

05,09

Локальное зондирование магнитных пленок с помощью оптического возбуждения магнитостатических волн

© А.И. Чернов^{1,2}, М.А. Кожаев^{1,2}, П.М. Ветошко¹, Д.В. Додонов³, А.Р. Прокопов⁴, А.Г. Шумилов⁴,
А.Н. Шапошников⁴, В.Н. Бержанский⁴, А.К. Звездин^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,5}

¹ Российский квантовый центр,
Сколково, Москва, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт,
Московская область, Россия

⁴ Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Россия

⁵ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: mikhailkozhaev@gmail.com

(Поступила в Редакцию 24 ноября 2015 г.)

Экспериментально исследовано возбуждение объемных и поверхностных магнитостатических волн с помощью циркулярно поляризованных импульсов лазерного излучения в пленках феррит-граната за счет обратного магнитооптического эффекта Фарадея. Область возбуждения магнитостатических волн определяется диаметром лазерного луча ($\sim 10 \mu\text{m}$). При этом характерная длина распространения волн составляет $30 \mu\text{m}$. Предложен метод определения локальных характеристик магнитной пленки, таких как константы кубической и одноосной анизотропии, основанный на анализе зависимости спектра магнитостатических волн от азимутального угла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-32-00010).

1. Введение

В последнее время прогресс в области наноматематики и спинтроники привел к целому ряду важных практических применений [1,2]. Специально созданные магнитные структуры становятся все более компактными и, как правило, состоят из комбинации материалов с различными магнитными свойствами, что является ключевым фактором в достижении требуемых характеристик базирующихся на их основе устройств. Например, наноструктурирование слоев магнитных материалов приводит к появлению новых подходов в спинтронике, использующих магнитные вихри и скирмионы [3–5]. С другой стороны, периодические структуры из перфорированных слоев металла и диэлектрика, так называемые магнито-плазмонные кристаллы [6–11], демонстрируют новые оптические свойства, сопровождающиеся значительными усилениями магнитооптических эффектов, при условии однородности магнитных параметров для каждого из магнитных слоев структуры. В обоих случаях функциональность магнитных материалов в основном определяется и ограничивается их локальными магнитными свойствами, включая намагниченность и константы магнитной анизотропии. Таким образом, для достижения требуемых характеристик магнитных структур необходимо иметь возможность точно исследовать и контролировать их локальные магнитные свойства.

Одним из наиболее эффективных методов для исследования свойств магнитных материалов является

оптическая методика накачка-зондирование („pump-probe technique“) [12–20]. В работах Кимеля и соавторов [12,13] показано, что эффективное магнитное поле в магнитной среде, создаваемое циркулярно поляризованным фемтосекундным импульсом лазерного излучения, эффективно воздействует на спиновую подсистему образца. Данное явление обусловлено обратным магнитооптическим эффектом Фарадея (ОЭФ) [21]. Динамика намагниченности, возбуждаемая при помощи импульса накачки, наблюдается при помощи менее интенсивного импульса зондирования, который посылают с временной задержкой по отношению к импульсам накачки.

Высокое временное разрешение методики накачка–зондирование позволило выявить новые динамические магнитные свойства ферромагнетиков [12–22]. Кроме того, недавно при помощи этой методики удалось возбудить и исследовать магнитостатические волны (МСВ) в пленках ферромагнитных металлов [22,23] и магнитных диэлектриков (в пленках феррит-граната) [24,25]. Форма сечения светового пучка, который используют для возбуждения образца, может быть использована для управления направлением распространения МСВ. Йошимине и соавторы продемонстрировали оптическое возбуждение и взаимодействие нескольких МСВ в образце [25]. Однако, в этих работах по возбуждению МСВ в пленках феррит-гранатов авторы обнаружили только один тип МСВ — обратные объемные магнитостатические волны (ООМСВ).

В данной работе продемонстрировано, что наряду с ООМСВ возможно оптическое возбуждение и других типов МСВ, например поверхностных (ПМСВ). Показано, что, в отличие от МСВ, традиционно возбуждаемых СВЧ полем [26,27], локальная оптическая генерация МСВ открывает дополнительные возможности для исследования свойств материалов. В работе обсуждается техника накачки–зондирования для исследования магнитных свойств тонкопленочных гетероструктур с высоким пространственным разрешением порядка размера лазерного пятна на образце ($\sim 10 \mu\text{m}$). В основе метода лежит локальное оптическое возбуждение МСВ.

2. Эксперимент

Эксперименты проведены на эпитаксиальных пленках редкоземельных феррит-гранатов двух составов, выращенных методом жидкофазной эпитаксии: образец 1, состава $\text{Bi}_{1.1}\text{Gd}_{1.9}\text{Fe}_{4.7}\text{Sc}_{0.3}\text{O}_{12}$, толщиной $h = 3.6 \mu\text{m}$ на подложке гадолиний-скандий-галлиевого граната ($\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) и образец 2, состава $\text{Bi}_{0.8}\text{Lu}_{2.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $h = 4 \mu\text{m}$ на подложках гадолиний-галлиевого граната ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) с кристаллографической ориентацией плоскости (111).

Образец 1 содержит в своем составе ионы Gd и Sc, что приводит к уменьшенной намагниченности насыщения ($4\pi M_S \sim 850 \text{Gs}$) и относительно малой константе кубической анизотропии. Константа одноосной анизотропии K_u отрицательна. Как следствие, образец 1 обладает ярко выраженной магнитной анизотропией типа „легкая плоскость“. При этом поле насыщения в направлении, перпендикулярном этой плоскости, равно 1540Oe , а в направлении, параллельном плоскости, составляет всего 2.5Oe . Образец 2 также обладает магнитной анизотропией типа „легкая плоскость“, однако поле насыщения в направлении, перпендикулярном плоскости, составляет 1850Oe , а в направлении, параллельном плоскости — 15Oe . Намагниченность насыщения составляет $4\pi M_S \sim 1810 \text{Gs}$.

Наличие ионов Bi в обоих образцах существенно усиливает их магнитооптические свойства, приводя к удельному углу Фарадея $1.3 \text{deg}/\mu\text{m}$ для образца 1 и $2.4 \text{deg}/\mu\text{m}$ для образца 2 на длине волны $\lambda = 655 \text{nm}$.

МСВ возбуждались и наблюдались при помощи двухцветной методики накачки–зондирования, в которой импульсы накачки и зондирования имеют разные центральные длины волн. Эксперименты по схеме двухцветной накачки–зондирования обладают рядом преимуществ, среди которых — исключение интерференции между излучением импульса накачки, рассеянным на образце, и импульса зондирования, а также возможность исследования обратных магнитооптических эффектов в широком спектральном диапазоне.

Для оптического возбуждения динамики намагниченности применялись фемтосекундные лазерные импульсы накачки с длительностью 200fs на длине

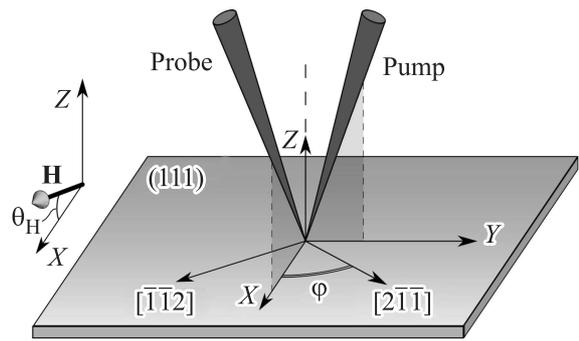


Рис. 1. Схема эксперимента. Поверхность образца лежит в плоскости XY . Внешнее магнитное поле направлено под углом θ_H к плоскости XY .

волны $\lambda = 550 \text{nm}$ (2.26eV) (лазер Newport Mai Tai HP Ti:Sapphire вместе с параметрическим генератором Spectra-Physics Inspire Auto 100; частота повторения импульсов 80MHz). Индуцированная импульсом накачки прецессия намагниченности во внешнем магнитном поле наблюдалась при помощи линейно поляризованного зондирующего импульса света с длиной волны $\lambda = 821 \text{nm}$ (1.51eV). Компонента намагниченности вдоль луча зондирования определялась по величине угла Фарадея. Временная задержка между импульсами накачки и зондирования варьировалась в пределах от -0.5 до 2.6ns , где нулевая временная задержка соответствует одновременному прохождению импульсов накачки и зондирования через образец. Линия задержки сконструирована на основе ретрорефлектора, установленного на линейной подвижке (Newport IMS-500). Импульсы накачки и зондирования падали на образец под углами 17° в ортогональных плоскостях (YZ - и XZ -плоскостей соответственно, рис. 1).

Угол Фарадея θ при прохождении зондирующего импульса через образец измерялся с помощью балансного диодного детектора с использованием синхронного усилителя на опорной частоте 46kHz . Для наблюдения динамики намагниченности, связанной с обратным эффектом Фарадея, измеряли разницу между сигналами, возникающими при возбуждении намагниченности импульсами накачки с левой и правой (σ^+ и σ^-) круговыми поляризациями. Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости XZ (рис. 1) под углом θ_H к поверхности образца. Угол θ_H варьировался от 0 до 19° .

Для изучения влияния кристаллографической ориентации образца относительно внешнего магнитного поля на возбуждаемую спиновую динамику образец поворачивали относительно оси Z , соответствующей кристаллографическому направлению $[111]$. При этом положение образца характеризовалось азимутальным углом φ между осью X (т.е. проекцией внешнего магнитного поля на плоскость образца) и кристаллографическим направлением $[211]$ (рис. 1).

Импульсы накачки и зондирования были сфокусированы на поверхности пленки в пятна диаметром около 15 и 10 μm соответственно. Плотность потока падающего излучения накачки составляла $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$. Плотность энергии зондирующего импульса была в 10 раз меньше, чем импульса накачки, тем самым обеспечивая пренебрежимо малое влияние импульса зондирования на динамику намагниченности. Кроме того, в отличие от импульса накачки, импульс зондирования был линейно поляризован.

Распространение МСВ наблюдалось путем смещения луча накачки относительно луча зондирования вдоль оси X или Y .

3. Результаты и обсуждение

До момента падения импульса накачки образец был равномерно намагничен вдоль результирующего магнитного поля, складывающегося из внешнего магнитного поля H , эффективного поля магнитной анизотропии и поля размагничивания. Как следует из рис. 2, циркулярно поляризованный импульс возбуждает осцилляции намагниченности, что обусловлено прецессией намагниченности вокруг результирующего магнитного поля. Импульс накачки влияет на спины системы за счет обратного эффекта Фарадея, что может быть описано возникновением эффективного магнитного поля, направленного вдоль волнового вектора падающего света. Эффективное магнитное поле воздействует на спины только во время прохождения импульса накачки через пленку, т.е. в течение 200 fs. После того как эффективное магнитное поле исчезает, спины начинают прецессировать вокруг направления результирующего магнитного поля. Данный процесс детектируется при помощи прямого эффекта Фарадея (рис. 2).

В случае, когда положения лучей накачки и зондирования на образце совпадают, наблюдается затухающая прецессия намагниченности (рис. 2). Амплитуда прецессии, вызванной воздействием импульсов накачки плотностью $0.1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, составляет около $20 \mu\text{rad}$. При этом время затухания прецессии порядка 600 ps. Частота прецессии зависит от магнитного поля. В интервале полей от 50 до 160 mT эта зависимость близка к линейной.

При смещении луча накачки из зоны перекрытия с лучом зондирования по-прежнему наблюдаются осцилляции угла Фарадея для луча зондирования, однако сигнал меняется по фазе и форме (рис. 3, *a, b*). МСВ отчетливо прослеживаются вплоть до относительного смещения лучей на $30 \mu\text{m}$ в направлении оси X и $20 \mu\text{m}$ в направлении оси Y . Согласно Фурье-анализу, спектры МСВ для образца 1 имеют два выраженных максимума: низкочастотный (НЧ) пик на 3.2 GHz и высокочастотный (ВЧ) пик на 4.2 GHz (рис. 3, *c, d*). Измерения спектра поглощения образца 1 СВЧ-поля показали, что частота ферромагнитного резонанса (ФМР) составляет 3.9 GHz. Для образца 2 спектр МСВ имеет аналогичный характер

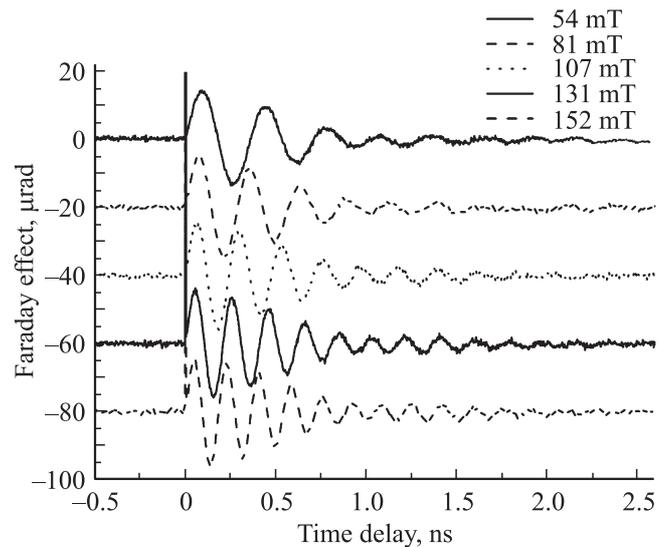


Рис. 2. Возбуждаемая прецессия намагниченности в образце 1 при разной величине внешнего магнитного поля, направленного в плоскости образца. Положение лучей накачки и зондирования на образце совпадают.

с двумя максимумами на 3.9 и 4.6 GHz, а частота ФМР составляет 4.15 GHz. В данных измерениях внешнее магнитное поле составляло 90 mT, $\theta_H = 0$.

Для того чтобы выяснить, какому типу МСВ соответствуют наблюдаемые спектральные максимумы, рассмотрим закон дисперсии ООМСВ и ПМСВ [28,29] для образца 2 (при $4\pi M_s = 1810 \text{Gs}$, $H = 900 \text{Oe}$, $K_u = 14400 \text{erg}/\text{cm}^3$, $K_1 = -8200 \text{erg}/\text{cm}^3$, гиромагнитное отношение $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{rad}/\text{Oe} \cdot \text{s}$, см. рис. 4). Расчет показывает, что для радиуса импульса накачки, сравнимого с толщиной пленки, индуцируемый частотный диапазон ООМСВ лежит вблизи частоты объемной прецессии [30] и составляет около 0.2 GHz. В то же время, в нашем случае два Фурье пика отстоят друг от друга на величину 0.7 GHz. Следовательно, они не могут быть отнесены только к ООМСВ. Кроме того, частота ФМР, возбуждаемого СВЧ-волнами, составляет 4.15 GHz, т.е. находится между НЧ- и ВЧ-компонентами прецессии. Это дополнительно подтверждает, что в эксперименте возбуждаются две МСВ разной природы. Из закона дисперсии следует, что НЧ компонента (3.9 GHz) соответствует ООМСВ, в то время как ВЧ компонента (4.6 GHz) соответствует ПМСВ.

Стоит отметить, что до сих пор в экспериментах „накачка–зондирование“ наблюдались МСВ только объемного типа [24,25]. Это связано с большой толщиной пленки по отношению к радиусу импульса накачки (4 и 7.5 соответственно), что, во-первых, приводит к малой эффективности возбуждения ПМСВ, по сравнению с ООМСВ [28], а, во-вторых, к накачке ООМСВ всего диапазона, а не только вблизи частоты ферромагнитного резонанса (причем, наиболее эффективно индуцируются частоты, отвечающие волнам, распространяющимся

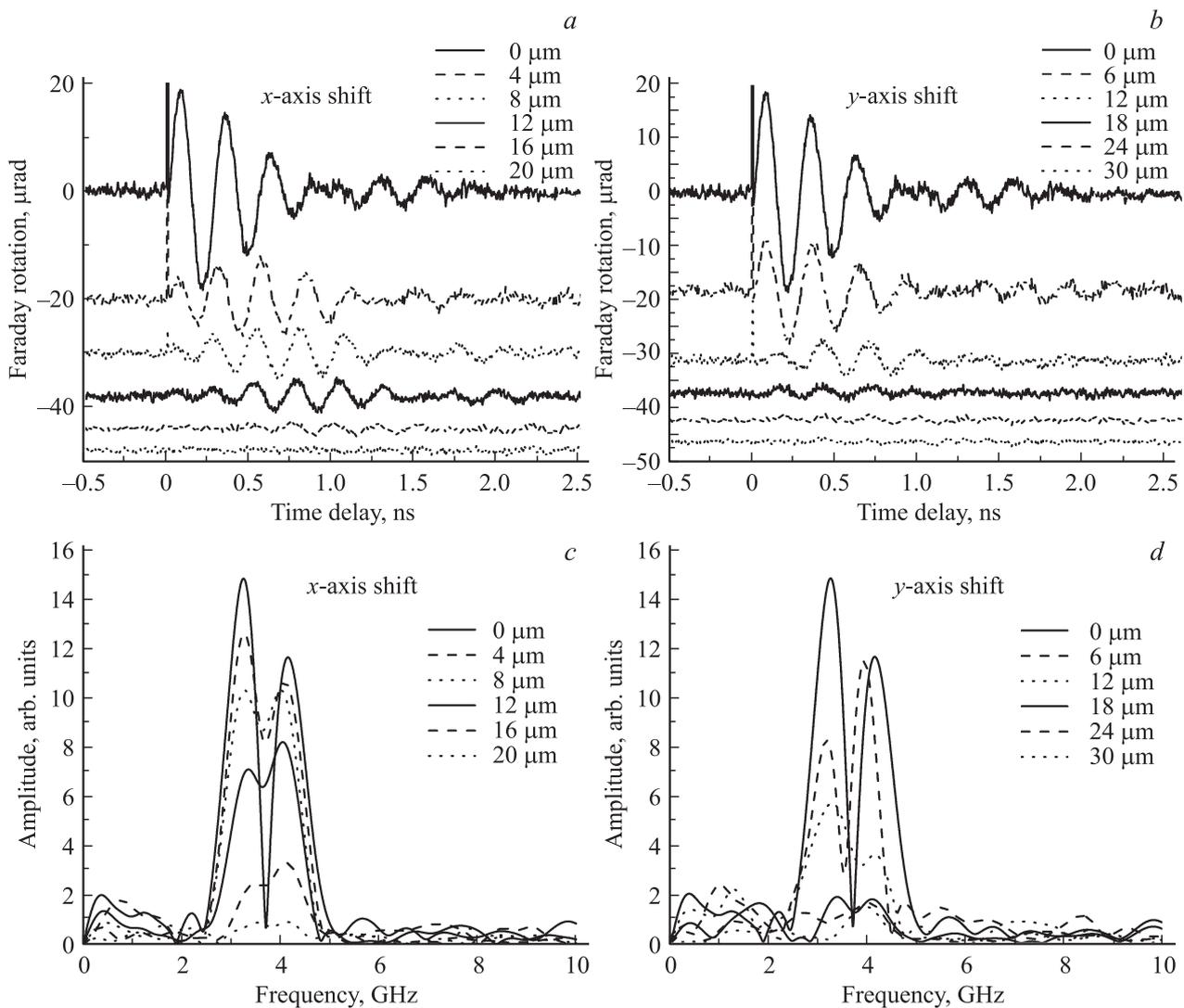


Рис. 3. Наблюдение МСВ, возбуждаемых лазерными импульсами накачки в образце 1. (a, b) — прецессия намагниченности, наблюдаемая на различных расстояниях от области возбуждения при смещении вдоль осей X (a) и Y (b). (c, d) — Фурье-спектры представленных на (a, b) зависимостей. Импульс накачки воздействует на образец в момент времени $t = 0$. Внешнее магнитное поле равно 90 мТ и направлено в плоскости образца. Частота ФМР образца 1 составляет 3.9 GHz.

вдоль внешнего поля и перпендикулярно ему [25]). Причина последнего заключается в том, что групповая скорость МСВ (градиент дисперсии) в районе $k = 0$ (вблизи частоты однородной прецессии) пропорциональна толщине пленки [28], в то время как диапазон частот МСВ не зависит от толщины пленки [29]. Поэтому, чем больше толщина пленки, тем при меньших волновых числах k дисперсионная поверхность приближается к асимптоте. С другой стороны, чем меньше радиус импульса накачки, тем шире диапазон волновых чисел и частот возбуждения МСВ ($k \sim 1/r_0$). Таким образом, для оптической генерации широкого спектра ООМСВ ключевым фактором является большое значение d/r_0 .

Условия распространения обоих типов МСВ сильно зависят от направления волнового вектора \mathbf{k} относительно внешнего магнитного поля (рис. 3, c, d). Вдоль маг-

нитного поля, т.е. вдоль оси X , длина пробега НЧ-моды на 50% больше длины пробега ВЧ-моды (18 μm против 12 μm). Частота НЧ-моды уменьшается (на 0.1 GHz за 16 μm), в то время как частота ВЧ-моды остается неизменной. В направлении оси Y оба типа мод затухают существенно сильнее: длины пробега НЧ- и ВЧ-моды составляют 9 и 10 μm соответственно. При этом частоты обеих мод заметно уменьшаются (на 0.2 GHz за 16 μm).

Перейдем теперь к обсуждению того, как оптически возбужденные МСВ могут быть использованы для определения локальных свойств образца. Вращение образца в XU -плоскости вокруг нормали, т.е. изменение азимутального угла φ ориентации образца приводит к изменению положения кристаллографических осей образца в пространстве по отношению к внешнему магнитному полю. При таком вращении, в частности,

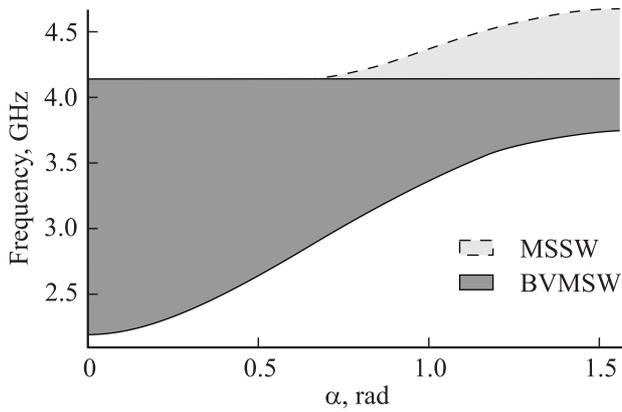


Рис. 4. Диапазон частот магнито-статических волн от угла α между направлением движения волны и направлением внешнего магнитного поля \mathbf{H} для образца 2. Заштрихованная область под сплошной линией соответствует ООМСВ, под штриховой линией — ПМСВ. Частота ФМР образца 2 составляет 4.15 GHz.

меняется свободная энергия образца, связанная с кубической анизотропией, и его магнитная восприимчивость, что приводит к изменению частоты возбуждаемых МСВ. Анализируя спектры МСВ, возбуждаемых при разных азимутальных углах, становится возможным локальное определение ориентации кристаллографических осей образца и его основных магнитных параметров.

Зависимости частот двух спектральных максимумов, соответствующих ООМСВ и ПМСВ, от азимутального угла приведены на рис. 5. Эти зависимости являются периодическими с периодом 120° , что обусловлено тем, что образец обладает кубической кристаллической решеткой и вращается в плоскости (111), причем внешнее магнитное поле составляет с плоскостью отличный от нуля угол θ_H (рис. 1). Наклон магнитного поля к плоскости пленки необходим для увеличения вклада кубической анизотропии в азимутальную зависимость частот МСВ [30,31]. Квадрат средней по азимутальному углу частоты МСВ с большой точностью является линейной функцией квадрата синуса θ_H , а разница между максимальной по углу и средней частотой — линейной функцией синуса θ_H .

Используя усредненную по азимутальному углу разницу квадратов частот ПМСВ и ООМСВ, $\Delta\Omega^2$, а также третью гармонику ряда Фурье для азимутальной зависимости частоты ПМСВ, $\tilde{\omega}_S$, можно определить локальные константы K_1 и K_u

$$\gamma^2 \left(\frac{K_1 K_u}{M_s^2} + 2\pi M_s^2 \left(\sqrt{\frac{4K_1 K_u + 4K_u^2 + 9K_1^2}{M_s^4}} + 2\pi \right) + \frac{K_u^2}{M_s^2} + \frac{9K_1^2}{4M_s^2} \right) = \omega_S^2 - \omega_{BV}^2 = \Delta\Omega^2, \quad (1)$$

$$\frac{19\gamma K_1^2}{9M_s(-K_1 - 2K_u + HM_s + 4\pi M_s^2)} = 2\tilde{\omega}_S, \quad (2)$$

где γ — гиромангнитное отношение, K_1 и K_u — константы кубической и одноосной анизотропии соответственно, M_s — намагниченность насыщения, ω_S и ω_{BV} — частоты ПМСВ и ООМСВ соответственно.

Формулы (1), (2) получены из дисперсионных зависимостей ООМСВ и ПМСВ для случаев $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ (что соответствует максимуму и минимуму частот МСВ) [29,31] в пределе больших волновых векторов и справедливы, когда радиус импульса накачки в несколько раз меньше толщины пленки. Если это условие не выполняется, формулы (1) и (2) можно использовать в качестве нулевого приближения. В первом приближении можно считать, что наиболее эффективно возбуждаются частоты с волновым вектором $k_y = 1/r_0$, $k_x = 0$, и найти локальные константы анизотропии из формул для дисперсии магнито-статических волн [29,31].

Для образца 2 в первом приближении были получены следующие значения локальных констант анизотропии: $K_u = 14\,400 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -8\,200 \text{ erg/cm}^3$, что согласуется с усредненными константами образца, найденными из эксперимента по исследованию ФМР.

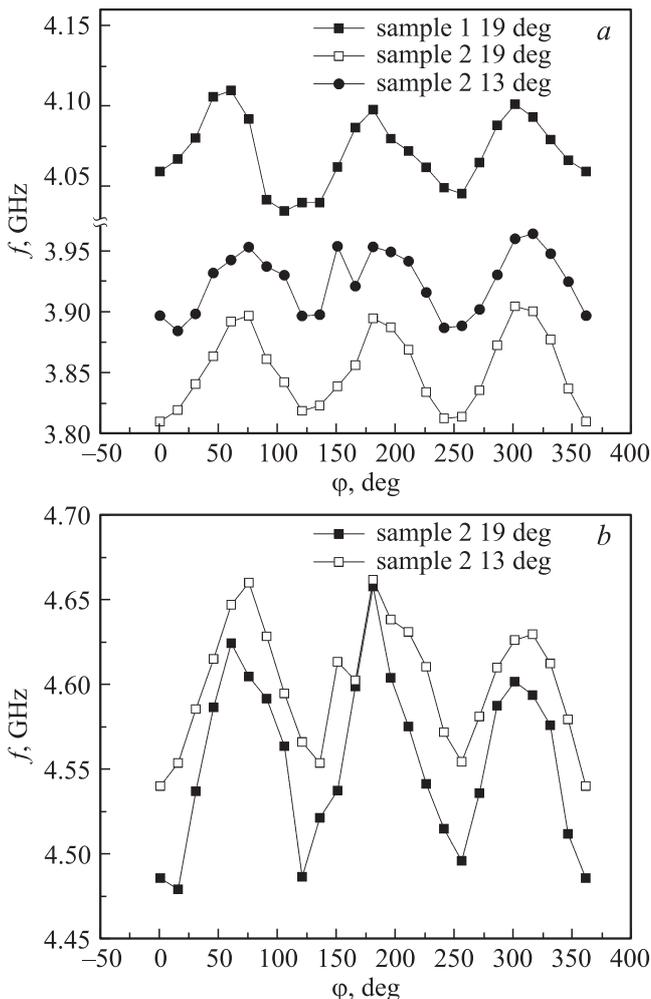


Рис. 5. Зависимость частот ООМСВ (a) и ПМСВ (b) в образце 1 и образце 2 от азимутального угла компоненты внешнего магнитного поля для $\theta_H = 13$ и 19° .

4. Заключение

В данной работе продемонстрирован метод оптического локального зондирования магнитных свойств материалов при помощи оптического возбуждения различных типов МСВ. Возбуждение МСВ в пленках редкоземельных феррит-гранатов осуществляется за счет обратного эффекта Фарадея. При этом использована оптическая накачка с диаметром пятна на образце $15\ \mu\text{m}$. Анализ Ферье-спектров магнитооптического сигнала показал возбуждение двух типов МСВ: объемных обратных и поверхностных МСВ. Данные два типа МСВ значительно отличаются друг от друга спектральным диапазоном, а также сдвигом частот и скоростью затухания при распространении в различных направлениях, что полностью согласуется с проведением моделирования на базе уравнения Ландау–Лифшица. Возбуждаемые локально МСВ могут быть использованы для локальной характеристики образцов. Представленный в данной работе подход имеет большое значение для локального исследования и контроля магнитных свойств микроструктурированных материалов. Можно предположить, что при исследовании микроструктур анализ спектров оптически возбуждаемых МСВ, испытывающих многократное отражение от стенок микроструктур, позволит исследовать не только их магнитные параметры, но и геометрические особенности.

Список литературы

- [1] Jia-Mian Hu, Zheng Li, Long-Qing Chen, Ce-Wen Nan. *Nature Commun.* **2**, 553 (2011).
- [2] A. B. Cahaya, O.A. Tretiakov, G.E.W. Bauer. *Appl. Phys. Lett.* **104**, 4, 042 402 (2014).
- [3] L. Sun, R.X. Cao, B.F. Miao, Z.Feng, B. You, D. Wu, W. Zhang, An Hu, H.F. Ding. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 16, 167 201 (2013).
- [4] Y. Zhou, M. Ezawa. *Nature Commun.* **5** (2014).
- [5] Y. Dai, H. Wang, T. Yang, W. Ren, Zh. Zhang. *Sci. Rep.* **4**, 6135 (2014).
- [6] V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, I.A. Akimov, A.N. Kalish, D.A.Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, A.V. Gopal, A.M. Grishin, S.I.Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L.L. Doskolovich, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Nature Commun.* **4**, 2128 (2013).
- [7] V.I. Belotelov, L.E. Kreilkamp, A.N. Kalish, I.A. Akimov, D.A. Bykov, S. Kasture, V.J. Yallapragada, A.V. Gopal, A.M. Grishin, S.I. Khartsev, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L.L. Doskolovich, D.R. Yakovlev, K. Alameh, A.K. Zvezdin, M. Bayer. *Phys. Rev. B* **89**, 045 118 (2014).
- [8] L.E. Kreilkamp, V.I. Belotelov, J.Y. Chin, S. Neutzner, D. Dregely, Th. Wehler, I.A. Akimov, M. Bayer, B. Stritzker, H. Giessen. *Phys. Rev. X* **3**, 041 019 (2013).
- [9] A.A. Grunin, A.G. Zhdanov, A.A. Ezhov, E.A. Ganshina, A.A. Fedyanin. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 26, 261 908 (2010).
- [10] J.B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles, J.M. García-Martín, C. Clavero, A. Cebollada, R.A. Lukaszew, J.R. Skuza, D.P. Kumah, R. Clarke. *Phys. Rev. B* **76**, 15, 153 402 (2007).
- [11] B. Sepúlveda, J.B. González-Díaz, A. García-Martín, L.M. Lechuga, G. Armelles. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 14, 147 401 (2010).
- [12] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, Th. Rasing. *Nature* **435**, 655 (2005).
- [13] A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3, 2731 (2010).
- [14] A.H.M. Reid, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, J.F. Gregg, T. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 10, 107 402 (2010).
- [15] J. Kisielewski, A. Kirilyuk, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A.Kimel, T. Rasing, L.T. Baczewski, A. Wawro. *Phys. Rev. B* **85**, 18, 184 429 (2012).
- [16] A. Stupakiewicz, M. Pashkevich, A. Maziewski, A. Stognij, N. Novitskii. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 26, 262 406 (2012).
- [17] Y. Hashimoto, A.R. Khorsand, M. Savoini, B. Koene, D. Bossini, A. Tsukamoto, A. Itoh, Y. Ohtsuka, K. Aoshima, A.V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing. *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 6, 063 702 (2014).
- [18] B. Koene, M. Deb, E. Popova, N. Keller, Th. Rasing, A. Kirilyuk. *Phys. Rev. B* **91**, 184 415 (2015).
- [19] A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167 205 (2007).
- [20] K. Vahaplar, A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 11, 117 201 (2009).
- [21] L.P. Pitaevskii. *Sov. Phys. JETP* **12**, 1008 (1961).
- [22] Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, V.V. Kruglyak. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 097 201 (2013).
- [23] M. van Kampen, C. Jozsa, J.T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W.J.M. de Jonge, B. Koopmans. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 227 201 (2002).
- [24] T. Satoh, Yu. Terui, R. Moriya, Boris A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, K. Kuroda. *Nature Photon* **6**, 10, 662 (2012).
- [25] I. Yoshimine, T. Satoh, R. Iida, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, T. Shimura. *J. Appl. Phys.* **116**, 4, 043 907 (2014).
- [26] V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler. *J. Phys. D* **43**, 26, 264 001 (2010).
- [27] A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands. *J. Phys. D* **43**, 26, 264 002 (2010).
- [28] D. Stancil, A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer N.Y. (2009). 348 c.
- [29] R. Gieniusz. *J. Magn. Magn. Mater.* **119**, 187 (1993).
- [30] Z. Wen-Kanga, L. Gong-Qiang. *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 355 (2003).
- [31] R. Lemons, B. Auld. *J. Appl. Phys.* **52**, 7360 (1981).