

05.2
©1993

К ВОПРОСУ О ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

*В.А.Боков, В.В.Волков, Н.Л.Петриченко, М.Марышко**

Процессы релаксации в ферромагнетике при феноменологическом подходе описываются диссипативным членом уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, содержащим параметр диссипации, который учитывает вклад в релаксацию микроскопических механизмов. Для феррит-гранатовых пленок этот параметр экспериментально определяется из данных измерений ФМР, либо подвижности доменных границ. Результаты при этом как правило, хорошо согласуются (см., например, [1]). В то же время в некоторых работах [2] отмечалось, что в образцах с очень малым, по данным ФМР, параметром диссипации экспериментальные значения подвижности границ оказываются существенно ниже расчетных, если в формуле для подвижности используется значение параметра диссипации, определенное из измерений ФМР. Это расхождение длительное время не находило удовлетворительного объяснения.

В развитой в [3–5] теории был сделан вывод о том, что в случае малых потерь при наличии в образце пространственной дисперсии магнитного момента, кроме вклада в релаксацию за счет релятивистского взаимодействия, имеющего место и при однородной намагниченности, существует еще один весомый вклад. Он обусловлен возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективно-го поля в движущейся границе с последующей релаксацией возмущения. По этой причине процессы диссипации должны описываться эффективным параметром $\alpha = \alpha_r + \alpha_\chi$, где α_r обусловлено релятивистским взаимодействием и α_χ — введенным дополнительным вкладом. В [4] было предположено, что в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией разные вклады в релаксацию можно разделить соответствующим анализом данных о зависимости подвижности доменной границы от величины постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Эти вклады должны по-разному зависеть от величины отношения планарного поля к полю одноосной анизотропии. Пер-

* Институт физики Чешской Академии наук, г.Прага, Чехия.

вая попытка такого разделения вкладов была предпринята в [6], но результат оказался противоречивым.

В настоящей работе исследована подвижность доменной границы в зависимости от планарного поля в гранатовой пленке с малыми потерями объектом исследования была пленка системы $Y\text{BiFeGa}$. Ее основные параметры были определены стандартными методами и составили: толщина — 5.3 мкм, намагниченность $4\pi M = 157$ Гс, параметр ширины стенки $\Delta = 0.35 \cdot 10^{-5}$ см, поле одноосной анизотропии $H_A = 1700$ Э, гиромагнитное отношение $\gamma = 1.82 \cdot 10^7$ Э $^{-1}$ с $^{-1}$. Параметр диссипации Гильберта α_r составил 0.0012 и при его определении был исключен вклад, связанный с неоднородным уширением линии ФМР.

Динамика доменной границы исследована методом трансляции цилиндрических магнитных доменов (ЦМД); в постоянном поле смещения 65 Э радиус домена составлял 3 мкм. Измерения выполнены на ЦМД в состоянии S_0 , содержащем две вертикальные линии Блоха отрицательного знака, планарное поле H_p было ориентировано перпендикулярно направлению движения домена. Применялась методика высокоскоростной двукратной регистрации изображения. Источником импульсной засветки длительностью 10 нс служили два лазера на растворе красителя родамин 6ж, накачиваемые азотными импульсными лазерами ИЛГИ-503. Такой метод позволяет исследовать установившееся движение, исключить начальную после включения продвигающего поля переходную фазу смещения ЦМД.

При разных значениях планарного поля H_p были сняты зависимости скорости v ЦМД от амплитуды импульсов продвигающего поля H_g , и некоторые из них приведены в качестве примера на рис. 1. На всех зависимостях, полученных при значениях $H_p < 200$ Э, имеется начальный участок, где скорость линейно возрастает с полем H_g . Для таких участков были определены значения подвижности μ доменной границы и на рис. 2 представлена ее зависимость от величины отношения H_p/H_A .

В [7] было получено следующее выражение для зависимости подвижности от планарного поля:

$$\mu = \alpha^{-1} \Delta \gamma [1 - (2^{-1} \pi - \theta) \operatorname{tg} \theta]^{-1}, \quad (1)$$

где $\sin \theta = H_p/H_A$. Результат расчета по формуле (1) с использованием значения параметра диссипации, полученного из измерений ФМР, изображен кривой 1 на рис. 2. Существенное расхождение с данными эксперимента очевидно и может быть обусловлено наличием механизма потерь, предложенного в [3-5]. Параметр диссипации α_χ , учитывающий эти потери при $H_p = 0$, описывается выражением

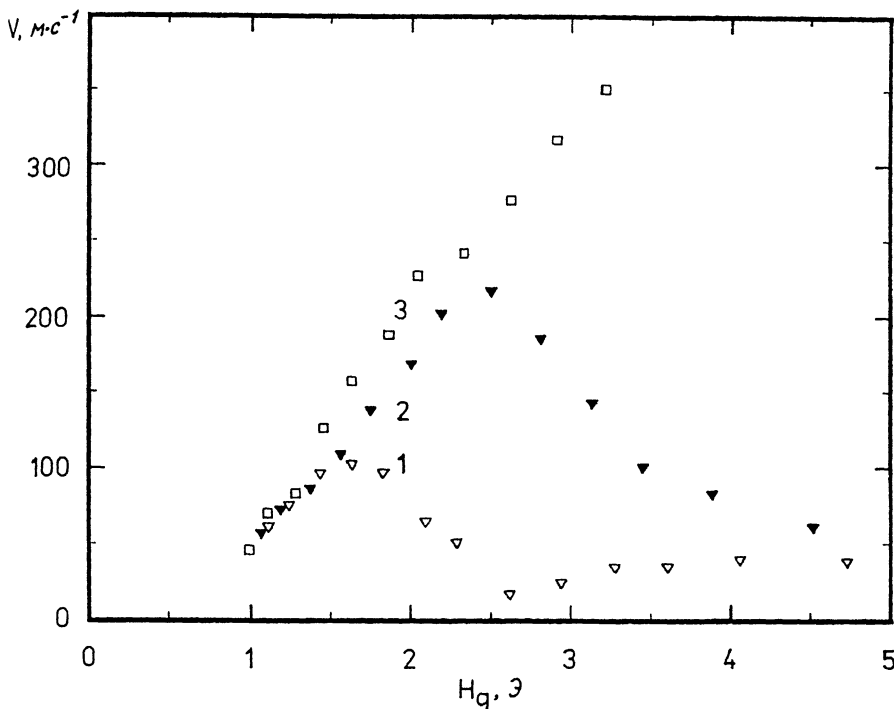


Рис. 1. Зависимость скорости V доменной границы от амплитуды импульсов продвигающего магнитного поля H_g . Планарное поле H_p , Э: 1 — 265, 2 — 400, 3 — 600.

$$[4] \quad \alpha\chi = 16(3\alpha_r)^{-1} (\chi_{\parallel} H_A)^2 M^{-2}, \quad (2)$$

где χ_{\parallel} — продольная восприимчивость в области парапроцесса и, согласно [5],

$$\chi_{\parallel} = kTM^2(32\pi)^{-1}(KA^3)^{-1/2}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, K — константа одноосной анизотропии, A — константа неоднородного обменного взаимодействия. Если воспользоваться известными значениями параметров материала, то $\chi_{\parallel} = 1.38 \cdot 10^{-5}$ и $\alpha\chi = 15.6 \cdot 10^{-3}$. Тогда при $H_p = 0$ $\alpha = \alpha_r + \alpha\chi = 16.8 \cdot 10^{-3}$. В [4] были получены общие выражения (формулы (7) этой работы), описывающие зависимость α от отношения H_p/H_A . Результат численного расчета с помощью этих формул зависимости $\mu(H_p/H_A)$, с использо-

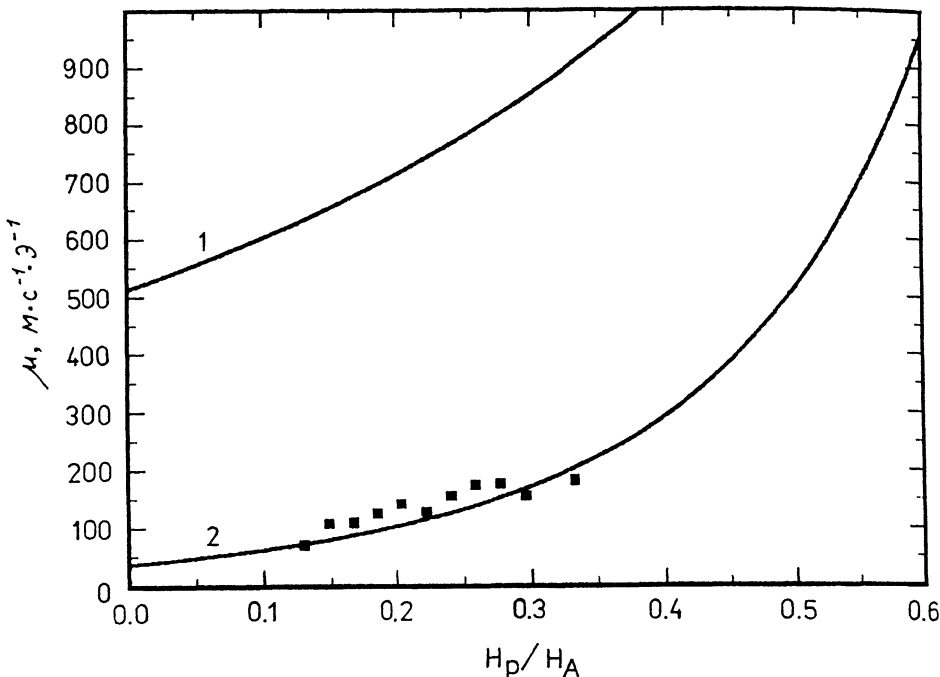


Рис. 2. Зависимость подвижности μ доменной границы от отношения приложенного планарного поля к полю одноосной анизотропии. Точками обозначены экспериментальные значения.

1 — расчет по формуле (1), 2 — расчет по формулам (7) из [4].

ванием приведенных выше значений α_r и α_χ , приведен на рис. 2, кривая 2.

В случае малых отношений H_p/H_A формулы (7) из [4] приводят к линейной зависимости $\mu(H_p/H_A)$. К сожалению, выполнить измерения подвижности в этой области методом трансляции ЦМД невозможно. С уменьшением величины H_p максимум на зависимости $V(H_g)$ смещается в сторону меньших значений H_g и при $H_p < 200$ Э исчезает совсем, поскольку соответствующее значение H_g становится близким к коэрцитивному полю. При этом линейный начальный участок зависимости становится неразличимым.

Таким образом, в исследованном интервале значений H_p/H_A имеется согласие между экспериментальными данными и выводами развитой в [3-5] теории. Для окончательного экспериментального подтверждения теории необходимо провести цикл исследований в существенно более широком интервале значений H_p/H_A на образцах с разными параметрами диссипации.

Авторы признательны В.В.Леманову за поддержку.

Список литературы

- [1] *Challeton D., Jouve H., Magnin J.* // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 11. P. 7853-7855.
- [2] *Malozemoff A., Slonczewski J.* Magnetic Domain Walls in Bubble Materials. New York: Academic Press, 1979. P. 326.
- [3] *Барьяхтар В.Г.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 4. С. 1501-1508.
- [4] *Иванов Б.А., Сафарян К.А.* // ФТТ. 1990. Т. 32. В. 12. С. 3507-3511.
- [5] *Иванов Б.А., Сафарян К.А.* // ФНТ. 1992. Т. 18. В. 7. С. 722-730.
- [6] *Ivanov B.A., Stankiewicz A., Maziewski A., Petrichenko N.L., Safaryan K.A.* // Ferrites. Proc. 6 Int. Conf. on Ferrites. Tokyo and Kyoto. Japan, 1992. P. 775-777.
- [7] *Гуревич В.А.* // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 10. С. 2893-2901.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург
Институт физики
Чешской Академии наук
Прага, Чехия

Поступило в Редакцию
1 октября 1993 г.

