

СПИНТРОНИКА И МАГНОНИКА

Гиперзвуковые волны в ферромагнитных наноструктурах

А.В. Щербаков.....2

Магнитоэлектрические свойства доменных границ редкоземельных ферритов гранатов

А.И. Попов, З.В. Гареева, А.К. Звездин4

Распространение спиновых волн в магнитных периодических структурах

С.Л. Высоцкий, Г.М. Дудко, А.В. Кожевников, С.А. Никитов, В.К. Сахаров, Е.С. Павлов, Ю.В. Хивинцев, Ю.А. Филимонов.....5

Возбуждение прецессии намагниченности ферромагнетика периодической последовательностью лазерных импульсов

И.В. Савочкин, М. Jäschke, В.И. Белотелов, И.А. Акимов, Д.В. Додонов, Д.Р. Яковлев, А.К. Звездин, М. Bayer7

Дискретная дифракция и рефракция спиновых волн в массиве связанных магнитных волноводов

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин.....10

Исследование электродинамических характеристик поверхностных и объемных спиновых волн в системе латерально связанных магнитных микроволноводов

С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин.....12

Спектр собственных мод волн, распространяющихся в латерально связанной мультиферроидной структуре

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин.....14

Гиперзвуковые волны в ферромагнитных наноструктурах

А.В. Щербаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

scherbakov@mail.ioffe.ru

В докладе будет представлен обзор экспериментальных исследований, относящихся к сформировавшемуся недавно направлению – сверхбыстрой магнитоакустике. В рамках данного направления исследуются эффекты, обусловленные взаимодействием гиперзвуковых (10^9 - 10^{12} Гц) когерентных упругих колебаний и намагниченности в ферромагнитных наноструктурах. Эксперименты основаны на использовании фемтосекундных лазерных импульсов, как для генерации акустических возбуждений, так и для детектирования с временным разрешением отклика магнитной подсистемы. Механизм взаимодействия когерентных колебаний кристаллической решетки и намагниченности обусловлен явлением обратной магнитострикции – изменением магнитокристаллической анизотропии под действием деформации. В лекции будут представлены базовые, поясняющие принцип наблюдаемых эффектов эксперименты, в которых пикосекундный импульс деформации инжектируется в наноразмерный ферромагнитный слой [1,2], и эксперименты со сложными ферромагнитными структурами, в которых спектральный состав, распространение и время жизни акустических возбуждений определяется дизайном структуры, а внешнее магнитное поле позволяет контролировать эффективность магнитоакустического взаимодействия [3].

Две характерных для выполненных исследований экспериментальных схемы представлены на рис. 1(а) и 1(б). Фемтосекундный лазерный импульс (длительность – 200 фс, частота следования 5-100 кГц, плотность возбуждения до 20 мДж/см²), обозначенный как “pump”, используется для генерации высокочастотного акустического возбуждения. В схеме эксперимента, показанной на рис. 1(а), возбуждение нанесенного на обратную сторону образца металлического оптоакустического преобразователя приводит к инжектированию в GaAs-подложку пикосекундного импульса деформации – когерентного акустического волнового пакета с широким спектром (до 100 ГГц), распространяющегося со скоростью звука. При достижении ферромагнитного слоя [полупроводниковый (Ga,Mn)As или металлический (Fe,Ga)], импульс деформации вызывает сверхбыстрое изменение магнитокристаллической анизотропии, что приводит к возбуждению прецессии намагниченности на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР). Отклик намагниченности фиксируется по повороту плоскости поляризации линейно-поляризованного лазерного импульса (магнитооптический эффект Керра), отщепленного от того же источника и обозначенного “probe”. Временное разрешение достигается изменением задержки между возбуждающим и пробирующим импульсами. Рисунок 2(в) показывает характерный сигнал, полученный в такой геометрии эксперимента, отражающий прецессионный отклик намагниченности на импульсное акустическое возбуждение.

В альтернативной схеме опыта, показанной на рис. 2 (в), “pump” возбуждает непосредственно ферромагнитный слой, помещенный в фоновый резонатор Фабри-Перо, сформированный открытой поверхностью и полупроводниковой сверхрешеткой (SL), выполняющей роль брэгговского зеркала для упругих колебаний определенной частоты. В этом случае под действием оптического возбуждения также формируется широкий акустический волновой пакет, инжектируемый в подложку,

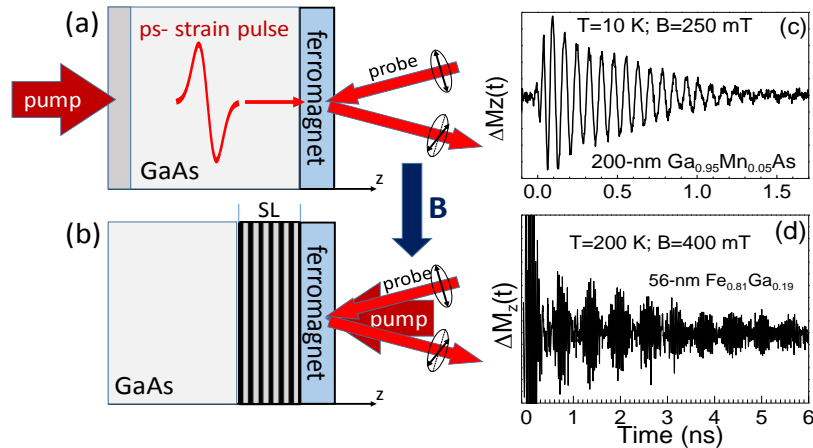


Рис. 1. (a), (b) Схема магнитоакустического эксперимента с возбуждением пикосекундного импульса деформации в металлическом оптоакустическом преобразователе, нанесенном на обратную сторону полупроводниковой подложки (a) и генерацией монохроматических акустических колебаний, локализованных в ферромагнитном слое, помещенном в фоновый Фабри-Перо резонатор. (c),(d) Примеры сигналов магнитооптического керровского вращения, отражающих прецессионный отклик намагниченности на импульсное акустическое возбуждение (c) и в условии магнитоакустического резонанса (d).

однако упругие колебания, попадающие в фоновую стоп-зону брэгговского зеркала, спектральное положение которой согласовано с толщиной ферромагнитного слоя, остаются локализованными в ферромагнитном слое. В этом случае становится возможной резонансная накачка прецессии намагниченности, когда контролируемая внешним магнитным полем частота ФМР совпадает с частотой локализованных в ферромагнитном слое упругих колебаний. Пример сигнала, полученного при условии резонанса в пленке (Fe,Ga), показан на рис. 2(г). Наблюдаемые в сигнале биения связаны с вкладом в накачку прецессии нескольких собственных акустических резонансов ферромагнитного слоя в области частот 26-30 ГГц.

Помимо базовых эффектов возбуждения прецессии намагниченности широким акустическим волновым пакетом или, напротив, монохроматическими локализованными упругими колебаниями, будут также рассмотрены зависимость отклика намагниченности от направления и величины внешнего магнитного поля, от поляризации (продольной или поперечной) упругих колебаний [4], влиянии на эффективность магнитоакустического взаимодействия граничных условий для упругих и магнитных возбуждений [5]. Будут также представлены эксперименты с поверхностными акустическими волнами в двумерных ферромагнитных структурах.

Задача доклада – показать, что методы сверхбыстрой магнитоакустики предлагают широкие возможности управления прецессионным откликом намагниченности: от достижения больших амплитуды и времени жизни прецессии, до контроля ее пространственного распределения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Scherbakov et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. v. 105. No ##. Art. No 117204.
2. J. V. Jäger et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. v. 103. No ##. P. Art. No. 032409.
3. J. V. Jäger et al. // Phys. Rev. B. 2015. v. 92. No ##. Art. No. 020404(R).
4. M. Bombeck et al. // Phys. Rev. B. 2013. v. 87. No ##. Art. No.060302(R).
5. M. Bombeck et al. // Phys. Rev. B. 2012. v. 85. No ##. Art. No.195324.

Магнитоэлектрические свойства доменных границ редкоземельных ферритов гранатов

А.И. Попов^{1,2}, З.В. Гареева³, А.К. Звездин^{1,4}

¹Московский физико – технический институт, г. Долгопрудный, г. Москва

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ», г. Зеленоград, г. Москва

³Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, г. Уфа

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

aip_2001@mail.ru

В последние годы интенсивно исследуются редкоземельные магнитоэлектрики (ортоферриты, ортохромиты, ромбические антиферромагнетики и др.), физические свойства которых формируются за счет взаимодействия двух магнитных подрешеток, образованных редкоземельными ионами и ионами группы железа. К новому классу подобных магнитоэлектриков относятся редкоземельные ферриты – гранаты, в которых подсистема редкоземельных ионов находится под воздействием эффективного обменного поля R-Fe взаимодействия.

Редкоземельные кристаллы со структурой граната являются кубическими магнетиками, обладающими весьма сложной структурой, в которой редкоземельные ионы размещены по неэквивалентным узлам, обладающим низкой симметрией окружения (точечная группа D_2), не содержащей пространственной инверсии. Последнее обстоятельство приводит к индуцированию однородным магнитным полем у редкоземельных ионов электрических дипольных моментов, образующих сложные антисегнетоэлектрические структуры [1] с нулевой электрической поляризацией.

В работе показано, что в области неоднородного магнитного поля происходит раскомпенсация электродипольных моментов редкоземельных ионов в примитивной ячейке кристалла граната, что приводит к возникновению результирующей поляризации. Неоднородное магнитное поле реализуется, в частности, в области доменных границ феррит – гранатов. Ранее, согласно концепции о неоднородном магнитоэлектрическом эффекте [2], полагалось, что электрическая поляризация не может возникать в тех случаях, когда векторы спиновой модуляции и нормали к плоскости разворота спинов коллинеарны, что имеет место для геликоидов и блоховских доменных границ.

В данной работе установлено, что в редкоземельных феррит-гранатах электрическая поляризация редкоземельной подсистемы возникает в области неоднородности магнитного поля любого типа, в частности, как в области неелевских так и блоховских доменных границ. Исследовано распределение поляризации редкоземельной подсистемы в области доменных границ (в частности, блоховских), образуемых намагниченностью ионов железа в феррит – гранатах.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Popov, D.I. Plokhov, A.K. Zvezdin. // Phys.Rev. B. 2014. V. 90. P. 214427.
2. M. Mostovoy. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 067601.

Распространение спиновых волн в магнитных периодических структурах

С.Л. Высоцкий^{1,2}, Г.М. Дудко¹, А.В. Кожевников¹, С.А. Никитов^{2,3}, В.К. Сахаров¹,
Е.С. Павлов¹, Ю.В. Хивинцев^{1,2}, Ю.А. Филимонов^{1,2}

¹Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

²Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

³ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

yuri.a.filimonov@gmail.com

Приводятся результаты исследования распространения спиновых волн (СВ) в магнитных периодических структурах (магнетонных кристаллах (МК)) на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ). Структуры изготавливались либо травлением поверхности пленок ЖИГ (монокристаллические МК), либо расположением на поверхности пленок ЖИГ решеток из магнитных микрочастиц (композитные МК). Исследовалось распространение СВ в структурах с периодом Λ от $\Lambda \approx 1$ мкм до $\Lambda \approx 300$ мкм, сформированных на основе пленок ЖИГ толщиной $d \approx 0.5-17$ мкм. В тех случаях [1], когда между длиной спиновой волны λ и периодом структуры Λ выполняется соотношение $n\lambda \sim 2\Lambda$, где n – целое, в спектре СВ формируются запрещенные зоны на частотах брэгговских резонансов (БР), когда оказывается выполненным условие:

$$\vec{k}^+ + \vec{k}^- = n\vec{Q}, \quad (1)$$

где \vec{k}^+ и \vec{k}^- — соответственно, волновые вектора падающей и отраженной волн, $\vec{Q} = 2\pi/\Lambda$ — вектор обратной решетки, Λ — период структуры, \mathbf{l} — единичный вектор вдоль оси решетки, $n = \pm 1, 2, \dots$ — порядок резонанса. Показано, что управлять частотами f_B и шириной запрещенной зоны можно за счет металлизации МК [2-7], изменением угла падения СВ на решетку [8,9]. Параметрами запрещенной зоны можно также управлять за счет создания структурных дефектов [10] или располагая вблизи поверхности МК дополнительную периодическую структуру из металлических микрополосок [11]. Рассмотрено влияние параметрической неустойчивости СВ на формирование запрещенных зон в спектре СВ на частотах БР (1) [12,13]. Показано, что при высоких уровнях надкритичности накачки, когда длина нелинейного пробега L_{nl} (расстояния на котором мощность спиновой волны P превышает порог параметрической неустойчивости P_{th}) заметно больше периода структуры ($L_{nl} \gg \Lambda$), параметрические процессы приводят к разрушению БР и «замазыванию» щели в спектре СВ на длине L_{nl} . В магнетонных кристаллах со структурным дефектом параметрические процессы приводят к эффекту бистабильности на частоте дефектной моды f_d . При этом пороговая мощность развития параметрической неустойчивости на частоте дефектной моды $P_{th}(f_d)$ за счет эффекта усиления поля оказывается ниже значений P_{th} на частотах вне полосы БР.

В пленках с субволновой ($\lambda \gg \Lambda$) периодической микроструктурой, сформированной травлением поверхности, на распространение СВ может оказывать заметное влияние эффект анизотропии формы поверхности [14,15]. В случае, когда периодическая структура получена вытравливанием на поверхности пленки решетки из канавок условия распространения СВ существенно определяются углом θ между направлением оси канавки и полем подмагничивания. При $\theta \approx 0$ это проявляется в виде сдвига частот резонансных возбуждений поверхностной микроструктуры относительно объема пленки, что приводит к эффектам динамического закрепления спинов. При $\theta \neq 0$ поля размагничивания поверхности приводят к заметной неоднородности основного состояния по всему объему пленки. В результате, в пленках с субволновой структурой могут заметно сказываться эффекты гибридизации дипольных и обменных подсистем

пленки и в процессах (1) могут участвовать волны с разными пространственными масштабами $|\mathbf{k}^+| \ll |\mathbf{k}^-| \sim |\mathbf{q}|$. При этом в спектре прошедшего через МК сигнала возникают резонансные особенности Вудовского типа аналогично случаю оптических решеток [16] или магнитоплазменных структур [17,18]. Дифракция СВ в МК в геометрии Лауэ в результате процессов (1) приводит к формированию полос поглощения на частотах возбуждения антибормановских мод [19].

Обсуждаются результаты экспериментов по распространению СВ в композитных МК [11,14]. Показано, что в композитном МК со структурным дефектом в виде пленочного резонатора, размещенного на поверхности МК, в спектре прошедшего сигнала наблюдаются резонансные полосы поглощения характерные для резонансов Фано [20]. Обсуждается возможность реализации неотражающих поглощающих покрытий в условиях неколлинеарной брэгговской дифракции на субволновой решетке, когда плотность состояний для рассеянных волн при процессах (1) оказывается высокой из-за вырождения частот брэгговских резонансов разных порядков, аналогично случаю гиперболических метаматериалов [21]. Рассматриваются результаты экспериментов по распространению магнитоупругих волн в МК [22].

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 14-07-00896, 16-07-00097, 16-02-01073_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Никитов, и др. // УФН, 2015, Т.185, С.1099-1128.
2. С.Л. Высоцкий и др. // Письма в ЖТФ. 2011. Т.37, № 21. С.76-81
3. E. N. Beginin, et al. // Appl. Phys. Lett. 2012, V. 100(25), P. 252412.
4. С.Л. Высоцкий и др. // Радиотехника и электроника, 58(4), С. 389–394, 2013.
5. M. Mruczkiewicz, et al. // New Journal of Physics, 15(11):113023, 2013.
6. M. Mruczkiewicz, et al. // IEEE Transac. On Magn. , 50(11):1–3, 2014.
7. M. Mruczkiewicz, et al. // Phys. Rev. B, 90:174416, Nov 2014.
8. С.Л. Высоцкий и др. // ЖЭТФ. 2005. Т.128. Вып.3(9). С.636-644.
9. С.Л. Высоцкий и др. // ЖТФ, 2011, Т.81, вып.2, С.150-152.
10. Yu.A. Filimonov et al. // Appl. Phys. Lett. 2012, V.101, P. 242408.
11. С.Л. Высоцкий, и др. // Письма в ЖТФ, 2015, том 41, выпуск 22, С.66-73.
12. С.Л. Высоцкий и др. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2012, Т.20, №2, С.3-9.
13. Yu. Filimonov, et al. // Intermag 2014 Digest book, Dresden, Germany, May 4-8, 2014, p. 1116-1118.
14. С.Л. Высоцкий, и др. // Труды XX Международного симпозиума “Нанотехнологии и наноэлектроника”, 14-18 марта, 2016, Нижний Новгород, Россия, Т.1, С.170-171.
15. S.L. Vysotsky, et al. // Intermag 2014 Digest book, Dresden, Germany, May 4-8, 2014, p. 2975-2976.
16. A. Hessel, A. Oliner // Appl. Opt. 1965, V.4, P.1275.
17. В.И. Белотелов и др. // ЖЭТФ, 2010, Т.137, С.932.
18. V.L. Krutyansky et al. // PRB. 2015, V.91, P.121411(R).
19. А.А. Скорынин, В.А. Бушуев, Б.И. Манцызов // ЖЭТФ, 2012, Т.142, №7, С.64.
20. U. Fano // Phys. Rev. 1961 Vol. 124. P. 1866.
21. I.S. Nefedov, C. A. Valaginnopoulos, L.A. Melnikov // J. Opt. 2013, V.15, P.114003
22. S. Nikitov, et al. // IEEE Trans. of ultrasonics, ferroelectrics and frequency control, Proceedings of the IUS 2012, art. no. 6562152, pp. 1240-1243.

Возбуждение прецессии намагниченности ферромагнетика периодической последовательностью лазерных импульсов

И.В. Савочкин¹, М. Jäckl², В.И. Белотелов^{1,3}, И.А. Акимов^{2,4}, Д.В. Додонов^{3,5},
Д.Р. Яковлев^{2,4}, А.К. Звездин^{3,5}, М. Bayer^{2,4}

¹Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia

²Experimentelle Physik 2, TU Dortmund, D-44221 Dortmund, Germany

³Russian Quantum Center, Skolkovo, 143025 Moscow Region, Russia

⁴Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

⁵Moscow Institute of Physics and Technology, 141700 Moscow Region, Russia

savochkin@physics.msu.ru

В настоящее время скорость и плотность записи информации на магнитные носители традиционным способом (с помощью магнитного поля) практически достигли теоретического предела (либо для этого требуются слишком большие поля). В связи с этим разыскиваются новые способы по управлению намагниченностью материалов. Один из наиболее перспективных – это управление с помощью оптических импульсов, поэтому исследования в области магнитооптики и разработка новых магнитооптических устройств обработки и хранения информации могут дать следующий толчок в развитии средств вычислительной техники.

Самый быстрый традиционный способ изменить направление намагниченности в магнитном материале – воздействовать импульсом внешнего магнитного поля. Таким способом можно добиться времени переключения порядка 100 пикосекунд. Более быстрого переключения намагниченности можно добиться с помощью субпикосекундного лазерного импульса [1]. В таких средах как ферриты гранаты фемтосекундный лазерный импульс может возбуждать прецессию намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея [2, 3]. Однако величина этого эффекта мала и для изменения направления намагниченности на противоположное требуется достаточно мощный источник излучения, что может оказаться неприемлемым для практического применения.

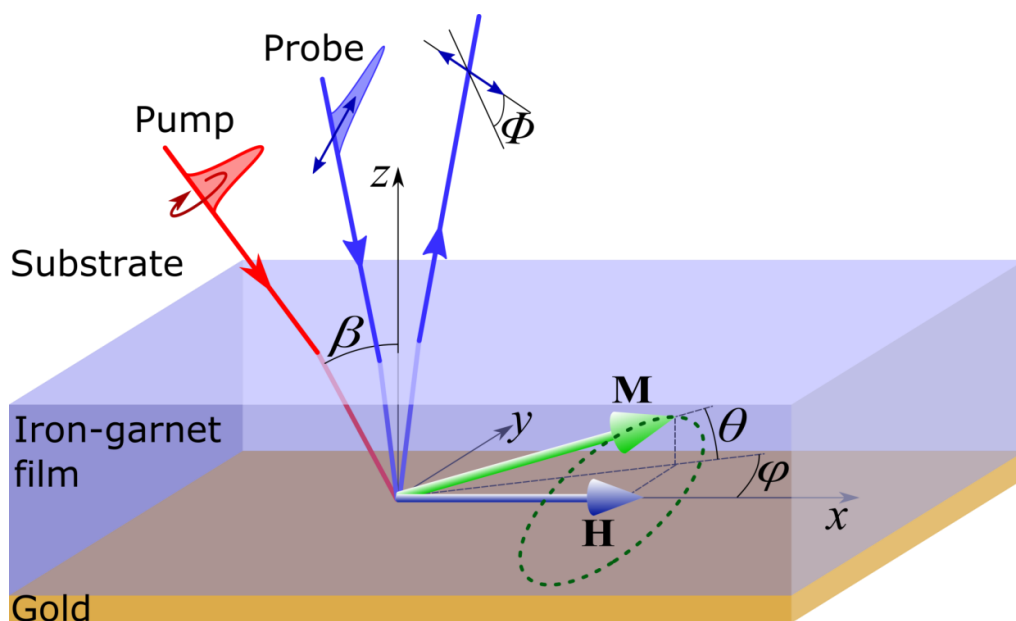


Рис. 1. Схема эксперимента.

Уже было проведено немало экспериментов по возбуждению в пленках ферритов гранатов прецессии намагниченности с помощью фемтосекундных импульсов лазера [4 -

10], но новизна нашего эксперимента заключается в достижении ферромагнитного резонанса за счет синхронизации колебаний намагниченности, возбуждаемых от следующих друг за другом импульсов лазера. Идея состоит в том, чтобы достичь синхронизации лазерных импульсов с прецессией намагниченности и таким образом получить резонансное усиление осцилляций намагниченности, так называемый ферромагнитный резонанс. Так как частота прецессии линейно зависит от внешнего магнитного поля, то можно подобрать его величину так, что частота прецессии будет кратна частоте повторения лазерных импульсов. В этом случае при условии, что время релаксации намагниченности больше периода повторения импульсов, будет наблюдаться ферромагнитный резонанс.

Записав уравнение Ландау-Лифшица, описывающее динамику намагниченности, в сферических координатах, можно вывести уравнение для угла θ конуса прецессии намагниченности в пленке феррита-граната:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial t} + [\omega_H^2 - V(t)]\theta = \gamma^2 H H_F(t) \cos \beta, \quad (1)$$

где β – угол между нормалью к плоскости образца и пучком накачки, $\omega_H = \gamma \sqrt{H H_e}$ – частота ферромагнитного резонанса, H_e – эффективное магнитное поле внутри образца, H – внешнее магнитное поле, $V(t) = -\gamma^2 (H_e + H) H_F(t) \sin \beta$, τ – время затухания прецессии, $H_F(t)$ – магнитное поле, вызванное ОЭФ, которое в случае ультракоротких импульсов можно записать как

$$H_F(t) = h \Delta t \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(t - mT), \quad (2)$$

где T – период следования импульсов накачки, Δt – длительность импульса накачки ($\Delta t \ll T$, ω_H^{-1}), h – амплитуда напряженности магнитного поля ОЭФ. Решение уравнения (1) и его сравнение с экспериментальными данными, представлены на рисунке 2.

Для экспериментального исследования сверхбыстрой спиновой динамики, индуцированной лазерными импульсами, используется установка для асинхронного оптического зондирования. Важнейшей частью установки является пара титан-сапфировых осцилляторов, излучающих лазерные импульсы длительностью порядка 30 фемтосекунд и с частотой повторения около 1 ГГц. Импульсы одного осциллятора используются как импульсы накачки, импульсы второго – пробные. Частоты повторения осцилляторов отличаются на фиксированное значение (20 кГц), за счет чего достигается изменение временной задержки между пробным импульсом и импульсом накачки. Импульсы накачки проходят через оптическую систему, которая придает им циркулярную поляризацию и фокусирует на образце, помещённом между полюсами электромагнита (см. рис. 1). Попав на образец, импульсы возбуждают прецессию намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея. Прецессия намагниченности детектируется пробными импульсами: линейная поляризация пробного импульса, прошедшего через образец, поворачивается согласно прямому эффекту Фарадея. Угол поворота поляризации, пропорциональный величине проекции намагниченности на направление волнового вектора пробных импульсов, измеряется с помощью дифференциального фотодетектора. За счет вариации временной задержки между импульсом накачки и пробным импульсом удаётся получить временную картину динамики прецессии намагниченности.

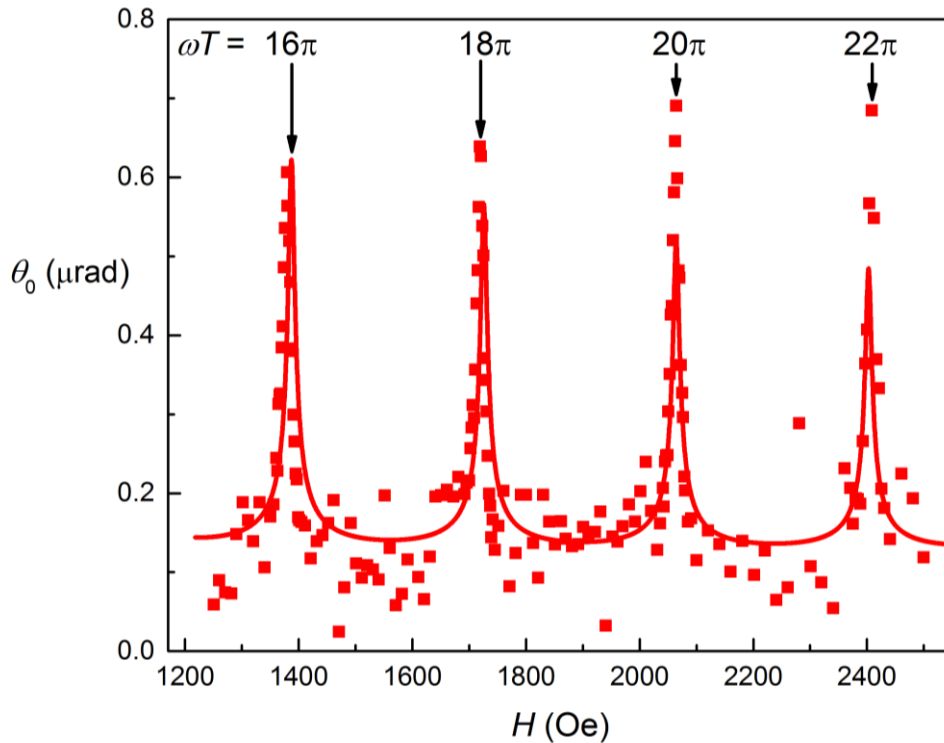


Рис. 2. Зависимость амплитуды θ_0 угла конуса прецессии намагниченности в пленке феррита-граната от величины внешнего магнитного поля H : результаты эксперимента (точки), теоретический расчет (линия).

Таким образом, был продемонстрирован способ резонансного усиления прецессии намагниченности в пленках ферритов-гранатов во внешнем магнитном поле с помощью периодических ультракоротких циркулярно-поляризованных оптических импульсов. Показано, что усиление возникает при следующих условиях: время затухания прецессии сравнимо или больше периода повторения импульсов; частота прецессии кратна частоте повторения импульсов.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-32-00010).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Kimelet et al. // Nature. 2004. V. 429. P. 850-853.
2. Л.П. Питаевский // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1450-1458.
3. P.S. Pershan et al. // Phys. Rev. 1966. V. 143. P. 574.
4. E. Beaurepaire et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 4250-4253.
5. J.-Y. Bigot et al. // Nat. Phys. 2009. V. 7. P. 515-520.
6. A.M. Kalashnikova et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 104301.
7. A.V. Kimel et al. // Nature. 2005. V. 435. P. 655-657.
8. C.D. Stanciu et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 047601.
9. F. Hansteen et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 014421.
10. R.V. Mikhaylovskiy et. al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 100405.

Дискретная дифракция и рефракция спиновых волн в массиве связанных магнитных волноводов

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин
 Саратовский Государственный Университет им. Н.Г. Чернышевского
stig133@gmail.com

Системы латерально связанных волноведущих структур на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответвителей [1]. Перестройка рабочих частот таких устройств внешним магнитным полем и путем изменения коэффициента связи между ферритовыми волноводами, разнообразие типов дисперсии и характера связи распространяющихся спиновых волн (СВ), проявление различных нелинейных эффектов (солитонное распространение волн, автомодуляция) позволяют изменять их характеристики и режимы работы в широких пределах.

В данной работе проведено исследование процессов дискретной дифракции поверхностных и обратных объёмных СВ в системе латерально связанных ферритовых волноводов численными методами и методом Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии [2]. Схематически структура представлена на рисунке 1:

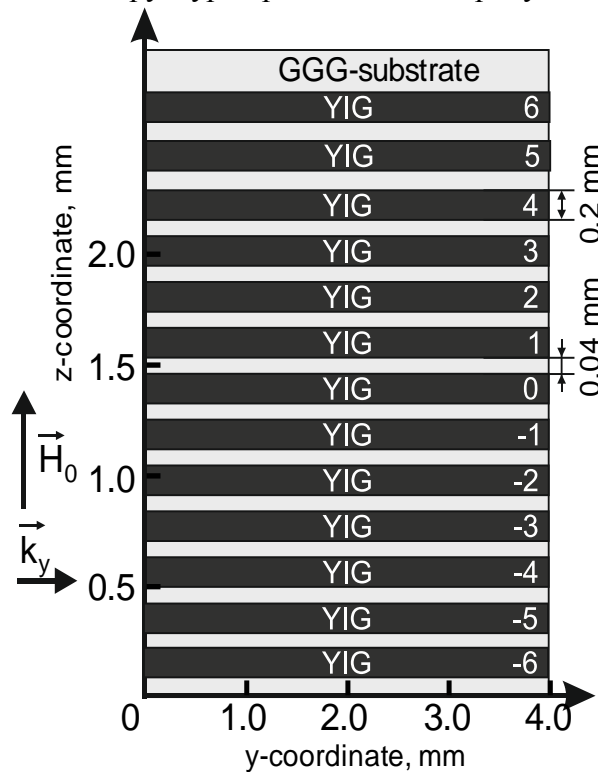


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры.

Численное моделирование производилось на анализе решений дискретного нелинейного уравнения Шрёдингера (ДНУШ):

$$i \frac{dA_n}{dz} + \beta A_n + C(A_{n-1} + A_{n+1}) + \gamma |A_n|^2 A_n = 0$$

Показано, что полученные дифракционные картины существенным образом зависят от частоты и амплитуды входного сигнала, возбуждаемого в волноводах с $n = -2, -1, 0, 1$ и 2. Видно, что с ростом частоты увеличивается длина перекачки в волноводах и,

следовательно, режим дифракции сменяется на рефракцию пучка магнитоэлектрических волн (МСВ) и далее наблюдается режим, когда пучок идёт одновременно по пяти волноводам (Рис. 2). Также видно, что при увеличении амплитуды входного сигнала на динамику распространения спиновых волн начинает влиять нелинейность, приводящая к формированию дискретного солитона в такой структуре.

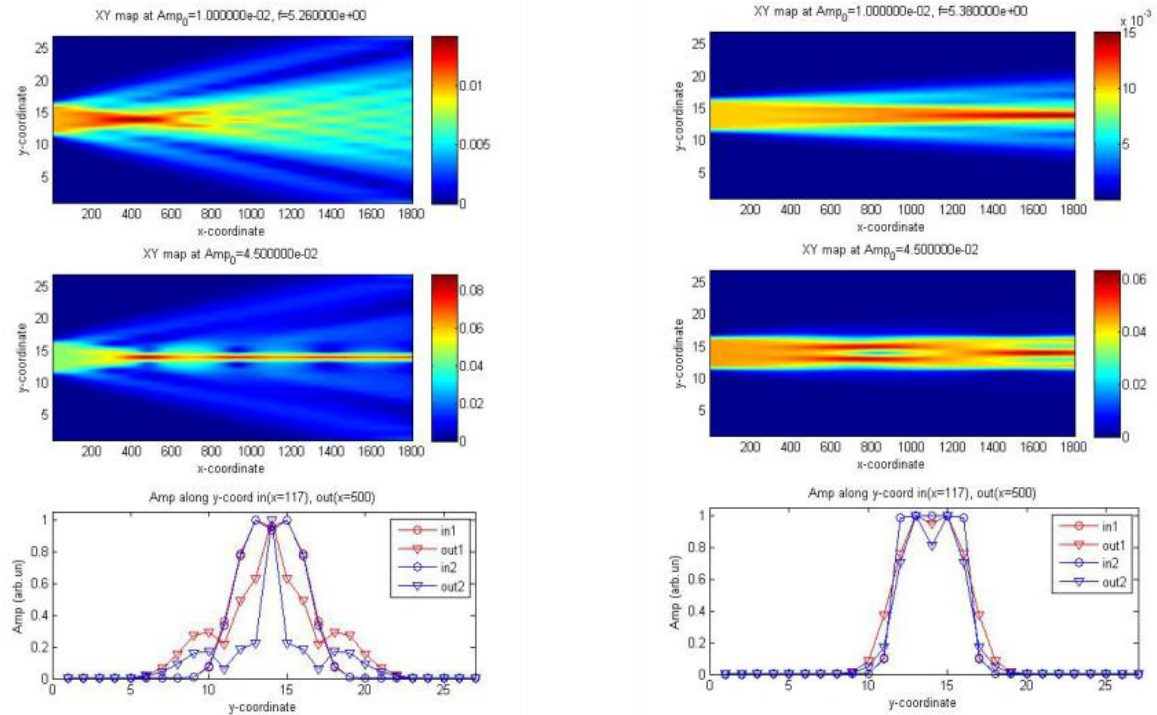


Рис. 2. Распространение пучка МСВ в рассматриваемой структуре.

Методом конечных элементов и конечных разностей во временной области проведен расчет электродинамических характеристик, определен спектр и построены распределения полей и дисперсионные характеристики волноводных мод такой структуры при возбуждении в ней поверхностной СВ. Результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии с данными экспериментального исследования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-60093, 16-37-00217, 16-02-00789) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Lenket al. // Phys. Rep. 2011. V. 507. P. 107-136.
2. S.O. Demokritov et al. // Phys. Rep. 2001. V. 348. P. 441-489.
3. F. Lederer et al. //Phys. Rep. 2008. V. 463. P. 1-126.
4. G.D. Valle et al. //Appl. Phys. Lett. 2007 V. 90.
5. E.N. Beginin et al. //Solid State Phenomena, 2014. V. 215. P 389-393.
6. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал «Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов» М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.

Исследование электродинамических характеристик поверхностных и объемных спиновых волн в системе латерально связанных магнитных микроволноводов

С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского

Odinoff@gmail.com

Связанные планарные ферритовые волноведущие структуры на основе тонких пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) представляют большой интерес из-за возможности управления характеристиками распространения в них волн различных типов (поверхностных и объемных) [1]. В настоящей работе рассматривается структура, состоящая из двух латерально связанных ЖИГ-волноводов, которые могут быть использованы в качестве базовых элементов для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, фильтров, ответвителей [2].

В настоящей работе исследованы эффекты многомодового распространения электромагнитных волн в системе латерально связанных ЖИГ волноводов. Рассмотрены магнитные волноводы толщиной 10 мкм и шириной 200 мкм, зазор между волноводами составляет 40 мкм. Экспериментально структура с такими параметрами рассмотрена в работе [3]. Численное моделирование проводилось двумя методами – методом конечных элементов (МКЭ), реализованным в пакете программ COMSOL Multiphysics 4.3, и методом конечных разностей во временной области, основанным на свободно распространяемом численном коде mтах3 [4]. Расчетная область для численного моделирования показана на рис.1. С помощью МКЭ проводился расчет спектра собственных мод. На рис.2, а показаны дисперсионные характеристики для трех первых поперечных симметричных и антисимметричных мод. На рисунке можно увидеть изгиб дисперсионной характеристики первой моды при приближении к частоте ферромагнитного резонанса, хотя для второй и третьей моды этого не происходит. Это означает, что отсечка для первой моды выше, чем для второй и третьей. Как известно, период перекачки мощности между волноводами для каждой из поперечных мод определяется соотношением:

$$L_b = \frac{2\pi}{|k_n^s - k_n^{as}|},$$

где L_b – период перекачки мощности между волноводами, k_n^s – волновое число n -ой симметричной моды, k_n^{as} – волновое число n -ой асимметричной моды.

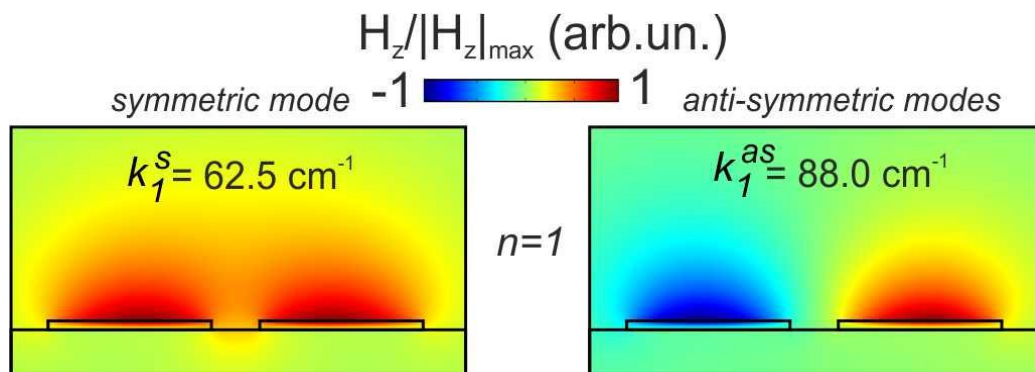


Рис. 1. Расчетная область для численного моделирования и распределение компоненты E_x для первой симметричной и асимметричной моды

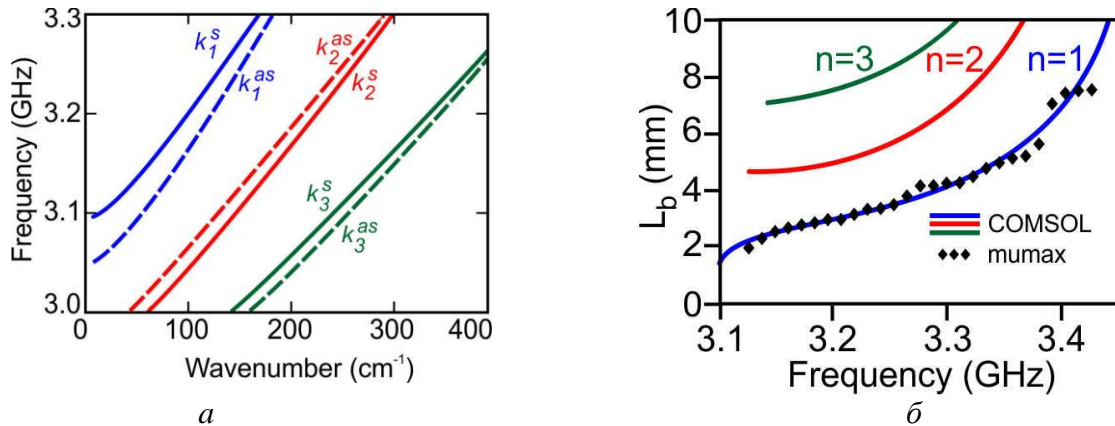


Рис. 2. а) Дисперсионная характеристики для трёх первых симметричных и асимметричных мод ЖИГ волновода; б) Зависимость периода перекачки от частоты для трёх первых симметричных и асимметричных мод ЖИГ волноводов.

На рис.2, б показана зависимость периода перекачки от частоты для трёх мод в структуре из двух латерально связанных плёнок ЖИГ, рассчитанная из результатов подсчётов в COMSOL Multiphysics и для сравнения приведён график этой же зависимости для первой моды подсчитанной в mumax3. Наблюдается хорошее соответствие результатов. Изгиб на графике зависимости из mumax3 соответствует особенностям расчёта в этой программе, точнее из-за ограничения расчётной области.

В реальном эксперименте, рассмотренном в работе [3], было выявлено, что влияние высших и ширинных мод категорически важно, так как их вклад в перекачку влияет на передачу мощности между двумя волноводами. Этот эффект так же наблюдался и в теоретических расчётах, что доказывает важность его рассмотрения.

Таким образом, было проведено численное моделирование и исследование динамики распространения волн в системе двух ограниченных в поперечном направлении ЖИГ-волноводов, латерально связанных между собой. Построены дисперсионные характеристики, исследовано распределение полей собственных мод ПМСВ, рассмотрена зависимость периода перекачки от частоты в этой структуре. На основе этого справедливо утверждение, что, используя различные конфигурации структур из плёнок ЖИГ волноводов, возможно создание направленных ответвителей, с внешним управляющим параметром в виде магнитного поля. Также необходим подробный учёт влияния высших мод на перекачку энергии между плёнками, так как воздействие второй и третьей моды перекачка энергии может осуществляться частично или не осуществляться вовсе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-60093, 16-37-00217), РФФИ (16-19-10283), стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands // J. Phys. D:Appl.Phys. 2010. V. 43. 264002.
2. B Lenk et al // Phys. Rep. 2011. V. 507. P. 107.
3. A.V. Sadovnikov et al // APL. 2015. Submitted
4. A. Vansteenkiste et al // The design and verification of mumax3 // AIP Advances. 2014. V. 4, 107133

Спектр собственных мод волн, распространяющихся в латерально связанной мультиферроидной структуре

А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин

Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
stig133@gmail.com

В последнее время большой интерес представляет исследование волноведущих слоистых структур типа феррит-сегнетоэлектрик (ФС), демонстрирующих электронную перестройку [1,2] вследствие наличия одновременно магнитоэлектрического и электродинамического эффектов. На основе связанных ФС-структур возможно создание перестраиваемых электрическим полем СВЧ фазовращателей и ответвителей [1]. Экспериментально показано, что связь между электрической и магнитной подсистемами дает возможность изменять диэлектрические свойства с помощью магнитного поля для слоистых ФС структур [2], однако связанные ФС структуры в настоящий момент исследованы недостаточно подробно.

В данной работе рассмотрено распространение электромагнитных спиновых волн (ЭМСВ) в латерально связанных мультиферроидных структурах конечной ширины, образованных из тонкопленочных магнитных волноводов с сегнетоэлектрической нагрузкой. Рассмотрены магнитные волноводы толщиной 10 мкм и шириной 200 мкм, зазор между волноводами составляет 40 мкм. Располагающийся на волноводах сегнетоэлектрический (СЭ) слой имеет толщину 200 мкм и ширину 840 мкм. Рассматривается распространение поверхностной волны в пленке в направлении оси z . Внешнее магнитное поле H_0 направлено вдоль положительного направления оси x и составляет 1800 Э. Численное моделирование проводилось методом конечных элементов (МКЭ), реализованным в пакете программ COMSOL Multiphysics 4.3. Расчетная область для численного моделирования и распределение первых собственных мод для данной структуры показана на рис. 1.

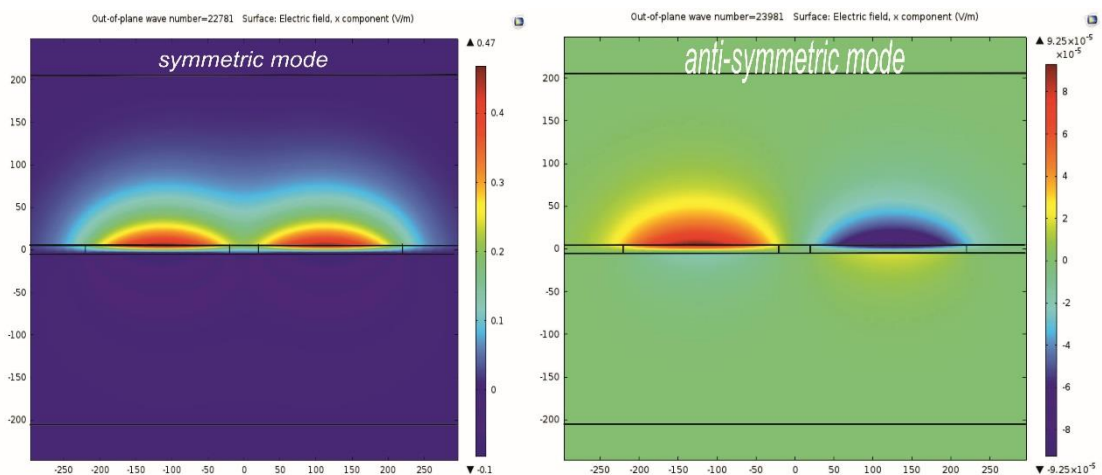


Рис. 1. Расчетная область и пространственное распределение компоненты поля E_x для собственных симметричных и антисимметричных мод связанной структуры

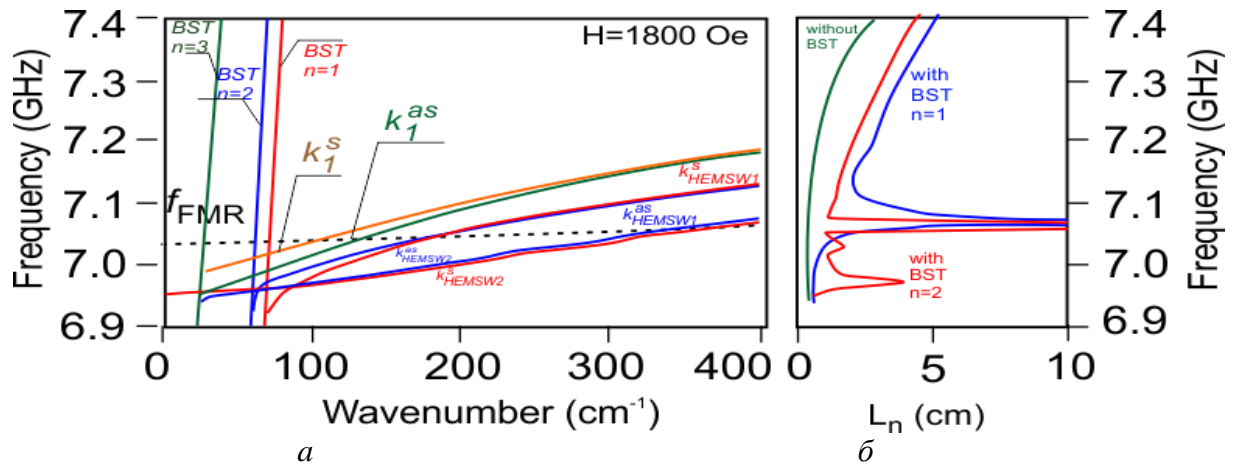


Рис. 2. а) Рассчитанные дисперсионные характеристики первых двух симметричных собственных мод для структуры с сегнетоэлектрическим слоем и для структуры без сегнетоэлектрика; б) Частотная зависимость периода перекачки мощности между связанными волноводами в случае наличия сегнетоэлектрика и без него.

С помощью МКЭ проводился расчет спектра собственных мод. На рис.2а показаны дисперсионные характеристики для первой и второй поперечных симметричных и антисимметричных мод в случае наличия сегнетоэлектрического слоя и без него. Видно, что влияние сегнетоэлектрической нагрузки приводит к увеличению значений продольного волнового числа, также наблюдается пересечение дисперсионных характеристик симметричной и антисимметричной моды на частоте 7.07 ГГц.

Как известно, период перекачки мощности между волноводами для каждой из поперечных мод определяется соотношением:

$$L_b = \frac{2\pi}{|K_n^s - K_n^{as}|},$$

где K_n^s – волновое число n -ой симметричной моды, K_n^{as} – волновое число n -ой антисимметричной моды. На рисунке 2б приведена частотная зависимость периода перекачки энергии для первой собственной моды. В случае отсутствия СЭ слоя видно возрастание периода биений с ростом частоты, но при внесении СЭ нагрузки, при частоте ниже ФМР имеется область сильного возрастания L , связанная с пересечением дисперсионных характеристик. С увеличением частоты реализуется предельный случай, соответствующий отсутствию СЭ нагрузки.

Таким образом, было проведено численное моделирование динамики распространения волн в системе двух латерально связанных ЖИГ-волноводов с сегнетоэлектрической нагрузкой. Построены дисперсионные характеристики, исследовано распределение полей собственных мод ЭМСВ, обнаружены изменения картины зависимости периода биений от частоты в случае наличия сегнетоэлектрика. Показана возможность двойного управления периодом перекачки в рассматриваемой структуре.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-60093, 16-37-00217, 14-02-00976), РНФ(16-19-10283) и стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nan Ce-Wen et. al. J. Appl. Phys. 103 (2008) 031101.
2. Semenov A.A., et al. APL 88 (2006) 033503.