

Подвижность доменных границ в пленках гранатов с малыми потерями

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

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики Чешской академии наук,
16200 Прага, Чехия

(Поступила в Редакцию 3 января 1997 г.)

В монокристаллических пленках гранатов системы YBiFeGa с перпендикулярной магнитной анизотропией и узкой линией ферромагнитного резонанса исследована зависимость подвижности доменной стенки от величины постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости образца. Показано, что, как и в случае монокристаллов YIG с кубической магнитной анизотропией, при движении стенки имеется дополнительный вклад в потери энергии, значительно превышающий релятивистский вклад, существующий и при однородной намагниченности. Установлено, что предложенный недавно в теории механизм не дает правильного объяснения этого дополнительного вклада, так как имеются не только количественные, но и качественные расхождения между выводами теории и данными измерений.

При феноменологическом описании релаксационные процессы при колебаниях намагниченности учитываются диссипативным слагаемым уравнения Ландау–Лифшица–Гильберга. В него входит параметр диссипации, включающий вклады в релаксацию разных микроскопических механизмов. Как известно [1], этот параметр можно определить экспериментально либо из измерений ферромагнитного резонанса (ФМР), либо из данных о подвижности доменной стенки. В [2] было отмечено хорошее согласие между результатами, полученными обоими методами для монокристаллических образцов редкоземельных ферритов-гранатов. В [3,4] такое же согласие наблюдалось и для монокристаллических пленок редкоземельных гранатов с большой перпендикулярной магнитной анизотропией. В то же время было установлено, что в монокристаллах YIG, обладающих очень узкой линией ФМР, подвижность стенки μ оказывается намного меньше рассчитанной по формуле

$$\mu = \alpha^{-1} \Delta \gamma, \quad (1)$$

где Δ — параметр ширины стенки Блоха, γ — гиромагнитное отношение, если параметр диссипации Гильберта α определяется из измерений ФМР [5–7]. Такой результат долгое время не находил объяснения. Наконец в [8–10] на основе развитого в этих работах теоретического подхода был сделан вывод о том, что в образцах с узкой линией ФМР при наличии пространственной дисперсии магнитного момента кроме вклада в потери из-за релятивистского взаимодействия, имеющегося и при однородной намагниченности, должен существовать дополнительный весомый вклад. Этот вклад обусловлен изменением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в движущейся доменной стенке с последующей релаксацией возмущения. Авторы [9] пришли также к заключению, что в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией вклады в релаксацию можно разделить путем анализа данных

о зависимости подвижности стенки от постоянного магнитного поля H_p , приложенного в плоскости пленки и параллельного плоскости стенки. Первая попытка разделения вкладов в релаксацию в пленке с малыми потерями была предпринята в [11], но оказалась неудачной. В [12] мы наблюдали согласие между экспериментальной зависимостью $\mu(H_p)$ и рассчитанной по формулам из [9], но соответствующие измерения были выполнены на одной пленке и в не очень широком интервале полей H_p , так что согласие могло быть случайным. В этой связи представляло интерес исследование подвижности доменных границ в пленках гранатов с разными параметрами и в широкой области значений H_p/H_A , где H_A — поле анизотропии, а также сопоставление полученных данных с теорией.

В настоящей работе для измерений были выбраны две пленки системы YBiFeGa с ориентацией типа (111); их характеристики указаны в таблице. Здесь α_r — параметр диссипации, найденный из измерений ФМР. При определении величины α_r , был исключен вклад, связанный с неоднородным уширением линии ФМР. Подвижность доменной границы исследовалась с помощью метода трансляции цилиндрических магнитных доменов (ЦМД); домены при измерениях находились в состоянии S_0 , т. е. содержали две вертикальные линии Блоха отрицательного знака и смещались в направлении градиента приложенного поля ∇H . Расстояние, на которое смещается ЦМД под действием импульса продвигающего магнитного

Сведения об исследованных пленках

| № п/п | h , μm | $4\pi M$, G | Δ , 10^{-5} cm | H_A , Oe | γ , $10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ | α_r |
|-------|---------------------|--------------|-------------------------|------------|---|------------|
| 1 | 5.3 | 157 | 0.35 | 1700 | 1.82 | 0.0012 |
| 2 | 4.6 | 156 | 0.2 | 6200 | 1.67 | 0.002 |

Примечание. h — толщина пленки, $4\pi M$ — намагниченность насыщения.

го поля $H_g = r\nabla H$, где r — радиус домена, определялось методом высокоскоростной регистрации изображения с двукратной либо однократной засветкой. Источниками импульсной засветки длительностью ~ 5 ns служили два лазера на растворе красителя родамин 6Ж, накачиваемые азотными импульсными лазерами ИЛГИ-503. Приемником служила телекамера с чувствительным видеокондом, полученное изображение запоминалось с помощью блока памяти и выводилось на экран монитора.

Измерения были выполнены в присутствии постоянного поля H_p , которое прикладывалось в плоскости пленки перпендикулярно направлению движения ЦМД. Непосредственными результатами воздействия этого поля должны быть стабилизация структуры стенки и расширение линейного участка зависимости скорости домена V от амплитуды импульсов H_g . Эффект стабилизации структуры обусловлен следующим. В S_0 -ЦМД благодаря полю H_p вертикальные линии Блоха размещаются на противоположных концах диаметра домена, параллельного H_p и перпендикулярного направлению градиента ∇H . При движении домена возникает гиротропная сила, стремящаяся сместить одну из линий Блоха вдоль периметра домена, что дестабилизирует структуру стенки. Поле H_p препятствует такому смещению линии. В [13] было получено следующее выражение для критической скорости V_c , при которой положение линии становится неустойчивым:

$$V_c = \gamma \Delta H f \left(\frac{r}{h} \right) \left(1 + \frac{H_p}{4\pi M} \right), \quad (2)$$

где h — толщина пленки, а значение функции $f \left(\frac{r}{h} \right)$ изменяется от 0.63 для изолированной стенки, когда $r/h \rightarrow \infty$, до 1 при $r/h \rightarrow 0$. В настоящей работе подвижность исследовалась в достаточно больших полях H_p , таких, что $H_p/4\pi M > 1$, а измеренные скорости были намного меньше рассчитанных значений V_c . Поэтому положение линий Блоха на периметре ЦМД не должно было меняться при движении домена. Что же касается возможности наблюдения линейного участка зависимости $V(H_g)$, то напомним, что в пленках с малыми потерями величина продвигающего поля, в котором происходит срыв стационарного движения стенки, мала и сопоставима с коэрцитивным полем. Поэтому начальный участок кривой $V(H_g)$, характеризуемый линейной подвижностью, оказывается неразличимым. Наличие поля H_p , как известно, увеличивает поле срыва стационарного движения, и поэтому, начиная с некоторых значений отношения H_p/H_A , начальный участок надежно регистрируется.

Для исследуемых образцов в широком интервале значений поля в плоскости были измерены зависимости $V(H_g)$. В случае пленки № 1 величина H_p варьировалась в пределах $0 < H_p < 0.5H_A$, начальный линейный участок регистрировался при $H_p > 200$ Oe ($\sim 0.12H_A$). На рис. 1 в качестве примера представлен ряд кривых $V(H_g)$ при нескольких значениях H_p . Для таких зависимостей были определены линейные подвижности,

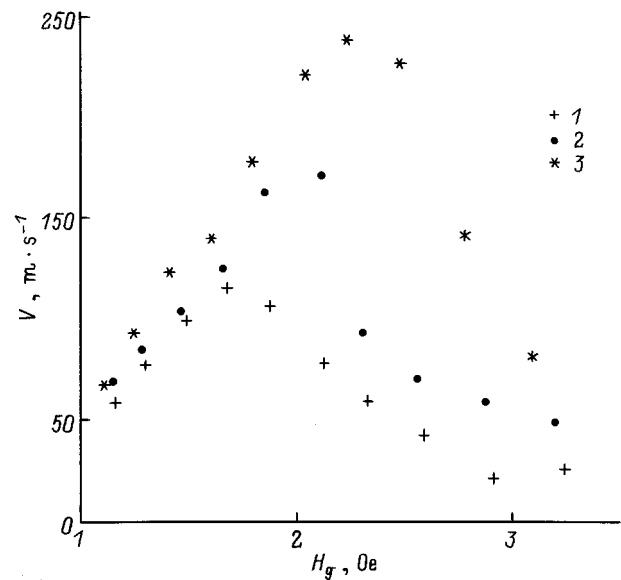


Рис. 1. Зависимость скорости доменной границы от амплитуды импульсов продвигающего магнитного поля. Поле в плоскости пленки H_p (Oe): 1 — 300, 2 — 335, 3 — 435.

и найденная таким образом экспериментальная зависимость величины μ от отношения H_p/H_A показана на рис. 2. Сопоставим эти данные с выводами теории. Формулы, учитывающие влияние поля в плоскости пленки на подвижность, были получены в нескольких работах (см., например, [9,14–16]). При малых H_p/H_A все они сводятся к выражению $\mu = \alpha^{-1} \gamma \Delta \left(1 + \pi H_p/2H_A \right)$, т.е. здесь увеличение подвижности обусловлено уширением неподвижной стенки в поле H_p . Для вычислений мы воспользовались более общей формулой из [9]

$$\mu \left(\frac{H_p}{H_A} \right) = \alpha^{-1} \Delta \gamma \left\{ \left[1 - \left(\frac{H_p}{H_A} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{H_p}{H_A} \arccos \left(\frac{H_p}{H_A} \right) \right\}^{-1}. \quad (3)$$

Результат вычислений по этой формуле с использованием значения $\alpha = \alpha_r$, найденного из измерений ФМР, изображен кривой 1 на рис. 2. В поле $H_p = 0$ расчетная подвижность составляет $530 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. Очевидно, что имеется существенное количественное расхождение с данными измерений. Рассмотрим, можно ли объяснить это расхождение с помощью предложенного в [8–10] дополнительного механизма потерь. Параметр диссипации, учитывающий этот механизм, описывается выражением [9]

$$\alpha_\chi = \frac{16}{3\alpha_r} \left(\frac{\chi H_A}{M} \right)^2, \quad (4)$$

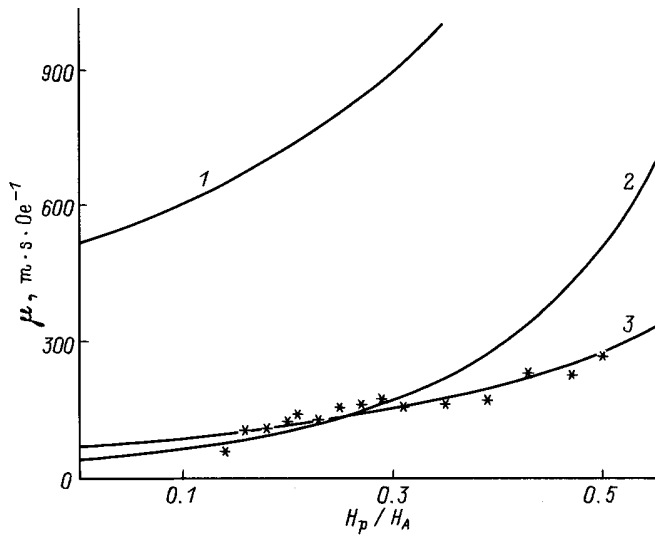


Рис. 2. Зависимость подвижности доменной границы в пленке № 1 от отношения постоянного поля, приложенного в плоскости пленки, к полю одноосной анизотропии. Точками обозначены экспериментальные значения. 1 — расчет по формуле (3), 2 — расчет по формуле (7) из [9], 3 — аппроксимация формулой (3) с использованием в качестве подгоночного параметра подвижности при $H_p = 0$.

где χ — продольная восприимчивость в области парапроцесса,

$$\chi = \frac{kTM^2}{32\pi(KA^3)^{1/2}}, \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, K — константа одноосной анизотропии, A — константа неоднородного обменного взаимодействия. Если подставить в формулы (4), (5) соответствующие характеристики пленки, то оказывается, что $\chi = 1.38 \cdot 10^{-5}$ и $\alpha_\chi = 15.5 \cdot 10^{-3}$. Согласно [9] зависимость подвижности стенки от поля H_p , ориентированного в плоскости стенки, можно записать следующим образом:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\alpha_r}{\gamma \Delta I_1(H_p/H_A)} + \frac{\alpha_\chi}{\gamma \Delta I_2(H_p/H_A)}, \quad (6)$$

где функция $I_1(H_p/H_A)$ — это выражение, стоящее в приведенной выше формуле (3) в фигурных скобках. Выражение для $I_2(H_p/H_A)$ мы здесь не приводим ввиду громоздкости записи (см. формулу (7) в [9]). Если поле в плоскости $H_p = 0$, то $I_1 = I_2 = 1$, и тогда

$$\mu = \mu_0 = \frac{\Delta\gamma}{\alpha_r + \alpha_\chi}.$$

Результат численного расчета, выполненного с помощью формулы (6) с использованием приведенных выше значений α_r и α_χ , изображен кривой 2 на рис. 2. В поле $H_p = 0$ подвижность μ_0 , согласно расчету, должна составлять $38 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. В интервале до $H_p \sim 0.3H_A$ расчетная кривая проходит вблизи от экспериментальных точек, именно этот факт мы отметили

ранее в [12], где область измерений была ограничена данным значением поля в плоскости. Видно, однако, что при увеличении H_p картина изменяется. В то время как теория предсказывает значительное возрастание подвижности, экспериментальные величины оказываются намного меньше расчетных, и зависимость μ от H_p более слабая. Экспериментальные данные были также аппроксимированы формулой (3), при этом подвижность в поле $H_p = 0$ служила подгоночным параметром. Результат аппроксимации изображен кривой 3 (рис. 2); точки на графике хорошо ложатся на эту кривую, когда подгоночный параметр составляет $68 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. Если воспользоваться формулой (1), то такой величине подвижности отвечает параметр диссипации, равный $9.1 \cdot 10^{-3}$, что довольно близко к сумме $\alpha_r + \alpha_\chi = 16.7 \cdot 10^{-3}$.

Все же то обстоятельство, что при $H_p \leq 0.3H_A$ данные измерений согласуются с результатами расчета по формулам из [9], требовало дополнительной проверки. Представлялось целесообразным выполнить цикл измерений, аналогичный описанному выше, на образце, у которого какие-либо параметры из числа входящих в формулу (4) существенно отличаются от таковых для пленки № 1. Это позволило бы проследить, как изменится соотношение между экспериментальной и расчетной зависимостями $\mu(H_p/H_A)$. Указанному требованию удовлетворяет пленка № 2: у нее поле анизотропии (и константа одноосной анизотропии $K = MH_A/2$) в три с лишним раза больше, чем у пленки № 1. Если обсуждаемая модель верна, то на основании формул (4), (5) можно было бы ожидать, что в отсутствие поля в плоскости подвижность стенки в пленке № 2 будет примерно в 2.5 раза меньше, чем в пленке № 1.

Расчетные зависимости $\mu(H_p/H_A)$ для пленки № 2 изображены на рис. 3 кривыми 1, 2. Кривая 1 получена путем вычислений по формуле (3) с использованием значения параметра диссипации, найденного из измерений ФМР. В поле $H_p = 0$ подвижность составляет при этом $167 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. Вычисления

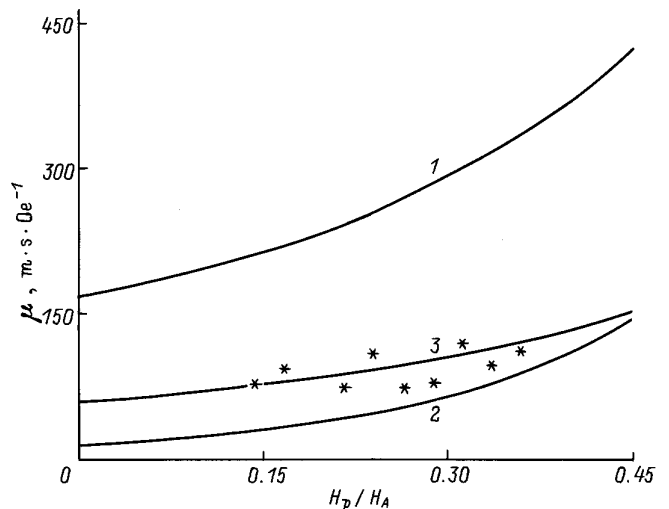


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для пленки № 2.

по формуле (6), учитывающей дополнительный вклад в потери, приводит к зависимости, изображенной кривой 2. Для ее расчета, с помощью формул (4) и (5) было найдено значение $\alpha_\chi = 2.1 \cdot 10^{-2}$. Сумма $\alpha_\chi + \alpha_r = 2.3 \cdot 10^{-2}$, и, следовательно, расчетная величина подвижности в отсутствие поля в плоскости $\mu_0 = \Delta\gamma(\alpha_\chi + \alpha_r)^{-1} = 14.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$.

Экспериментальные зависимости $V(H_g)$ для образца № 2 были измерены в интервале значений поля в плоскости $0.12H_A < H_p < 0.36H_A$; в полях $H_p < 0.12H_A$ начальный линейный участок нельзя было наблюдать. Величины μ , найденные из этих зависимостей при разных значениях отношения H_p/H_A , представлены на рис. 3. Как видно, экспериментальные точки лежат значительно ниже кривой 1 и существенно выше кривой 2. Отметим также, что, согласно расчету по формуле (6), подвижность должна было бы возрасти в 7 раз при изменении поля H_p от нуля до $0.36H_A$, но результаты измерений указывают на отсутствие такого роста. Экспериментальные данные были также аппроксимированы формулой (3) с использованием в качестве подгоночного параметра подвижности в поле $H_p = 0$ (кривая 3 на рис. 3). Эта величина оказалась равной $63 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$. Такой подвижности отвечает параметр диссипации $\alpha = 5 \cdot 10^{-3}$, что в 2.5 раза больше, чем следует из измерений ФМР, но в 4.6 раза меньше суммы $\alpha_\chi + \alpha_r$. Таким образом, для пленки № 2 данные по подвижности доменной стенки не согласуются с предсказаниями теории [8–10]. Это, в частности, свидетельствует о случайном характере согласия, которое наблюдалось для пленки № 1 при $H_p \leq 0.3H_A$ между измеренными величинами подвижности и полученными путем расчета.

Итак, результаты настоящей работы позволяют заключить, что экспериментальную зависимость подвижности доменной стенки от постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, можно аппроксимировать формулой, учитывающей лишь эффект уширения неподвижной стенки. При этом величина параметра диссипации, фактически используемого в качестве подгоночного, оказывается больше того значения, которое получается от данных измерений ФМР. Это, собственно, и означает, что не только в монокристаллах YIG с кубической магнитной анизотропией, как об этом сообщалось ранее, но и в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией и узкой линией ФМР при движении доменной границы к тем потерям энергии, которые имеют место при однородной прецессии намагниченности, добавляется еще один значительный вклад. Наши данные показывают, однако, что предложенный в [8–10] механизм не дает правильного объяснения этого дополнительного вклада, поскольку имеется не только количественное, но и качественное расхождение между результатами экспериментов и выводами теории относительно зависимости подвижности доменной стенки от постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки.

Работа выполнена в рамках проекта 96-02-16890а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] J.K. Galt. *Bell Syst. Tech. J.* **33**, 5, 1023 (1954).
- [2] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. van Uitert. *Appl. Phys. Lett.* **21**, 1, 36 (1972).
- [3] D. Challeton, H. Jouve, J. Magnin. *J. Appl. Phys.* **50**, 11, 7853 (1979).
- [4] B.E. Argule, J.C. Slonczewski, W. Jantz, J.H. Speen, M.H. Kryder. *IEEE Trans. Magn.* **18**, 5, 1325 (1982).
- [5] F.B. Hagedorn, E.M. Gyorgy. *J. Appl. Phys.* **32**, 3(S), 282 (1961).
- [6] H. Harper, R.W. Teale. *J. Phys.* **C2**, 11, 1926 (1969).
- [7] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. *ЖЭТФ* **90**, 6, 2090 (1989).
- [8] В.Г. Барьяхтар. *ЖЭТФ* **87**, 4, 1501 (1984).
- [9] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. *ФТТ* **32**, 12, 3507 (1990).
- [10] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. *ФНТ* **18**, 7, 722 (1992).
- [11] В.А. Ivanov, A. Stankievicz, A. Maziewski, N.L. Petrichenko, K.A. Safaryan. *Ferrites. Proc. 6th Int. Conf. on Ferrites. Tokyo and Kyoto, Japan (1992)*. P. 775.
- [12] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, М. Марышко. *Письма в ЖТФ* **19**, 22, 89 (1993).
- [13] A.P. Malozemoff. *J. Appl. Phys.* **48**, 2, 795 (1977).
- [14] В.А. Гуревич. *ФТТ* **19**, 10, 2893 (1977).
- [15] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*. N.Y. (1979). P. 326.
- [16] С.И. Денисов. *Письма в ЖТФ* **15**, 14, 5 (1989).