

ДИНАМИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ СО СЛАБОЙ ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

М. В. Логунов, В. В. Рандошкин

В последнее время опубликован ряд работ, посвященных импульсному перемагничиванию монокристаллических пленок феррит-гранатов (МПФГ) [1-3]. Однако в этих работах основное внимание уделялось изучению МПФГ с высокой одноосной магнитной анизотропией (фактор качества материала $Q \gg 1$).

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей импульсного перемагничивания в МПФГ со слабой одноосной анизотропией. Для исследования были выбраны МПФГ состава $(\text{Ho}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенные методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора — расплава на основе $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{V}_2\text{O}_5$ на подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) [9]. В работе приводятся данные для образца с равновесным периодом полосовых доменов $P_0 = 2.7$ мкм и полем коллапса цилиндрических магнитных доменов $H_0 = 572$ Э. Оценка намагниченности насыщения дает значение $4\pi M \approx 700$ Гс (для оценки использовали теорию полосовых и цилиндрических магнитных доменов, разработанную для $Q \gg 1$, тогда как для исследованного образца $Q \approx 1$). О параметрах магнитной анизотропии судили по значению $H_{\text{пл}}^*$ постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, при котором исчезает контраст между доменами, а также по интенсивности света, проходящего через поляризатор, образец и анализатор (поляризатор и анализатор скрещены), в зависимости от напряженности этого поля. Значение $H_{\text{пл}}^*$ изменялось от 1072 до 1313 Э в зависимости от ориентации постоянного поля в плоскости пленки, причем характер азимутальной зависимости $H_{\text{пл}}^*$ свидетельствовал о наклоне оси легкого намагничивания. Интенсивность света на выходе анализатора начинала изменяться при значительно меньших полях, чем $H_{\text{пл}}^*$ (при среднем значении $H_{\text{пл}}^* = 1180$ Э интенсивность света на выходе анализатора при напряженности поля в плоскости пленки $H_{\text{пл}} = 737$ Э составляла лишь 20 % от исходного значения при $H_{\text{пл}} = 0$). Это свидетельствует об изменении направления векторов намагниченности в доменах.

При исследовании динамики перемагничивания МПФГ намагничивали до насыщения полем смещения $H_{\text{см}}$, приложенным перпендикулярно плоскости пленки, а импульсное магнитное поле $H_{\text{н}}$ прикладывали в противоположном направлении (время нарастания этого поля не превышало 10 нс). Интегральный сигнал перемагничивания регистрировали методом фотоотклика, одновременно наблюдая динамику доменных структур стробоскопическим методом с помощью универсальной магнитооптической установки [10].

Типичная кривая импульсного перемагничивания (КИП), т. е. зависимость $\tau_{\text{н}}^{-1}(H_{\text{н}})$, где $\tau_{\text{н}}$ — время перемагничивания пленки, приведена на рис. 1. На КИП можно выделить два участка. Первый участок имеет место в малых $H_{\text{н}}$, когда $\tau_{\text{н}}^{-1} \rightarrow 0$, а второй участок начинается при превышении значения $H_{\text{н}} = 700$ Э и характеризуется коэффициентом переключения $S_{\text{н}} < 2$ мкс. Первому участку соответствует процесс перемагничивания, включающий в себя зарождение доменов с обратной намагниченностью на флуктуирующих центрах зародышеобразования и расширение этих доменов. При $H_{\text{н}} < 600$ Э домен с обратной намагниченностью испытывает магнито-статическую неустойчивость [11-13], поэтому процесс перемагничивания включает в себя «прорастание» полосовых доменов. Поскольку суммарное внешнее магнитное поле $H = H_{\text{н}} - H_{\text{см}}$ недостаточно для насыщения пленки в обратном направлении, то в конце процесса формируется лабиринтная

доменная структура (по сути процесс перемагничивания остается незавершенным). Заметим, что плотность N центров зародышеобразования увеличивается с ростом H_{\parallel} , а $1/N \rightarrow 0$ при $H_{\parallel} \rightarrow 700$ Э. На зависимости $1/N$ от H_{\parallel} наблюдается излом, разделяющий области H_{\parallel} , на которых выявляются центры зародышеобразования с разной энергией активации. При $H_{\parallel} \geq 700$ Э происходит переход к механизму вращения намагниченности, однородному по всей поверхности пленки. Таким образом, механизмы импульсного перемагничивания МПФГ со слабой анизотропией в основном те же, что и для высокоанизотропных пленок [1-8].

Основное различие заключается в форме доменов с обратной намагниченностью. В высокоанизотропных пленках эта форма близка к круговой, тогда как в исследованном образце домены с обратной намагниченностью

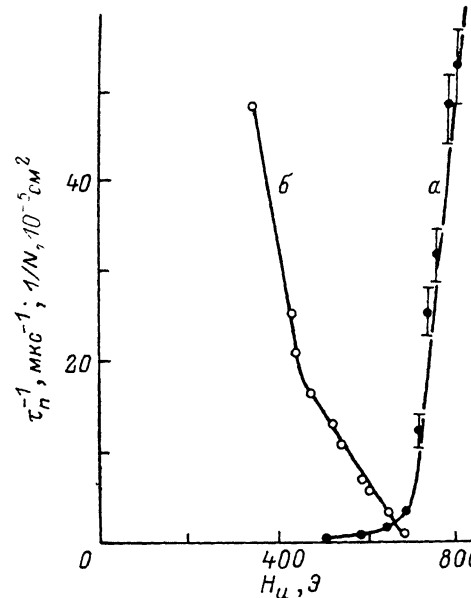


Рис. 1. КИП (а) и зависимость $1/N$ от H_{\parallel} (б) при $H_{\text{см}}=590$ Э.

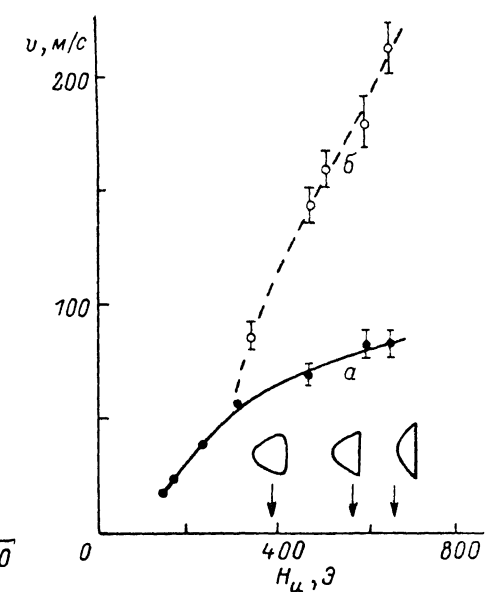


Рис. 2. Зависимости минимального значения v при $H_{\text{пл}}=0$ (а) и максимального значения v при $H_{\text{пл}}=30$ Э (б) от H_{\parallel} при $H_{\text{см}}=590$ Э.

Внизу показана форма динамических доменов с обратной намагниченностью при $H_{\text{пл}}=30$ Э и значениях H_{\parallel} , указанных стрелкой.

имеют форму треугольника со скругленными вершинами, что является следствием пониженного отношения одноосной и кубической компонент магнитной анизотропии. Такую же форму имеет область, занятая полосовыми доменами, формирующимися вследствие магнитостатической неустойчивости, хотя при этом вместо движения доменной стенки имеет место расширение структуры полосовых доменов путем движения «головок» полосовых доменов и их «ветвления». Отношение максимального значения скорости доменной стенки (в вершине треугольного домена) к минимальному составляет 1.2—1.3, причем это отношение сильно зависит от напряженности поля H_{\parallel} и его направления в плоскости пленки.

На рис. 2 показаны зависимости скорости доменных стенок v от H_{\parallel} при $H_{\text{пл}}=0$ (а) и $H_{\text{пл}}=30$ Э (б) для случая, когда поле в плоскости пленки прикладывали перпендикулярно одной из сторон треугольного домена. Анизотропия скорости доменной стенки при этом зависит от H_{\parallel} (для сравнения на рис. 2 приведена форма доменов с обратной намагниченностью при трех различных значениях H_{\parallel}). Следует отметить, что анизотропия скорости доменных стенок практически исчезает в полях $H_{\parallel} < 300$ Э, а минимальное значение v при $H_{\text{пл}}=0$ и 30 Э одинаково. Минимальное значение v с ростом H_{\parallel} плавно стремится к насыщению, в то время как максимальное

значение ν почти линейно зависит от H_{\parallel} во всей области существования доменных стенок.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. И. Чани за помощь при выращивании МПФГ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рандошкин В. В., Червоненкис А. Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [2] Дурасова Ю. А., Иванов Л. П., Клепарский В. Г., Логгинов А. С., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1522—1524.
- [3] Рандошкин В. В., Мартынов А. Ф., Дурасова Ю. А., Лю-фачун М. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 931—934.
- [4] Колотов О. С., Куделькин Н. Н., Погожев В. А., Телеснин Р. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 4. С. 761—764.
- [5] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 6. С. 1199—1201.
- [6] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 10. С. 1987—1991.
- [7] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1559—1562.
- [8] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 1. С. 28—32.
- [9] Рандошкин В. В., Чани В. И. // Тез. докл. VII Всес. конф. по росту кристаллов. М., 1988. Т. 2. С. 260—261.
- [10] Логунов М. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ПТЭ. 1985, № 5. С. 247—248.
- [11] Рандошкин В. В., Иванов Л. П., Телеснин Р. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 3. С. 960—975.
- [12] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3469—3471.
- [13] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Рандошкин В. В. // ФММ. 1981. Т. 51. № 6. С. 1200—1208.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
7 сентября 1990 г.

Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

ВЫСОКАЯ ОДНООСНАЯ МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ $(\text{Dy}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$

В. В. Рандошкин, В. И. Чани, В. И. Козлов

Висмутсодержащие монокристаллические пленки феррит-гранатов (Вс-МПФГ) являются базовым функциональным материалом для целого ряда магнитооптических устройств [1]. В частности, Вс-МПФГ состава $(\text{Dy}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ рассматриваются как перспективный материал для оптических изоляторов ближнего ИК-диапазона [2–4]. Эпитаксиальные пленки незамещенных гранатов, например составов $\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и $\text{Pr}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, не обладают заметной магнитной анизотропией. С точки зрения влияния на магнитную анизотропию введение висмута в эпитаксиальные пленки приводит к однозначному эффекту. Так, лютетиевые Вс-МПФГ обладают высокой одноосной анизотропией, тогда как празеодимовые Вс-МПФГ проявляют анизотропию типа «легкая плоскость» [1].

При исследовании Вс-МПФГ состава $(\text{Dy}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ основное внимание уделялось магнитооптическим параметрам, а сведения о магнитной анизотропии этих материалов практически отсутствовали. Настоящая работа посвящена изучению магнитной анизотропии в эпитаксиальных Вс-МПФГ указанного состава.

Пленки состава $(\text{Dy}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_4\text{O}_{12}$ выращивали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора—расплава на основе $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{V}_2\text{O}_5$ на подложках из $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111). При этом учитывали рекомендации, облегчающие получение толстых пле-