используя результаты [8], представим в виде

$$A\varphi'^2 + |K|\sin^2\varphi(\sin\varphi - \sqrt{8}\cos\varphi)^2/12 + (b_2^2/18c_{44})\sin^2\varphi, \tag{7}$$

где c_{44} — модуль упругости, $\varphi(y)$ отсчитывается от [111] в плоскости ДГ. Магнитострикционная 180° ДГ, составленная из 71° и 109° ДГ, описывается выражением

$$\operatorname{ctg}\varphi_0 \approx 1/\sqrt{8} + (3\sqrt{B}/8)\operatorname{sh} Y, \tag{8}$$

где теперь $B = 2/3\cdot b_2^2/(c_{44}K)$, $\Delta = \sqrt{12A/K}$, $Y = \sqrt{8}y/\Delta$. Так как по-прежнему $Q < 1$, то задача вновь сводится к виду (5), но с

$$\hat{L}_1^* = -\Delta^2\frac{d^2}{dy^2} + 8\left(1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2 Y}\right) + \left(\frac{9}{4}B - \frac{3}{\sqrt{2}}\sqrt{B}\operatorname{sh} Y\right)\Big/(1+\operatorname{ctg}^2\varphi_0). \tag{9}$$

Теория возмущений по $B < 1$ позволяет получить уровень

$$\omega_a = a\gamma b_2/\sqrt{c_{44}}, \qquad (10)$$

где $a \approx 4\sqrt{\pi/3\,(7/9+\pi/4)}$, совершенно аналогичный по своей природе (6). В обоих случаях частота уровня не зависит ни от величины константы анизотропии, ни от намагниченности и лежит в области 10^8 Гц.

Затухание уровней, как можно показать, довольно велико $\omega'' = 2\pi\gamma M\alpha$. Условие их наблюдения $\omega''/\omega_a \sim \alpha\,(QB)^{-1/2} < 1$ требует малости α — константы затухания Гильберта. В ЖИГ, где, по оценкам, параметры $Q \approx 1/20$, $B \approx 0.8 \cdot 10^{-2}$, требуется $\alpha < 2 \cdot 10^{-2}$, что выполняется в хороших монокристаллах.

Литература

[1] *Туров Е. А., Луговой А. А.* ФММ, 1980, т. 50, № 4, с. 717—729.
[2] *Дедух Л. М., Никитенко В. И., Сыногач В. Т.* Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 8, с. 386—388.
[3] *Леманов В. В.* В кн.: Физика магнитных диэлектриков. Л.: Наука, 1974. 456 с.
[4] *Туров Е. А., Шавров В. Г.* УФН, 1983, т. 140, № 3, с. 429—462.
[5] *Ходенков Г. Е.* ФММ, 1986, т. 61, № 5, с. 850—858.
[6] *Winter J. M.* Phys. Rev. 1961, vol. 124, № 2, p. 452—459.
[7] *Филиппов Б. Н., Береснев В. И.* ФММ, 1984, т. 58, № 6, с. 1093—1099.
[8] *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.

Институт электронных управляющих машин
Москва

Поступило в Редакцию
22 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
18 июля 1988 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ДВИЖЕНИЕ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ФОТОСТИМУЛИРОВАННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ В СИСТЕМЕ С ГРАДИЕНТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Р. Ф. Мамин, Г. Б. Тейтельбаум

Одной из особенностей поведения термодинамических систем с градиентом температуры является возможность возникновения в них одновременно различных фаз [1-3]. Это происходит, когда минимальная температура в образце T_1 меньше температуры фазового перехода T_0, а максимальная T_2 больше. Мы рассмотрим возникновение подобной двухфазности системы вблизи фотостимулированного фазового перехода в одномерном сегнетоэлектрике-полупроводнике, находящемся в условиях освещения. Свойства таких фазовых переходов во многом определяются взаимным влиянием электронной и решеточной подсистем. Это приводит к увеличению ширины запрещенной зоны вследствие возникновения спонтанной поляризации и сдвигу температуры Кюри, вызванному изменением заселенности ловушек.

Для описания динамики параметра порядка η (им является поляризация) запишем релаксационное уравнение типа Ландау—Халатникова для одномерного случая [4]

$$d\eta/dt = -\Gamma\,((\alpha'(T - T_c) + am)\,\eta + \beta\eta^3 + \gamma\eta^5 - c\,(\partial^2\eta/\partial x^2)). \qquad (1)$$

Здесь Γ — кинетический коэффициент; α', β, γ, c — коэффициенты разложения решеточной части термодинамического потенциала (для фазового перехода первого рода $\beta < 0$); m — число электронов в ловушках; a —