Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 3, с. 204 – 212 © 2019 г. 10 августа

Влияние подложки на магнитоэлектрический эффект пленок висмутового феррита граната с редкоземельным замещением

С. С. Аплеснин[+*1)], *А. Н. Масюгин*[+], *М. Н. Ситников*[+], *Т. Ишибаши*[×2)]

[+]*Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

[*]*Институт физики им. Л. В. Киренского, обособленное подразделение Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", 660036 Красноярск, Россия*

[×]*Department of Materials Science and Technology, Nagaoka University of Technology, Nagaoka, 940-2188 Niigata, Japan*

Поступила в редакцию 17 июня 2019 г.
После переработки 4 июля 2019 г.
Принята к публикации 4 июля 2019 г.

В пленках висмутового феррита граната с редкоземельным замещением определяется механизм релаксации электрической поляризации в зависимости от подложки из стекла и галий-гадолиниевого граната без магнитного поля и в магнитном поле 12 кЭ в интервале температур 80–380 К. Обнаружено изменение знака остаточной электрической поляризации после выключения электрического поля и смещение петли гистерезиса в магнитном поле. Найден линейный и квадратичный магнитоэлектрический эффект, компоненты тензора которого зависят от типа подложки. Линейный магнитоэлектрический эффект связан со спин-орбитальным взаимодействием электронов на интерфейсе пленка-подложка, квадратичный магнитоэлектрический эффект с обменно-стрикционным механизмом.

DOI: 10.1134/S0370274X19150128

1. Введение. Висмут-ферритовые гранаты обладают колоссальным Фарадеевским вращением в видимой области спектра и используются в магнитооптических устройствах для пространственной модуляции света, в оптических сенсорах [1–3]. Иттриевый феррит гранат имеет кубическую симметрию с центром инверсии и при низких температурах (ниже 130 К) обнаружен структурный переход с триклинным искажением решетки и линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект [4]. В объемных кубических редкоземельных ферритах гранатов найден квадратичный МЭ эффект [5].

Для устройств спинтроники важно регулировать магнитные характеристики внешним электрическим полем. В пленках феррита граната экспериментально продемонстрирована возможность локального зарождения из монодоменного состояния цилиндрических магнитных доменов с помощью электрически заряженного зонда [6]. В мультиферроиках под действием электрического поля возможно зарождение магнитного топологического дефекта, типа скирмионов, поскольку магнитные доменные стенки в электрическом поле приобретают эффективную отрицательную поверхностную энергию [7]. В пленках $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 10 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ с ориентацией подложки (210) обнаружено движение магнитных доменных границ под действием электрического поля [8] и переключение их электрической поляризации под действием магнитного поля [9], которое отсутствует на пленках с ориентацией подложки (111). Эти эффекты объясняются за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия и изменения магнитной анизотропии электрическим полем [10–12]. Последний фактор можно исключить, при проведении измерений во внешнем магнитном поле, на порядок превышающим поле насыщения. Аномально большой величины линейный МЭ эффект наблюдался в эпитаксиальных пленках ферритах гранатах в магнитном поле до 5 кЭ [13], который связывают с неоднородными деформациями пленки подложкой. В пленках $Bi_3Fe_5O_{12}$ (BIG) толщиной 90 нм методом ферромагнитного резонанса с модуляцией электрическим полем найден линейный МЭ эффект с максимумом при 450 К, который объясняется за счет сильной спин-орбитальной связи и образованием локальной магнитной неоднородности и напрямую связан с ионами висмута [14]. Линейный МЭ эффект существует

1) e-mail: apl@iph.krasn.ru
2) T. Ishibashi.

в пленках и определен по изменению намагниченности в электрическом поле. Электрическая поляризация пленок, индуцированная магнитным полем, не исследовалась. Какой вклад в МЭ эффект дает EH и EH^2, остается неясным.

Электрическая поляризация может быть обусловлена деформацией структуры, приводящей к нарушению центра инверсии в результате эпитаксиальных напряжений пленки на подложке или катионного замещения по додекаидрическим узлам; поверхностными электронными состояниями, магнитной доменной структурой, вызванной размагничивающими полями и спин-орбитальным взаимодействием.

Вычисление электронной структуры BIG методом функционала электронной плотности с учетом релятивистских поправок выявило усиление спин-орбитального взаимодействия в результате гибридизации $6p$ орбиталей висмута с ионами кислорода и железа [15]. Экспериментальные значения расщепления t_{2g} состояний ионов железа в результате спин-орбитального взаимодействия составляют 39.4 мВ [16]. У ионов висмута в $Bi_3Fe_5O_{12}$ найден магнитный момент 0.1 μ_B/атом методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в результате сверхтонкого взаимодействия и s-p гибридизации Bi-O орбиталей [17]. В магнитном поле изменение величины расщепления p_α $(\alpha = x, y, z)$ орбитали приводит к смещению электронной плотности на Bi-O связи и к локальной электрической поляризации. На интерфейсе пленка–подложка возможно образование топологический состояний, описываемых в модели Рашба [18]. Расщепление подзон со спином вверх и вниз в магнитном поле также вызовет изменение электронной плотности состояний на уровне химпотенциала и приведет к электронной поляризации. В этом случае тензор МЭ взаимодействия зависит от фазы электрона, которую можно регулировать магнитным полем [19, 20]. Косвенным подтверждением наличия орбитального углового момента является анизотропия намагниченности насыщения пленок $Nd_2Bi_1Fe_4Ga_1O_{12}$ при комнатной температуре [21].

Квадратичный МЭ эффект по магнитному полю вызван обменно-стрикционным механизмом. Пленки висмут-неодимового феррит-граната имеют максимум и смену знака магнитострикции по температуре [22].

Цель исследований – обнаружить электрическую поляризацию и установить механизм МЭ взаимодействия в сильном магнитном поле в пленках висмут-неодимовых ферритов-гранатов, осажденных на подложках из граната и стекла.

2. Релаксация электрической поляризации и зависимость поляризации от электрического поля. Исследовались эпитаксиальные пленки $Nd_1Bi_2Fe_5O_{12}$(450 нм)/$Nd_2Bi_1Fe_4Ga_1O_{12}$(90 нм) на стеклянной подложке и $Nd_{0.5}Bi_{2.5}Fe_5O_{12}$(450 нм) на монокристаллической подложке GGG, выращенной в кристаллографическом направлении (111). Пленки изготавливались методом разложения металлоорганического соединения из раствора [23]. Выполненный ранее рентгеноструктурный анализ не обнаружил пиков, соответствующих поликристаллическому материалу [21]. Петли магнитного гистерезиса измерены в полях до 2 кЭ, приложенных перпендикулярно и параллельно поверхности пленок. Поле насыщения магнитного момента составляет 0.5 кЭ, намагниченность насыщения в плоскости на 15 % превышает намагниченность по нормали к пленке [21].

Электрическая поляризация в плоскости пленки определялась из измерения заряда на электрометре "Keithley 6517B" путем включения и выключения постоянного внешнего электрического поля, приложенного вдоль пленки (рис. 1a).

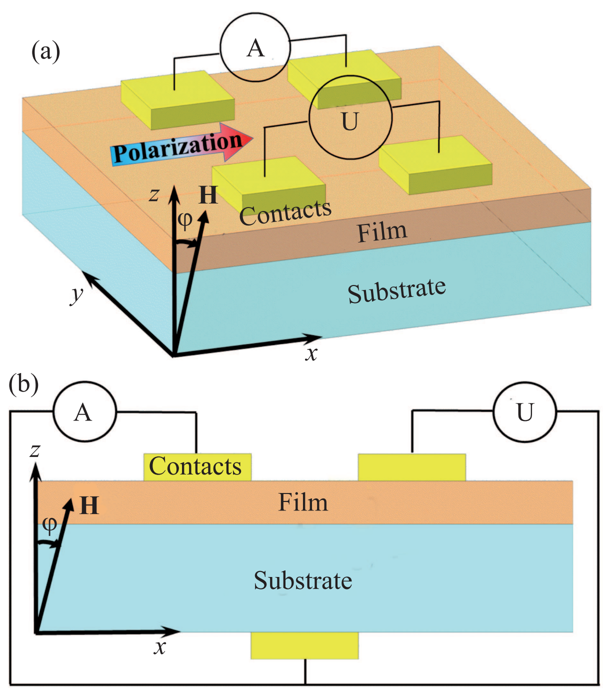

Рис. 1. (Цветной онлайн) Эскизная схема измерения электрической поляризации: (a) – вдоль пленки и (b) – по нормали к пленке, при различных значениях и ориентациях магнитного поля

В окрестности интерфейса пленка–подложка возможно образование дисклинаций, упругих напряжений, изгиб зон, что может привести к миграционной электрической поляризации. Возможен еще один механизм усиления электрической поляризации за счет перераспределения электронной плотности гибридизированных s-p орбиталей ионов висмута. Время релаксации при миграционной поляризации составляет $0.1-10^3$ с и наблюдается в постоянном электрическом поле или при весьма низких частотах возбуждающего электромагнитного поля.

Время релаксации электрической поляризации найдем из функциональной зависимости электрической поляризации от времени при включении и выключении внешнего электрического поля 600 В/см с частотой 0.01 Гц при разных ориентациях магнитного поля. На рисунке 2a представлено относительное изменение электрической поляризации пленки на подложке из граната от времени, после включения постоянного электрического поля. Ниже 280 К электрическая поляризация растет во внешнем поле по экспоненте $\Delta P/P = \exp(t/\tau)$ и описывается в модели Дебая. Время релаксации электрической поляризации уменьшается при нагревании от $\tau = 170$ с, $T = 80$ К до $\tau = 140$ с при $T = 200$ К. При $T = 280$ К меняется функциональная зависимость релаксации электрической поляризации с экспоненциальной на степенную $\Delta P/P = (t/\tau)^\alpha$, где $\alpha \approx 1.25$ и время релаксации уменьшается от $\tau = 30$ с до $\tau = 5$ с при $T = 360$ К. Релаксация электрической поляризации увеличивается в магнитном поле. После выключения электрического поля знак остаточной электрической поляризации не меняется. На рисунке 2b представлена остаточная электрическая поляризация после выключения электрического поля через 50 с без магнитного поля и при разных ориентациях магнитного поля относительно пленки. Наблюдается анизотропия остаточной электрической поляризации в магнитном поле при повороте на $\pi/2$ поляризации. Возможен еще один механизм усиления электрической поляризации за счет перераспределения электронной плотности гибридизированных s-p орбиталей ионов висмута. Время релаксации при миграционной поляризации составляет $0.1-10^3$ с и наблюдается в постоянном электрическом поле или при весьма низких частотах возбуждающего электромагнитного поля.

Время релаксации электрической поляризации найдем из функциональной зависимости электрической поляризации от времени при включении и выключении внешнего электрического поля 600 В/см с относительно нормали пленки. Величина остаточной электрической поляризации уменьшается в несколько раз при нагревании до комнатной температуры (рис. 2b).

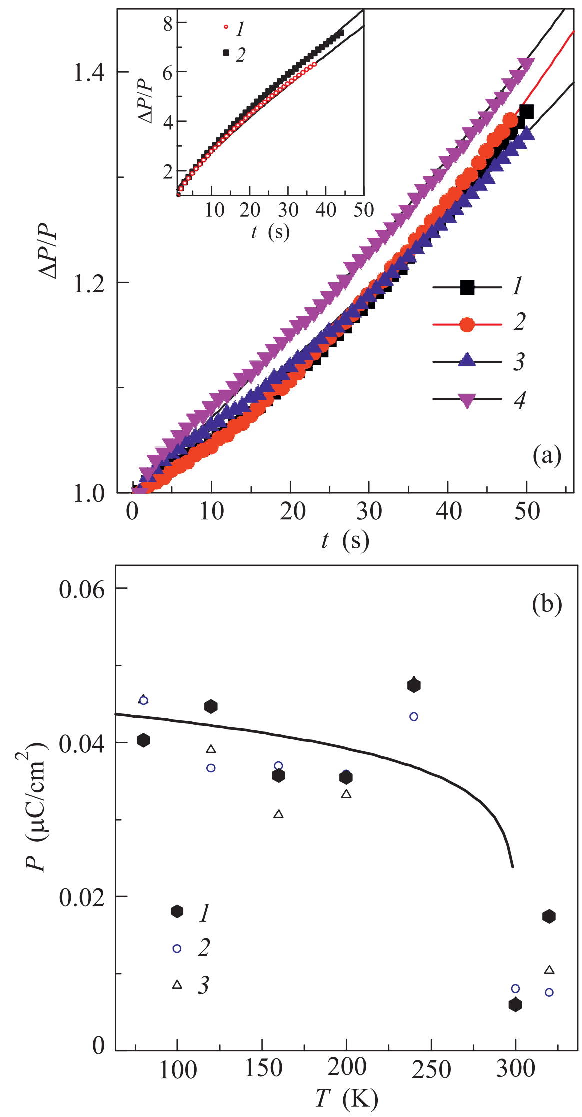

Рис. 2. (Цветной онлайн) Относительное изменение электрической поляризации вдоль пленки на подложке из граната от времени, после включения постоянного электрического поля $E = 600$ В/см при $T = 80$ К (*1*), 120 К (*2*), 160 К (*3*), 200 К (*4*). На вставке $\Delta P/P$ при $T = 360$ К, $H = 0$ кЭ (*1*), $H^z = 12$ кЭ (*2*) (a). Остаточная поляризация при $t = 200$ с в магнитных полях $H = 0$ кЭ (*1*), $H^z = 12$ кЭ (*2*), $H^x = 12$ кЭ (*3*) от температуры (b)

Для пленки на подложке из стекла после выключения электрического поля знак электрической поляризации меняется на противоположный (рис. 3a). Электрическая поляризация после включения поля описывается степенной функцией $\Delta P/P = A(t)^\alpha$ с показателем $\alpha \approx 0.6$ в температурном интервале 80–280 К. Величина электрической поляризации зависит от направления внешнего магнитного поля, направ-

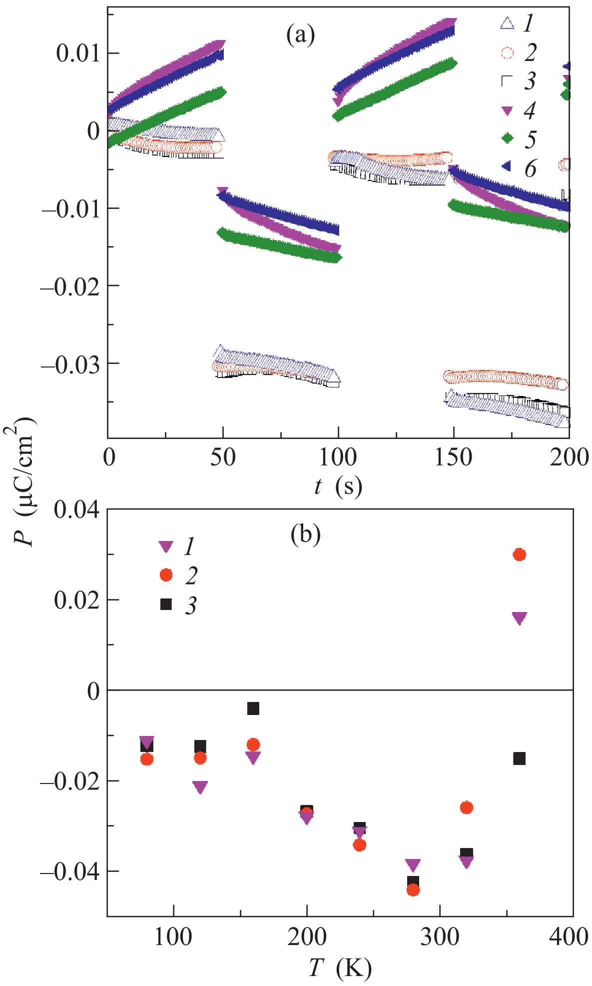

Рис. 3. (Цветной онлайн) Электрическая поляризация вдоль пленки на подложке из стекла после включения и выключения электрического поля $E = 600$ В/см с частотой 0.01 Гц при $T = 80$ К (*4–6*), 320 К (*1–3*) в магнитных полях $H = 0$ кЭ (*1, 4*), $H^z = 12$ кЭ (*2, 6*), $H^x = 12$ кЭ (*3, 5*) (a). Остаточная поляризация при $t = 200$ с в магнитных полях $H = 0$ кЭ (*1*), $H^z = 12$ кЭ (*2*), $H^x = 12$ кЭ (*3*) от температуры (b)

ленного перпендикулярно пленке и вдоль пленки. На рисунке 3b представлена остаточная электрическая поляризация при $t = 200$ с. Ниже 200 К остаточная электрическая поляризация уменьшается в магнитном поле, выше 200 К компоненты тензора МЭ взаимодействия отличаются по знаку.

Электрическая поляризация $P(E, H)$ от электрического и магнитного полей определялась по нормали к пленки (рис. 1b) из соотношения $P = \int jdt$ при измерении тока во внешнем квазипериодическом поле с частотой $\nu = 0.01$ Гц при разных ориентациях магнитного поля. Гистерезис наблюдается в области больших электрических полей (рис. 4) и связан с образованием квазивырожденных состояний в потенциальных ямах на границе раздела сред подложка-пленка. При нагревании ширина гистерезиса $P(E)$ в магнитном поле достигает максимума при $T = 240$ К.

Зависимость электрической поляризации пленки на подложке из стекла от электрического поля обнаруживает гистерезис (рис. 5), который смещается по оси поляризации в магнитном поле. Ширина гистерезиса $P(E)$ зависит от направления магнитного поля относительно пленки и не превышает 0.15 мкКл/см^2. Электрическая поляризация пленок на подложке из стекла на 30–60 % больше, чем на подложке из граната.

3. Магнитоэлектрический эффект. В зависимости электрической поляризации от магнитного поля ограничимся квадратичными членами типа $P_i = \varepsilon_{ij}\varepsilon_0 E_j + \alpha_{ij}H_j + \gamma_{ijk}H_j H_k + \beta_{ijk}E_j H_k$. На рисунке 6 представлена зависимость $P(H)$ для пленки на подложке из граната в интервале температур 80–360 К. Для всех температур обнаружена монотонная зависимость электрической поляризации от магнитного поля. Магнитоэлектрическое взаимодействие обусловлено спин-орбитальным взаимодействием с линейной зависимостью от поля и магнитоупругим взаимодействием с квадратичной зависимостью от поля, поэтому представим $P_i(H) = \alpha_{ij}H_j + \gamma_{ij}H_j^2$.

При $T = 80$ К индуцируемая электрическая поляризация является четной функцией магнитного поля, направленного по нормали к пленке $P(H^z)$ и вдоль пленки $P(H^x)$. При нагревании до $T = 120$ К поляризация $P(H^z)$ меняет знак, а $P(H^x)$ остается положительной при инверсии магнитного поля (рис. 6a). При $T = 160$ К знак $P(H^z)$ меняется при смене направления поля $H \to -H$ и поляризация при направлении поля вдоль пленки достигает максимальной величины. Поляризация $P(H^x)$ и $P(-H^x)$ положительна и отличается на два порядка от $P(-H^z)$ при $T = 200$ К. При $T = 240$ К диагональные компоненты линейного и квадратичного тензора МЭ взаимодействия сравнимы по величине и $P(-H^z)$ на порядок превышает $P(H^z)$ (рис. 6b). В области комнатной температуры преобладает линейный МЭ эффект для продольной компоненты тензора α_{ij} и квадратичный для недиагональной компоненты γ_{ij} (рис. 6c). При $T = 360$ К знаки поляризации зависят от направления магнитного поля (рис. 6d).

Для пленки на подложке из стекла преобладает линейный вклад в МЭ взаимодействие (рис. 7) с максимальной величиной при $T = 200$ К. Знак поляризации не меняется при инверсии магнитного поля по

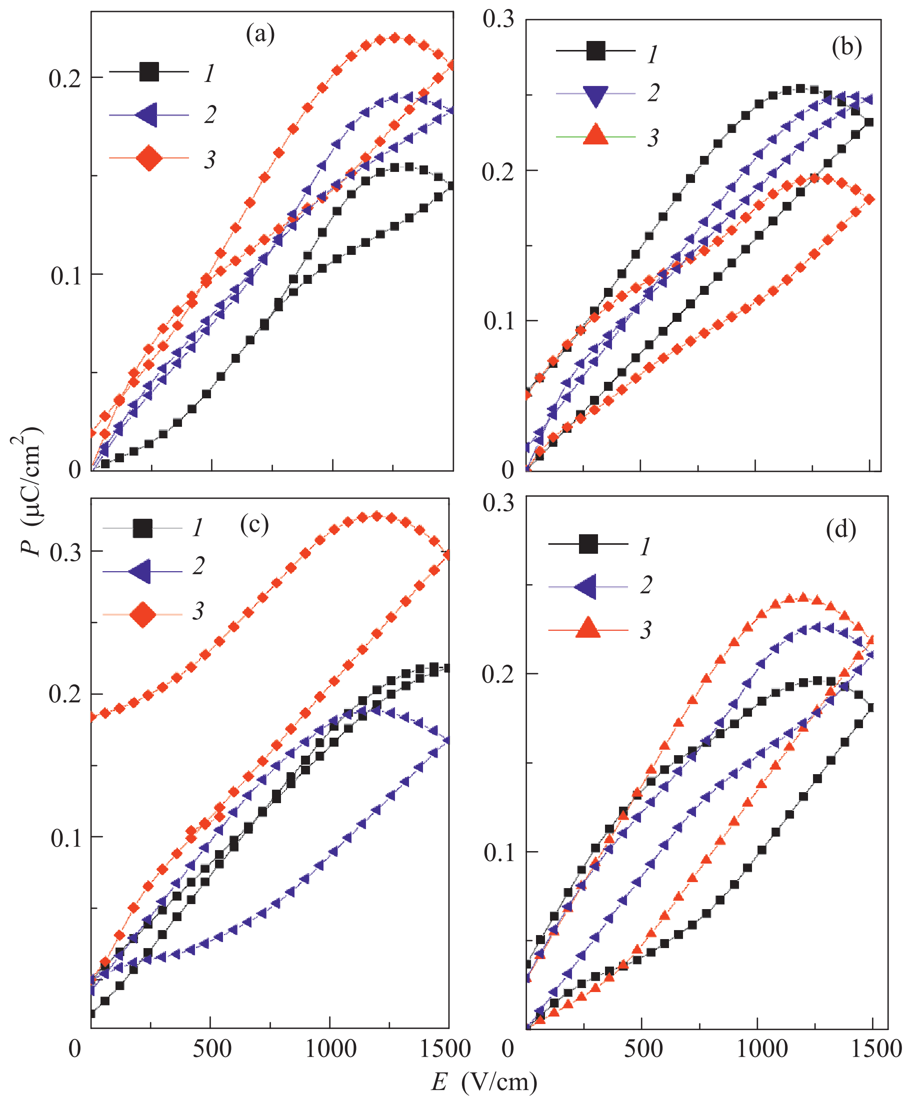

Рис. 4. (Цветной онлайн) Электрическая поляризация по нормали пленки на подложке из GGG от внешнего электрического поля без магнитного поля $H = 0$ (*1*), поле по направлению к нормали пленки $H^z = 12$ кЭ (*2*), вдоль пленки $H^x = 12$ кЭ (*3*) при температурах $T = 80$ К (a), 160 К (b), 240 К (c), 320 К (d)

нормали к пленке и доминирует квадратичный вклад в МЭ взаимодействие выше 280 К (рис. 7d).

4. Модель. На интерфейсе магнитной среды и диэлектрика нарушается симметрия относительно инверсии пространства и времени: в приповерхностных слоях на границе раздела отсутствует центр симметрии, а магнитное упорядочение в одной из сред нарушает симметрию относительно обращения времени. Таким образом, на границе раздела создаются предпосылки для возникновения МЭ эффекта [24]. Можно выделить три основных механизма магнитоиндуцированной электрической поляризации в мультиферроиках: (а) полярные смещения ионов, изменяющие угол между связями магнитных ионов и лигандом и влияющие на величину обменного поля и относительную ориентацию магнитных моментов [25]; (б) взаимосвязь пространственной модуляции спина и электрической поляризации вследствие релятивистского механизма [26]; (в) перераспределение электронной плотности в результате спин-орбитального взаимодействия [27, 28].

Линейный вклад по магнитному полю в МЭ эффект дадут ионы висмута с гибридизацией s и p состояний и примесные ионы Fe^{2+}, у которых имеется орбитальный угловой магнитный момент. Поляризуемость катионов $\alpha_n \sim (M_J^2 - 1/3J(J+1))$ зависит от проекции полного магнитного момента M_J на выделенную ось. Магнитное поле снимает вырождение по

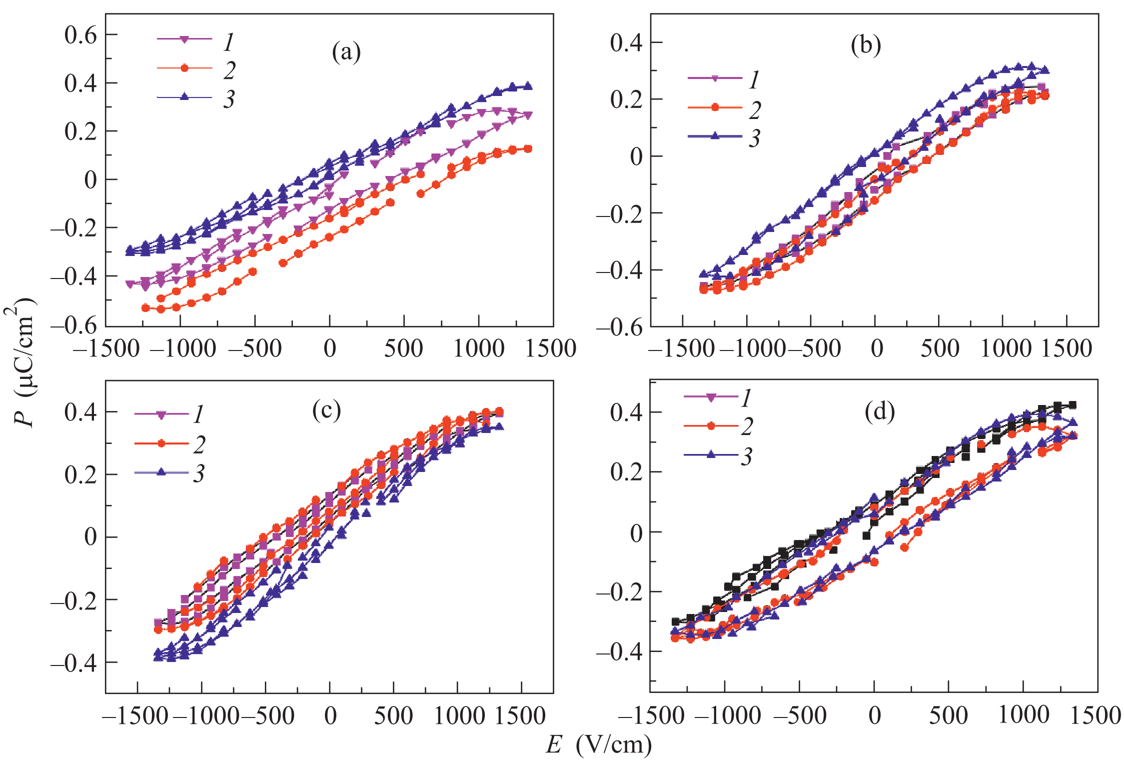

Рис. 5. (Цветной онлайн) Электрическая поляризация по нормали пленки на подложке из стекла от внешнего электрического поля без магнитного поля $H = 0$ (*1*), поле по направлению к нормали пленки $H^z = 12$ кЭ (*2*), вдоль пленки $H^x = 12$ кЭ (*3*) при температурах $T = 80$ K (a), 160 K (b), 240 K (c), 320 K (d)

магнитному моменту и приводит к росту поляризуемости и к электрической поляризации. Следующий фактор связан с орбитальным зонным угловым моментом электрона в магнитном поле, описываемого гамильтонианом [20]:

$$H = \sum_i E_i n_i + \sum_{ij} t_{ij} e^{i\varphi} C_i^+ C_j^-, \tag{1}$$

где E_i – энергия электрона в зоне с заполнением n_i, t – интеграл перескока, φ – фаза электрона, которая зависит от магнитного поля и числа зон [20]. Численным методом вычислены компоненты линейного МЭ тензора, которые меняют знак и величину в зависимости от фазы электрона в интервале 0—2π. Знак компонент тензора при фиксированной фазе зависит также от количества электронных зон и с ростом числа зон меняется с отрицательного на положительный [20]. Сужение примесной подзоны в пленке на гранате приведет к увеличению эффективной массы носителей, к уменьшению подвижности и к росту фазы в магнитном поле. В результате возрастает тензор МЭ взаимодействия.

Совместное действие спин-орбитального взаимодействия, нечетной части потенциала внутрикристаллического поля и внешнего электрического поля приводят к изменению поля магнитной анизотропии и к МЭ эффекту по электрическому полю типа EH^2. Квадратичный МЭ эффект, связанный с антисимметричным обменом Дзялошинского–Мория ($D[\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]$) и с косвенным обменным взаимодействием $J\,\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2$, в результате смещения ионов лиганда можно описать выражением [29]:

$$H_{me} = \sum_k \sum_{ij} \beta_1 S_i^z u_k S_j^z + \beta_2 S_i^x u_k S_j^y, \tag{2}$$

где $\beta_1 = dJ/du$ – изменение билинейного обмена при деформации пленки, $\beta_2 = dD/du$ – изменение антисимметричного обмена при деформации. В приближении молекулярного поля МЭ тензор имеет вид [29]:

$$\alpha_{me} = \frac{\chi_e \left(\beta_1 H + 12J\beta_2 \left(1 + \left(\frac{\langle S^z \rangle}{\langle S^x \rangle}\right)^2\right)\right)}{3(1 + 2\beta_1 \langle u \rangle)^2)}, \tag{3}$$

где $\langle u \rangle$ – средняя величина деформации пленки в магнитном поле. Индуцированную электрическую поляризацию в результате деформации решетки под действием магнитного поля подгоняем функцией:

$$P = \frac{\gamma H^2}{1 + dH^2}, \tag{4}$$

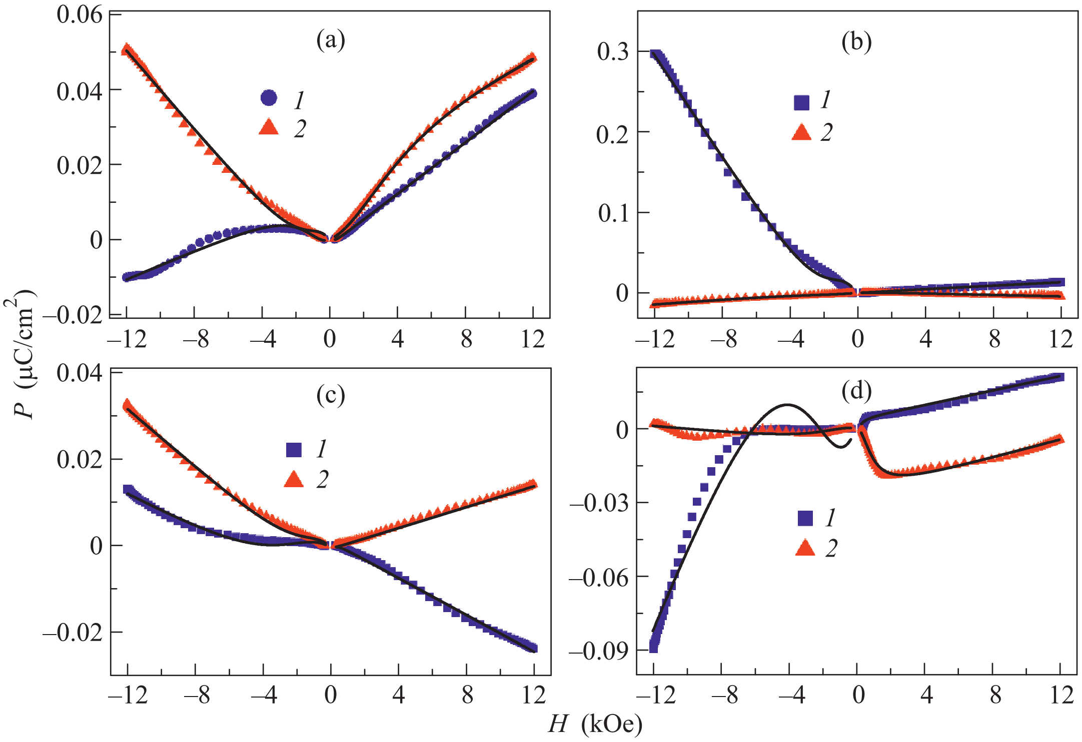

Рис. 6. (Цветной онлайн) Электрическая поляризация по нормали пленки на подложке из GGG от магнитного поля, направленного перпендикулярно пленке (*1*) и вдоль пленки (*2*) при температурах $T = 120$ K (a), 240 K (b), 280 K (c), 360 K (d). Теоретические расчеты по формуле (5) (сплошная линия)

где γ и d – подгоночные параметры. Электрическая поляризация пленки, индуцируемая магнитным полем, описывается суммой линейного и квадратичного МЭ взаимодействия в магнитном поле:

$$P_i = \alpha_{ij} H_j + \frac{\gamma_{ij} H_j^2}{1 + dH_j^2}. \quad (5)$$

Функция (5) удовлетворительно описывает экспериментальные результаты $P(H)$. Для недиагональной компоненты МЭ тензора пленки на стекле преобладает линейный вклад, до 120 K $\alpha_{zx} > 0$ положительна, выше 120 K $\alpha_{zx} < 0$. Диагональная компонента МЭ тензора обусловлена в основном линейным вкладом до 280 K, выше 300 K преобладает квадратичный МЭ с $\gamma_{ij} < 0$. Изменение вклада в МЭ взаимодействие и смена знака константы магнитострикции происходит при одной температуре. Микроскопический механизм взаимодействия намагниченности и электрической поляризации происходит через решетку и связан с магнитоупругим взаимодействием. В тонких пленках $Bi_3Fe_5O_{12}$ на подложке из GGG наблюдается инверсия знака магнитооптического поглощения при $T = 300$ K. В пленке на подложке из GGG основной вклад в МЭ взаимодействие для недиагональной компоненты тензора связан с квадратичным МЭ, а для диагональной компоненты МЭ тензора превалирует линейный вклад.

Выводы. В окрестности интерфейса пленка–подложка индуцируется электрическая поляризация, которая обусловлена связанными электрическими зарядами на подложке из граната и релаксация поляризации описывается экспоненциальной зависимостью от времени. Релаксация электрической поляризации пленки на подложке из стекла характеризуется степенной зависимостью от времени. Найдена смена знака остаточной поляризации после выключения электрического поля на подложке из стекла. В магнитном поле найдено увеличение времени релаксации и смещение петли гистерезиса электрической поляризации. Магнитоэлектрическое взаимодействие зависит от интерфейса и на гранате МЭ взаимодействие больше, чем на стекле. Электрическая поляризация пленок висмутового феррита граната обусловлена билинейным EH и квадратичным EH^2 эффектом, что подтверждается линейным МЭ эффектом по электрическому полю. Линейный отклик МЭ восприимчивости объясняется в модели со спин-орбитальным взаимодействием, квадратичный МЭ эффект связан с обменно-стрикционным механизмом.

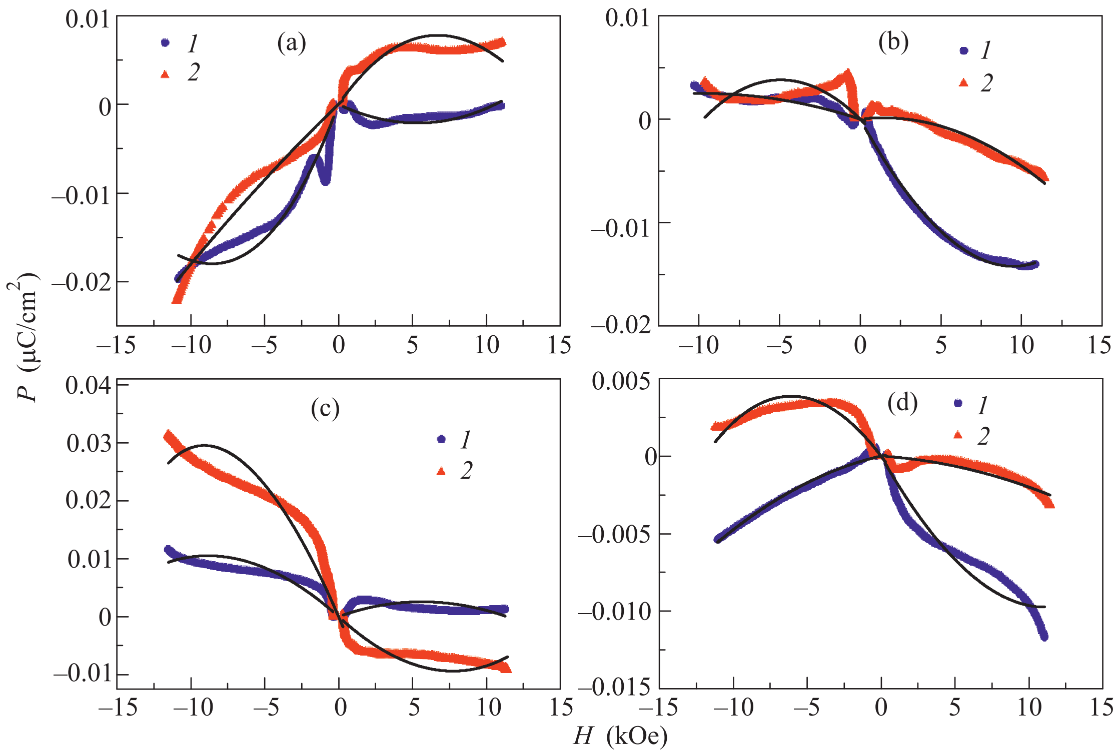

Рис. 7. (Цветной онлайн) Электрическая поляризация по нормали пленки на подложке из стекла от магнитного поля, направленного перпендикулярно пленке (*1*) и вдоль пленки (*2*) при температурах $T = 80$ K (a), 160 K (b), 280 K (c), 330 K (d). Теоретические расчеты по формуле (5) (сплошная линия)

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта # 18-42-240001: "Инверсия знака компонент магнитоэлектрического тензора по температуре в пленках висмутового феррита граната, замещенного неодимом"; частично поддержано Российским фондом фундаментальных исследований #,18-32-00079 мол_а, 18-52-00009 bel_a и госзаданием # 3.5743.2017/6.7.

1. T. Ishibashi, A. Mizusama, M. Nagai, S. Shimizu, K. Sato, N. Togashi, T. Mogi, M. Houchido, H. Sano, and K. Kuriyama, J. Appl. Phys. **97**, 013516 (2005).
2. E. Popova, L. Magdenko, H. Niedoba, M. Deb, B. Dagens, B. Berini, M. Vanwolleghem, C. Vilar, F. Gendron, A. Fouchet, J. Scola, Y. Dumont, M. Guyot, and N. Keller, J. Appl. Phys. **112**, 093910 (2012).
3. N. E. Khokhlov, A. E. Khramova, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, A. K. Zvezdin, A. P. Pyatakov, and V. I. Belotelov, Sci. Rep. **7**, Article number: 264 (2017) .
4. E. Kita, S. Takano, A. Tasaki, K. Siratori, K. Kohn, and S. Kimura, J. Appl. Phys. **64**, 5659 (1988).
5. M. Mercier, Int. J. Magn. **6**, 77 (1974).
6. Д. П. Куликова, А. П. Пятаков, Е. П. Николаева, А. С. Сергеев, Т. Б. Косых, З. А. Пятакова, А. В. Николаев, А. К. Звездин, Письма в ЖЭТФ **104**, 196 (2016).
7. D. P. Kulikova, T. T. Gareev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, Z. A. Pyatakova, A. K. Zvezdin, and A. P. Pyatakov, Phys. Status Solidi RRL **12**, 1800066 (2018).
8. А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. В. Николаев, А. П. Пятаков, Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
9. A. P. Pyatakov, D. A. Sechin, A. S. Sergeev, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. S. Logginov, and A. K. Zvezdin, EPL **93**, 17001 (2011).
10. A. S. Sergeev, J. Phys.: Conf. Ser. **929**, 012085 (2017).
11. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
12. Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязев, М. П. Темирязева, ЖЭТФ **147**, 793 (2015).
13. Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев, Письма в ЖЭТФ **49**, 466 (1989).
14. E. Popova, A. Shengelaya, D. Daraselia, D. Japaridze, S. Cherifi-Hertel, L. Bocher, A. Gloter, O. Stephan,

Y. Dumont, and N. Keller, Appl. Phys. Lett. **110**, 142404 (2017).

15. T. Oikawa, S. Suzuki, and K. Nakao, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 401 (2005).
16. S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, and P. F. Bongers, Phys. Rev. B **12**, 2777 (1975).
17. Y. Hosoe, R. Suzuki, K. Takanashi, H. Yasuoka, S. Chikazumi, and Y. Sugita, J. Phys. Soc. Jpn. **55**, 731 (1986).
18. M. M. Parish, Nature **426**, 162 (2003).
19. A.M. Essin, A.M. Turner, J.E. Moore, and D. Vanderbilt, Phys. Rev. B **81**, 205104 (2010).
20. A. Malashevich, I. Souza, S. Coh, and D. Vanderbilt, New J. Phys. **12**, 053032 (2010).
21. M. Sasaki, G. Lou, Q. Liu, M. Ninomiya, T. Kato, S. Iwata, and T. Ishibashi, Jpn. J. Appl. Phys. **55**, 055501 (2016).
22. S.S. Aplesnin, A.N. Masyugin, M.N. Sitnicov, U.I. Rybina, and T. Ishibashi, J. Magn. Magn. Mater. **464**, 44 (2018).
23. T. Ishibashia, A. Mizusawa, M. Nagai, S. Shimizu, and K. Satoet, J. Appl. Phys. **97**, 013516 (2005).
24. А. К. Звездин, А. П. Пятаков, УФН **179**, 897 (2009).
25. J. van den Brink and D. I. Khomskii, J. Phys. Condens. Matter. **20**, 434217 (2008).
26. I. A. Sergienko and E. Dagotto, Phys. Rev. B **73**, 094434 (2006).
27. M. A. Essin, A. M. Turner, J. E. Moore, and D. Vanderbilt, Phys. Rev. B **81**, 205104 (2010).
28. A. Scaramucci, E. Bousquet, M. Fechner, M. Mostovoy, and N. A. Spaldin, Phys. Rev. Lett. **109**, 19 (2012).
29. V. V. Shvartsman, P. Borisov, W. Kleemann, S. Kamba, and T. Katsufuji, Phys. Rev. B **81**, 064426 (2010).