О ПОДВИЖНОСТИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. А. Иванов, К. А. Сафарян

Проведен расчет подвижности доменной границы одноосного ферромагнетика во внешнем поле, перпендикулярном легкой оси. Использован обобщенный феноменологический подход, учитывающий наряду с обычной релятивистской релаксацией обменную релаксацию и эффекты диссипации энергии за счет изменения длины вектора намагниченности при воздействии эффективного поля, связанного с движущейся границей. Все три вклада характеризуются существенно различной зависимостью от поля и могут быть определены экспериментально. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о преобладании последнего механизма.

Магнитное поле, направленное перпендикулярно легкой оси ферромагнетиков (ФМ), например квазиодноосных пленок ферритов-гранатов (поперечное поле), существенно меняет структуру, динамические и релаксационные характеристики доменных границ (ДГ) [1]. Анализ подвижности ДГ в поперечном поле важен для описания экспериментов и практических приложений. Он позволяет также определить вклады обменной и релятивистской релаксации, оценить соответствующие релаксационные константы [2].

Сила торможения $f_{\text{тр}}$, действующая на движущуюся со скоростью v ДГ, определяется диссипативной функцией Q, $vf_{\text{тр}}=2Q$. Согласно работам Барьяхтара [3, 4], Q определяется как функционал эффективного поля ФМ $\mathbf{F}$,

$$Q = (^1/_2\, gM_0) \int \{\lambda_{ik} F_i F_k + \lambda_e a^2 (\nabla\mathbf{F})^2\}\, d\mathbf{r}, \tag{1}$$

g — гиромагнитное отношение, M_0 — намагниченность насыщения, λ_{ik} — тензор релятивистских релаксационных констант, $\lambda_e a^2$ — обменная релаксационная константа. В одноосном кристалле в силу [4] следует считать тензор λ диагональным и положить $\lambda_x=\lambda_y=\lambda$, $\lambda_z \ll \lambda$, z — легкая ось ФМ.

Для вычисления силы торможения ДГ необходимо выразить Q не через $\mathbf{F}$, а через компоненты намагниченности $\mathbf{M}$ и ее производных по времени. Запись $\mathbf{F}$ через $\partial\mathbf{M}/\partial t$ является основной проблемой: если компонента $\mathbf{F}$, перпендикулярная $\mathbf{M}$, записывается элементарно $\mathbf{F} \sim [\mathbf{M}, \partial\mathbf{M}/\partial t]$ [3-5], то продольная часть $\mathbf{F}$ определяется решением дифференциального уравнения типа неоднородного уравнения диффузии (формула (8) работы [5]). Используя приближенный метод работы [6], для случая ДГ в поле, параллельном плоскости ДГ, величину $\mathbf{F}=F\mathbf{m}$ ($\mathbf{m}=\mathbf{M}/M$, $M^2=\mathbf{M}^2$) можно выразить только через $\partial w/\partial M$, w — плотность энергии ФМ. Для $\mathbf{F}$ получается

$$\mathbf{F} = \frac{1}{g}\left[\mathbf{m}, \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}\right] - \frac{\chi_{\parallel}\mathbf{m}}{\lambda g M_0 \sin^2\theta} \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial w}{\partial M}\right), \tag{2}$$

где $\chi_{\parallel}$ — продольная восприимчивость ФМ (восприимчивость парапроцесса), θ — полярный угол намагниченности, $M_z=M_0 \cos\theta$. Применимость (2) определяется малостью скорости ДГ, неравенством $\lambda_e (a/\Delta)^2 <$

$<\lambda$, которое обычно выполнено для пленок ферритов-гранатов [6, 7], а также условием плоского разворота $\mathbf{M}$ в ДГ при $v \to 0$, которое выполняется при $\mathbf{H}$, параллельном плоскости ДГ.

В силу (2) F пропорционально $\partial\mathbf{m}/\partial t$, т. е. скорости ДГ v, поэтому $Q \backsim v^2$ и $f_{\text{тр}} \backsim v$. Удобно вычислять коэффициент вязкости ДГ η, отнесенный к единице площади ДГ S, $\eta=2Q/Sv^2$. Выражение для η с учетом (1), (2) содержит ряд слагаемых, мы ограничимся анализом трех, $\eta=\eta_r+\eta_e+\eta_\chi$.

Слагаемые η_r и η_e определяются релятивистской и обменной релаксацией соответственно, для них легко получить

$$\eta_r=(2\lambda M_0/g)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}(\mathbf{m}')^2\,d\xi,\qquad \eta_e=(2\lambda_e a^2 M_0/g)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}([\mathbf{m},\,\mathbf{m}']')^2\,d\xi, \tag{3а}$$

где $\xi=x-vt$, x — координата вдоль нормали к ДГ, $\mathbf{m}'=\partial\mathbf{m}/\partial\xi$. Третье слагаемое обусловлено изменением длины намагниченности [6]

$$\eta_\chi=(2\chi_\parallel^2 M_0/g\lambda)\int\limits_{-\infty}^{+\infty}[(1/M)(\partial w/\partial M)']^2\,d\xi. \tag{3б}$$

В нем роль «эффективной релаксационной константы» играет величина $\chi_\parallel^2/\lambda$. Роль η_χ при оценках для железо-иттриевого граната ($\chi_\parallel\sim3\cdot10^{-4}$, $\lambda\simeq10^{-4}$) оказалась более существенной, чем η_r и η_e; конкретно $\eta_\chi\simeq10\eta_r\sim10^3\,\eta_e$ [6, 7]. Малость вклада λ_e позволяет не учитывать в η слагаемого, пропорционального (λ_e/λ) $(\chi_\parallel^2/\lambda)$.

Для дальнейших вычислений необходимо конкретизировать вид функции $\mathbf{m}(\xi)$ и энергии ФМ w. Запишем энергию ФМ в стандартном виде

$$W={}^1/_2\,\alpha M_0^2(\nabla\mathbf{m})^2+{}^1/_2\,\beta M_0^2(m_x^2+m_y^2)-HM_0m_y, \tag{4}$$

где α и β — константы неоднородного обмена и анизотропии, поле $\mathbf{H}$ считается ориентированным вдоль оси y. В такой геометрии ДГ отвечает разворот $\mathbf{M}$ в плоскости zy, $m_z=\cos\theta$, $m_y=\sin\theta$, для угла $\theta=\theta(\xi)$ получается уравнение

$$\alpha\theta'^2=\beta(\sin\theta-h)^2,\qquad h=H/H_a, \tag{5}$$

$H_a=\beta M_0$ — поле анизотропии. С учетом (5) формулы для всех трех вкладов в η можно записать в виде интегралов типа $\int\limits_0^{\theta_0}\Phi(\theta)\,d\theta$, где θ_0 — значение угла θ в равновесном состоянии, $\sin\theta_0=h$. Несложные, но громоздкие вычисления приводят к формулам

$$\eta_r=2\lambda(M_0/g\Delta)\,I_r(h),\quad \eta_e=(2\lambda_e a^2/3\Delta^2)(M_0/g\Delta)\,I_e(h),\quad \eta_\chi=(32\chi_\parallel^2/3\lambda)(\beta^2M_0/g\Delta)\,I_\chi(h), \tag{6}$$

где функции $I_i(h)$, $i=r,\,e,\,\chi$, $I_i(0)=1$ определяют искомую зависимость η от поля H

$$I_r=(1-h^2)^{1/2}-h\arccos h,\qquad I_e=(1-h^2)^{3/2}-(3h/2)\left[\arccos h-h(1-h^2)^{1/2}\right],$$
$$I_\chi=(1-h^2)^{3/2}+({}^3/_{16})(9h^2-20)\,h\arccos h-({}^{33}/_8)(1-h^2)^{1/2}+$$
$$+11(3h/4)^2\ln\{[1+(1-h^2)^{1/2}]/h\}. \tag{7}$$

Зная величины η_i, можно вычислить парциальные подвижности μ_i, $\mu_i=2M_0\cos\theta_0/\eta_i$. Зависимости $\mu_i(h)/\mu_i(0)$ приведены на рисунке. Заметим, что полная подвижность определяется через парциальные по формуле $\mu^{-1}=\mu_r^{-1}+\mu_e^{-1}+\mu_\chi^{-1}$, поэтому эти графики могут непосредственно использоваться при преобладании одного из вкладов. Из них видно существенное отличие полевых зависимостей μ_i: в частности, рост μ в два раза происходит при $h=0.4$, 0.3 и 0.16 при преобладании η_r, η_e и η_χ соответственно.

В предельных случаях $h \ll 1$ и $h \to 1$ эти формулы упрощаются. Проанализируем предельные случаи $H \simeq H_a$ и $H \ll H_a$.

Если $H_a - H \ll H_a$, то все $I_i(h)$, так же как и энергия ДГ, малы, значения интегралов I_i определяются выражениями

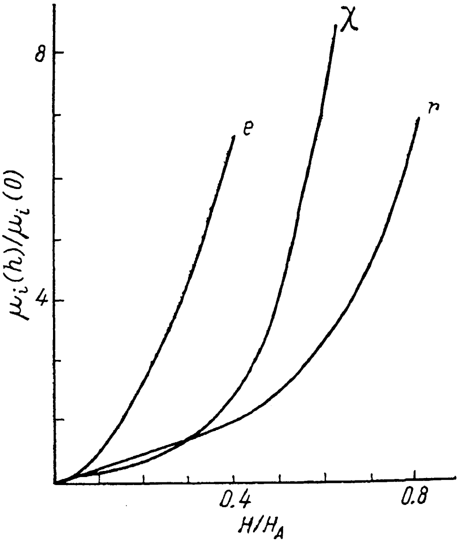
$$I_r \simeq (^1/_3)\, x^3, \quad I_e = (^1/_5)\, x^5, \quad I_\chi = (^1/_{15})\, x^5, \quad x = (1 - h^2)^{1/2} \ll 1. \tag{8}$$

Отсюда следует, что для любых соотношений λ_r, λ_e и $\chi_\parallel$ при $h \to 1$ релятивистская релаксация будет давать определяющий вклад в релаксацию ДГ. Легко видеть также, что суммарный вклад η_e и η_χ может быть отделен от вклада η_r путем измерения при малых x зависимости величины $[\eta(\chi)/x^3]$ как функции x^2

$$\eta(x)/x^3 = (^1/_3)\, \eta_r(0) + {} + x^2 \left[(^1/_5)\, \eta_e(0) + (^1/_{15})\, \eta_\chi(0)\right]. \tag{9}$$

Здесь и далее $\eta_i(0)$ — значения коэффициентов вязкости η_r, η_e и η_χ при $h=0$,

$$\eta_r(0) = 2\lambda\,(M_0/g\Delta), \quad \eta_e = (2\lambda_e a^2/3\Delta^2)(M_0/g\Delta),$$
$$\eta_\chi = (32\chi_\parallel^2/3\lambda)\,(H_n^2/g\Delta M_0). \tag{10}$$



К сожалению, измерения подвижности ДГ при $H \sim H_a$ довольно сложны. Единственная известная нам работа [8], посвященная анализу динамики и торможения ДГ в сильном ($H \leqslant H_a$) поперечном поле, содержит данные эксперимента до значений $H \simeq 0.8\, H_a$.

В более реальном для эксперимента случае слабых полей $H \ll H_a$ вклады всех трех слагаемых в η линейно убывают с ростом H

$$I_i = 1 - A_i\,(H/H_a), \quad A_r = \pi/2, \quad A_e = 3\pi/4, \quad A_\chi = 15\pi/8. \tag{11}$$

Видно, что величина η_χ убывает с ростом поля быстрее, чем η_r или η_e ($A_\chi \simeq 3.75\, A_r$, $A_\chi \simeq 2.5 A_e$), в то время как зависимости вкладов η_e и η_r от h более похожи. С учетом (8) для суммарного коэффициента вязкости η легко получить

$$\eta(h) = \eta(0) - (\pi h/2)\,[\eta_r(0) + 1.5\eta_e(0) + 3.75\eta_\chi(0)], \tag{12}$$

где $\eta(0) = \eta_r(0) + \eta_e(0) + \eta_\chi(0)$.

Обсудим возможность разделения вкладов в вязкости ДГ η или подвижности $\mu \sim 1/\eta$ по полевой зависимости при $H \ll H_a$. (Заметим, что реально надо рассматривать поля $8M_0 < H < H_a$, чтобы избежать вкладов других эффектов, обусловленных уменьшением скручивания ДГ с ростом поля H). Кимом и др. [2] была измерена ширина линии резонанса колебаний ДГ в пленке феррита-граната с $M_0 \simeq 20$ Э, $H_a \simeq 1000$ Э (фактор качества $q \simeq 4$) в поперечном поле H до значений $H \simeq 200$ Э. В интервале 100 Э $< H$ декремент затухания колебаний ДГ $\Gamma(h)$ демонстрирует линейную зависимость от поля. Величину $\Gamma(h)$ можно пересчитать в вязкость ДГ по формуле $\eta(h) = \Gamma(h)/m_*(h)$, где $m_*(h)$ — эффективная масса ДГ. Используя формулу [8] $m_*(h) = m_D(1 - \pi(q+1)\,h/2)$, где m_D — масса ДГ при $h=0$, и экспериментальную зависимость $\Gamma(h) \simeq \Gamma(0)\,(1 + {} + 2.4h)$, легко получить, что экспериментальная зависимость $\eta_{\text{эксп}}(h)$ может быть аппроксимирована формулой

$$\eta_{\text{эксп}}(h) = \eta_{\text{эксп}}(0)\,[1 - 3.5\pi h/2]. \tag{13}$$

Значение коэффициента $A_{\text{эксп}} \simeq 3.5$ ближе всего к величине A_χ, что свидетельствует о том, что основной вклад в торможение ДГ (более 90 %)

определяется величиной η_χ. К сходному выводу о преобладании вклада процессов релаксации, определяющихся изменением модуля намагниченности, пришли ранее авторы работы [7] при анализе различных релаксационных процессов в пленках железо-иттриевого граната.

Примем приближенно, что $\eta_\chi \simeq 0.9\ \eta$, $\eta_r + \eta_e \simeq 0.1\ \eta$, и попробуем определить прямые вклады остальных (релятивистских и обменных) процессов релаксации, а также значения соответствующих констант. Очевидно, что три константы (λ_r, λ_e, $\chi_\parallel$) разделить по двум данным (η (0)) и ($(d\eta/dh)_{h=0}$), т. е. только по измерениям $\eta\,(h)$ в слабых полях, невозможно. Примем поэтому для анализа оценку [7], согласно которой $\eta_e \ll \eta_r$ для пленок ферритов-гранатов с разумным значением $\lambda = \lambda_r$. Используя значения $\lambda_e a^2 \simeq 4 \cdot 10^{-16}$ см^2 [7], $\Delta \simeq (10^{-5} \div 10^{-6})$ см [1], получаем, что $(\eta_r/\eta)_e \sim \sim (10^{-6} \div 10^{-4})/\lambda$ при $H \ll H_a$. Следовательно, для реальных образцов с $\lambda > > 10^{-3}$ непосредственный вклад обменной релаксации мал. Эта оценка λ_e относится к пленкам железо-иттриевого граната, но обменная релаксация при комнатных температурах определяется в основном обменным взаимодействием железных подрешеток и не должна существенно меняться (в отличие от релятивистской релаксации) при добавлении редкоземельных ионов. Таким образом, при оценках различных вкладов в η следует прежде всего сравнивать стандартное (релятивистское) слагаемое η_r, существующее при записи релаксационного члена в форме Ландау—Лифшица или Гильберта, и слагаемое η_χ, возникающее только при использовании обобщенного релаксационного члена в форме, предложенной В. Г. Барьяхтаром.

Положив $\eta_e = 0$ и приравнивая (12) экспериментальной зависимости (13), получаем для η_r/η_χ значение порядка 0.1. Отсюда следует, что $2\lambda^2 \sim \chi_\parallel^2 \beta^2$. Принимая для эффективной релаксационной константы $\lambda_{эфф} = \lambda_r + 16\chi_\parallel^2 \times \times \beta^2/3\lambda$ значение $\lambda_{эфф} \simeq 0.05$ [2] и считая, что $\beta = 4\pi q \simeq 16\,\pi$, получаем $\lambda_r \simeq \simeq 5 \cdot 10^{-3}$, $\chi_\parallel \simeq 0.15 \cdot 10^{-3}$.

Было бы интересно сравнить это значение $\chi_\parallel$ с непосредственно измеренной величиной восприимчивости парапроцесса, но данные по $\chi_\parallel$ в ферритах-гранатах нам не известны. Указанное выше значение $\chi_\parallel$ хорошо согласуется с величиной $\chi_\parallel \simeq 0.3 \cdot 10^{-3}$, полученной из анализа вклада η_χ в торможение ДГ в железо-иттриевом гранате [6, 7]. Величина λ_r оказалась меньше в 4 раза, чем измеренная для данного образца по ширине линии ФМР, но это стандартное отличие, которое можно объяснить неоднородным уширением [6, 7].

Расчет зависимости коэффициента вязкости ДГ от поперечного поля на основе обобщенного феноменологического подхода [3–6] показал не только существенную зависимость (она имеет место и в стандартной теории), но и переход от одного механизма релаксации к другому ($\eta \simeq \eta_r$ при $H \to \to H_a$ и $\eta \simeq \eta_\chi$ при $H \ll H_a$) при увеличении поля. Это интересное обстоятельство позволяет выяснить, какой из механизмов дает основной вклад. Анализ экспериментальных данных [7], не претендующий на окончательность, показал, что в стандартных пленках редкоземельных ферритов-гранатов определяющий вклад в релаксацию дает изменение длины вектора намагниченности под действием эффективного поля, создаваемого движущейся ДГ, с дальнейшей релаксацией $|\,\mathbf{M}\,|$ к равновесному значению M_0. Этот результат может показаться странным, поскольку динамика ДГ исследуется уже много лет и нужды в привлечении этого механизма никогда не возникало. Дело в том, однако, что обработка экспериментов обычно проводится так, что коэффициент вязкого трения ДГ (или эффективная константа релаксации) входит в теорию в виде эмпирического параметра. Несогласованность теорий и эксперимента в этом случае проявляется только в том, что эффективные константы λ, измеренные разными способами (по торможению ДГ и измерению ширины линии ферромагнитного резонанса), оказываются отличающимися. Это отличие хорошо известно для различных пленок ФМ [1], но реально не вносит каких-либо сложностей. В том случае, если для данной пленки в процессе эксперимента существенно изменяется структура ДГ и может измениться соотношение различных вкладов, последовательный учет реальных механизмов релаксации становится принципиальным. Такая ситуация реализуется не только в ФМ в поперечном поле, но и в других случаях, например для ДГ в магнетиках в области спиновой переориентации.

Мы благодарны В. Г. Барьяхтару, Вл. Камберскому, П. Д. Киму, Ф. В. Лисовскому, С. Н. Ляхимцу и В. В. Тарасенко за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[2] Ким П. Д. // Автореф. докт. дис. Красноярск, 1988.
[3] Барьяхтар В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1501—1509.
[4] Барьяхтар В. Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1317—1322.
[5] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. Соболева Т. К., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1454—1465.
[6] Bar'yakhtar V. G., Ivanov B. A., Safaryan K. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 11. P. 1117—1121.
[7] Барьяхтар В. Г., Бродовой В. А., Иванов Б. А., Круценко И. В., Сафарян К. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 3. С. 852—858.
[8] Morrowski J., Wigen P. E. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 3. P. 2344—2346.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
21 мая 1990 г.