

- [6] Балграмеюнас Р., Залищевский А., Куокштис Э., Степанкявичус В., Тамулайтис Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 5. С. 1478—1482.
- [7] Дите А. Ф., Ревенко В. И., Тимофеев В. Б., Алтухов П. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. № 9. С. 579—583.
- [8] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение заряда. М.: Наука, 1974. С. 14—17.
- [9] Hanamura E. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 1. P. 120—127.
- [10] Kukimoto H., Shionoya Sh., Toyotomi S., Morigaki K. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. V. 28. N 1. P. 110—119.
- [11] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. № 7. С. 1241—1256.
- [12] Пермогоров С. А., Резницкий А. Н., Вербин С. Ю., Бонч-Бруевич В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 1. С. 22—25.

Ленинградский государственный университет
НИИФ
Ленинград

Поступило в Редакцию
6 мая 1989 г.

УДК 533.221

Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

О СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ТОРЦЕВЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ПРОЦЕССЕ ИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Димитр Йоргов, О. С. Колотов, В. А. Погочев

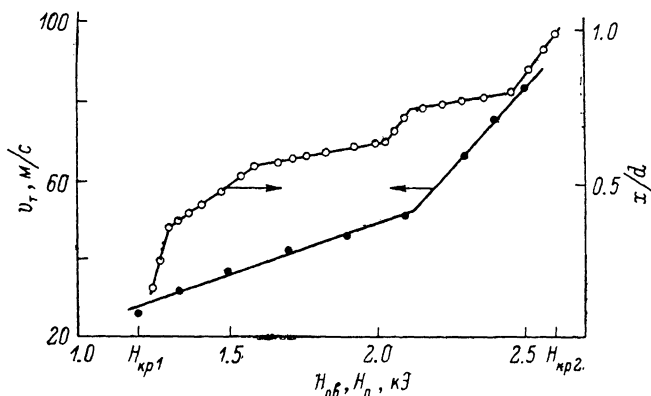
Среди механизмов импульсного перемагничивания, обнаруженных в пленках ферритов-гранатов (ПФГ), принципиально новым является механизм, связанный с движением динамических доменных границ, параллельных плоскости пленки [1-8]. Такие границы получили название торцевых. Первоначально в работе Мак-Нила и других [1] предполагалось использовать подобный механизм для улучшения временных и энергетических характеристик магнитооптических транспорантов [9], собираемых на имплантированных ПФГ. Перемагничивание таких пленок должно начинаться с вращения намагниченности в поверхностном слое с низким значением эффективного поля анизотропии H_k , а последующее изменение намагниченности должно быть связано с движением торцевой доменной границы (ТДГ), разделяющей перемагниченный и еще неперемагниченный слой пленки. В работе [1] экспериментально исследовались лишь пороговые поля квазистатического перемагничивания ПФГ с разной дозой имплантации.

Что касается импульсного перемагничивания, то впервые один из механизмов перемагничивания, связанный с движением ТДГ, наблюдался в работах [2-4]. Исследовались неимплантированные ПФГ, в которых также имеются слои с разным значением H_k . Согласно [2-4], а также [5], сплошная ТДГ формируется в результате слияния несквозных зародышей обратной намагниченности, возникающих у одной из поверхностей пленки. Внешним признаком этого механизма является характерная форма магнитооптического сигнала перемагничивания: на нем четко выделяются начальная «быстрая» и следующая за ней «медленная» части.

В [6, 7] исследовался механизм перемагничивания, при котором ТДГ возникает в результате начального вращения намагниченности в слое пленки, в пределах которого внешнее поле H_n превышает локальное поле необратимого вращения намагниченности H_{0s}^i . Для этого механизма также характерен сигнал с четко различающимися «быстрой» и «медленной» частями. Однако если «быстрая» часть сигнала для механизма пере-

магничивания с начальным формированием несквозных зародышей имеет длительность $\sim 100 \div 400$ нс, то длительность «быстрой» части сигнала, отражающей начальное вращение намагниченности, не превышает 10–15 нс. Механизм перемагничивания, связанный с начальным вращением, наблюдается практически у всех ПФГ и действует в области полей $H_{кр1} < H_H < H_{кр2}$, где $H_{кр1}$, $H_{кр2}$ — соответственно минимальное и максимальное значения порогового поля необратимого вращения. Механизм же, связанный с формированием несквозных зародышей, обнаруживается, как правило, лишь у пленок с достаточно большой разницей в значениях $H_{кр1}$ и $H_{кр2}$ и наблюдается в интервале полей, примыкающем к полю $H_{кр1}$ слева.

Одной из существенных особенностей ТДГ, отличающих ее от ранее исследованных доменных границ, является то, что намагниченность внутри разделяемых ею доменов ориентирована перпендикулярно плоскости границы. До сих пор динамика подобных границ исследовалась лишь в не-



Зависимость скорости движения v_T торцевой доменной границы от напряженности поля H_H и кривая, характеризующая относительную толщину слоя x/d пленки, в пределах которого пороговое поле необратимого вращения не превышает величины $H_{об}$.

сквозных квазиравновесных цилиндрических и полосовых доменах, в которых сильно влияние боковых границ [10, 11]. Данные же о свойствах сплошных динамических ТДГ отсутствуют. Здесь сделана попытка получить информацию о скорости движения динамических ТДГ v_T в интервале полей $H_{кр1} < H_H < H_{кр2}$.

Исследования выполнены на универсальной магнитооптической установке, позволяющей наблюдать динамические домены и исследовать поведение суммарной намагниченности [12]. Полученные результаты иллюстрируются на примере пленки состава $(BiYLu)_3(FeGa)_3O_{12}$ толщиной $d=5.6$ мкм с намагниченностью насыщения $M_s=8$ Гс и средним значением порогового поля необратимого вращения $H_{об}=H_K-4\pi M_s=1.54$ кЭ (при $H_{кр1}=1.2$ и $H_{кр2}=2.6$ кЭ). Величина $H_{об}$ определялась методом ферромагнитного резонанса, $H_{кр1}$ оценивалось по амплитуде поля H_H , при котором на сигнале появлялась «быстрая» часть с длительностью $\sim 10^{-8}$ с, а $H_{кр2}$ — по амплитуде поля, при котором напряжение сигнала A_1 в конце «быстрой» части становилось равным его амплитуде A_m .

Средняя скорость движения ТДГ также оценивалась с помощью сигнала перемагничивания. Для этого по величине отношения A_1/A_m определялась толщина слоя, который перемагничивался вращением намагниченности. При этом использовался закон Малю и предполагалось, что постоянная фарадеевского вращения не изменяется по толщине пленки [10]. Далее по известной толщине пленки d оценивался путь, проходимый ТДГ. Время ее движения полагалось равным длительности «медленной» части сигнала.

Анализируя подобным образом зависимость $A_1/A_n = \varphi(H_n)$, можно построить кривую, характеризующую относительную толщину слоя, в пределах которого пороговое поле необратимого вращения не превышает величины H_{ov}^i [8]. На рисунке такая кривая построена для рассматриваемой здесь пленки. Видно, что на кривой есть несколько характерных участков, отражающих слоистую структуру пленки. Каждый из слоев отличается законом изменения порогового поля H_{ov}^i (который, очевидно, определяется законом изменения H_k и M_s). Опыты по травлению пленки показали, что слой с наименьшим значением H_{ov}^i для данной пленки находился на ее поверхности, граничившей с воздухом.

На этом же рисунке приведена и интересующая нас зависимость $v_T(H_n)$. Видно, что в пределах интервала полей $H_{кр1} < H_n < H_{кр2}$ кривая, представляющая эту зависимость, состоит из двух участков и в пределах каждого из них средняя скорость движения ТДГ примерно пропорциональна амплитуде поля H_n . Обратимся к первому из участков. К настоящему времени теоретическому анализу движения ТДГ посвящена лишь одна работа [13]. В ней предполагается, что закон изменения угла θ между направлением намагниченности внутри границы и нормалью к пленке подобен закону изменения угла θ в границе Блоха [14]. Это позволило получить аналитическое выражение для v_T

$$v_T = \alpha \Delta \gamma H_n / (1 + \alpha), \quad (1)$$

где α — коэффициент затухания, γ — гиромагнитное отношение, $\Delta = \sqrt{A/(K - 2\pi M_s^2)}$ — параметр ширины границы, A — константа обменного взаимодействия, $K = H_k M_s / 2$ — константа одноосной анизотропии. К сожалению, из-за слоистой структуры реальных ПФГ значения α , измеренные в опытах по ферромагнитному резонансу, получаются завышенными. Тем не менее, используя разумные значения $\alpha \approx 0.02$, а также типичные для ПФГ значения $A = 2.5 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ с⁻¹·Э⁻¹ и указанные выше средние значения M_s и H_{ov}^i для обсуждаемой пленки, можно оценить ожидаемую величину подвижности ТДГ

$$\mu_T \approx \alpha \gamma \sqrt{2A/(M_s H_{on})} \approx 2.2 \text{ см/с} \cdot \text{Э},$$

что на несколько порядков меньше значения подвижности обычных 180°-ных доменных границ [14].

Экспериментальная зависимость $v_T(H_n)$ в пределах первого участка характеризуется подвижностью $\mu_T = 2.7 \pm 0.2$ см/с·Э. Таким образом, теоретические значения μ_T находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Остановимся кратко на природе излома кривой $v_T(H_n)$ в поле $H_n = H^* \approx 2.1$ кЭ. Тщательные наблюдения показывают, что каких-либо заметных изменений в профиле движущейся ТДГ вблизи поля H^* не наблюдается. Опыт показывает, что в полях $H_{кр1} < H_n \leq H^*$ и $H^* \leq H_n < H_{кр2}$ ТДГ испытывает изгибные колебания с периодом $\lambda \sim 3-4$ мкм, что приводит к пространственной модуляции контраста ее магнитооптического изображения. Поэтому наблюдаемый излом не удастся связать с какими-либо заметными изменениями профиля движущейся границы, подобными, например, тем изменениям профиля границы сквозных зародышей обратной намагниченности, которые наблюдались в работах [15, 16].

Скорее всего в поле $H_n = H^*$ возникает еще один перемагниченный начальный вращением слой, и если этот слой образуется примерно в середине еще неперемагниченного слоя, то изменение намагниченности будет определяться движением не одной, а трех ТДГ. В результате как куцая подвижность ТДГ должна резко (до трех раз) увеличиться. В пользу этого предположения свидетельствуют появление ступеньки на кривой $x/d = f(H_{ov})$ в поле, близком к H^* , и увеличение крутизны кривой $v_T(H_n)$ при $H_n > H^*$ примерно в 3 раза.

В заключение отметим, что излому в поле $H_n = H^*$ соответствует один

из изломом на кривой импульсного перемагничивания, характеризующей зависимость обратного времени перемагничивания от напряженности перемагничивающего поля.

С п и с о к] л и т е р а т у р ы

- [1] McNeal B. E., Pulliam G. R., Fernandez de Castro J. J., Warren P. M. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. 19. N 5. P. 1766—1768.
- [2] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1549—1552.
- [3] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1559—1562.
- [4] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 849—851.
- [5] Рандошкин В. В. // Препринт № 23. М., Ин-т общей физики АН СССР, 1989. 21 с.
- [6] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Вестник МГУ. Сер. 3, физ., астроном. 1988. Т. 29. № 3. С. 94—97.
- [7] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Тез. докл. XVIII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Калинин, 1988. С. 969—970.
- [8] Йоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 3. С. 120—123.
- [9] Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. М., 1988. 190 с.
- [10] Мартынов А. Ф., Николаев Л. В., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В., Червоненкис А. Я. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 13. С. 786—789.
- [11] Телеснин Р. В., Мартынов А. Ф., Рандошкин В. В., Социн А. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 3. С. 930—932.
- [12] Колотов О. С., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 182—185.
- [13] Khodenkov H. E. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 53. N 2. P. 103—105.
- [14] Малоземов А., Слоззуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1979. 382 с.
- [15] Kleparskii V. G., Pinter J., Zimmer G. J. // IEEE Trans. Magn. 1981. V. 17. N 6. P. 2775—2777.
- [16] Иванов Л. П., Логгинов А. С. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1006—1022.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
18 мая 1989 г.

УДК 535.537. :587 311 322

Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

ПРИРОДА ДУБЛЕТА В ИЗЛУЧЕНИИ СВОБОДНЫХ БИЭКСИТОНОВ В AgBr

М. С. Бродин, А. О. Гуца, А. И. Петропавловский, В. В. Тищенко

Известно, что в непрямозонном полупроводнике AgBr весьма эффективен процесс междолинного рассеяния экситонов с участием $TA(X)$ и $LA(X)$ фононов. Этот процесс сопровождается энергетическую релаксацию «горячих» экситонов [1], неупругое экситон-экситонное соударение [2], излучательную рекомбинацию связанных на примеси биэкситонов [3]. В настоящей работе показано, что в сильно возбужденных кристаллах AgBr междолинный переброс экситонов приводит к новому каналу излучательного распада свободных биэкситонов.

Исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) монокристаллов AgBr, выращенных из расплава в парах Br. Измерения проводились на автоматизированной установке на базе спектрометра ДФС-12. Для возбуждения ФЛ применялись непрерывный He—Cd ($\lambda=441.6$ нм) и импульсный N₂ ($\lambda=337.1$ нм) лазеры.

Типичные спектры экситонной ФЛ AgBr, характерные при интенсивности возбуждения < 50 кВт·см⁻², представлены на рис. 1, 1', 2. Природа полос ФЛ, формирующих этот спектр, обсуждалась в работах [2-4]. Нас будет интересовать полоса EM, связанная с излучением свободных биэкситонов. Увеличение уровня возбуждения приводит к появлению на длинноволновом крыле этой полосы новой полосы EM', максимум которой (465.2 нм) отстоит от максимума полосы EM (464.6 нм) на величину ~ 3.7 мэВ. По температурным свойствам и зависимости своей интенсивности от ин-