

## СПИНТРОНИКА И МАГНОНИКА

<b>Дисперсионные поверхности поверхностных спиновых волн с учетом затухания</b>	
<i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус</i> .....	3
<b>Управление спектром магнитостатических волн в индуцированном деформациями магнотно-кристаллическом микроволноводе</b>	
<i>А.А. Грачев, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, Ю.П. Шараевский, А.А. Сердобинцев, Д.М. Митин, С.А. Никитов</i> .....	7
<b>Влияние антиферродисторсии и электрического поля на спектр электромагнонов в перовскитоподобном мультиферроике феррите висмута</b>	
<i>М.Д. Давыдова, К.А. Звездин, А.А. Мухин, А.К. Звездин</i> .....	9
<b>Магнотонный кристалл с динамическим line-дефектом</b>	
<i>А.Н. Литвиненко, С.В. Гришин</i> .....	11
<b>Нелинейная динамика спиновых волн в латеральных магнитных микроволноводах</b>	
<i>С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин</i> .....	15
<b>Обратный спиновый эффект Холла в гетероструктурах типа "Наноструктурированный ферромагнетик / Топологический изолятор"</b>	
<i>П.Н. Петров, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i> .....	17
<b>Стрэйнтронные и магнитоэлектрические эффекты в редкоземельных гранатах</b>	
<i>А.И. Попов, Ч.К. Сабденов, К.А. Звездин</i> .....	19
<b>Динамический ответитель мощности на основе Т-образного ферромагнитного волновода</b>	
<i>Д.В. Романенко, Ю.Е. Жеребцова, А. Н. Литвиненко, С.В. Гришин</i> .....	21
<b>Возбуждение спиновых волн в пленках ферритов-гранатов периодической последовательностью лазерных импульсов</b>	
<i>И.В. Савочкин, М. Jäckl, В.И. Белотелов, И.А. Акимов, М.А. Кожяев, Д.А. Сылгачева, А.И. Чернов, А.Н. Шапошников, А.Р. Прокопов, В.Н. Бержанский, Д.Р. Яковлев, А.К. Звездин, М. Bayer</i> .....	23
<b>Спиновый диодный эффект</b>	
<i>П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i> .....	25
<b>Бифуркации в системе внешней синхронизации спин-трансферного наноосциллятора</b>	
<i>П.А. Стремоухов, А.Р. Сафин</i> .....	26

**Магнитооптический модулятор с локальным управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта**

*Н.Е. Хохлов, А.Е. Храмова, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых,  
А.В. Николаев, А.П. Пятаков, В.И. Белотелов ..... 28*

**Спиновый диод с двойным антиферромагнитным закреплением**

*А.А. Худорожков, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин ..... 30*

## Дисперсионные поверхности поверхностных спиновых волн с учетом затухания

А.Ю. Анненков, С.В. Герус

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал)

Российская академия наук

E-mail: [amts-f@mail.ru](mailto:amts-f@mail.ru)

Затухание спиновых волн (СВ) в подмагниченной ферритовой плёнке можно учесть, если в уравнение движения магнитного момента ввести диссипативное слагаемое в форме Ландау–Лифшица:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} - \frac{\alpha \gamma}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}$  – плотность магнитного момента;  $\mathbf{H}$  – магнитное поле;  $\gamma$  – гиромагнитное отношение;  $\alpha$  – константа диссипации.

Для расчёта задачи о распространении СВ уравнения движения решаются совместно с уравнениями Максвелла. В большинстве рассматриваемых ситуаций скорость распространения СВ много меньше скорости света, поэтому их характеристики обычно рассчитываются на основе уравнений Максвелла в магнитостатическом приближении [1–5]. По этой причине указанные волны называют также магнитостатическими.

В [3] на основе уравнения (1) было показано, что для учёта диссипации не обязательно решать заново ту или иную волновую задачу с граничными условиями. Можно на любом этапе вычислений заменить величину поля подмагничивания  $H_0$  на  $H_0 + i\alpha\omega/\gamma$ . В результате получим дисперсионное соотношение для исследуемых волн, в котором будет корректно учтено последнее диссипативное слагаемое уравнения (1).

Влияние диссипации на дисперсионные характеристики ПСВ, распространяющихся в одном определённом направлении, рассмотрено в [6]. Цель данной работы – рассмотреть влияние диссипации для всех остальных возможных направлений распространения волн.

Будем искать решение для ПСВ в виде комплексной экспоненты  $A \exp i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$ , где  $\mathbf{k}$  – двумерный волновой вектор, расположенный в плоскости плёнки  $YOZ$ ;  $\mathbf{r}$  – двумерный радиус-вектор, лежащий в той же плоскости;  $\omega$  – частота (см. рис. 1).

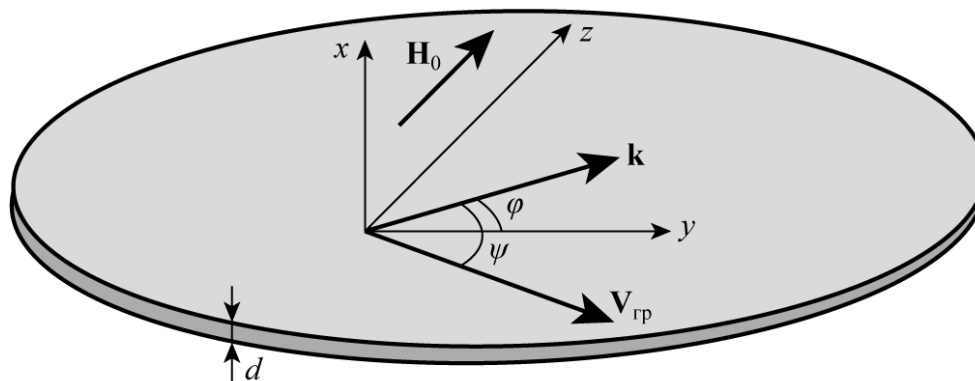


Рис. 1. Взаимное расположение ферритовой пленки и основных рассматриваемых векторов

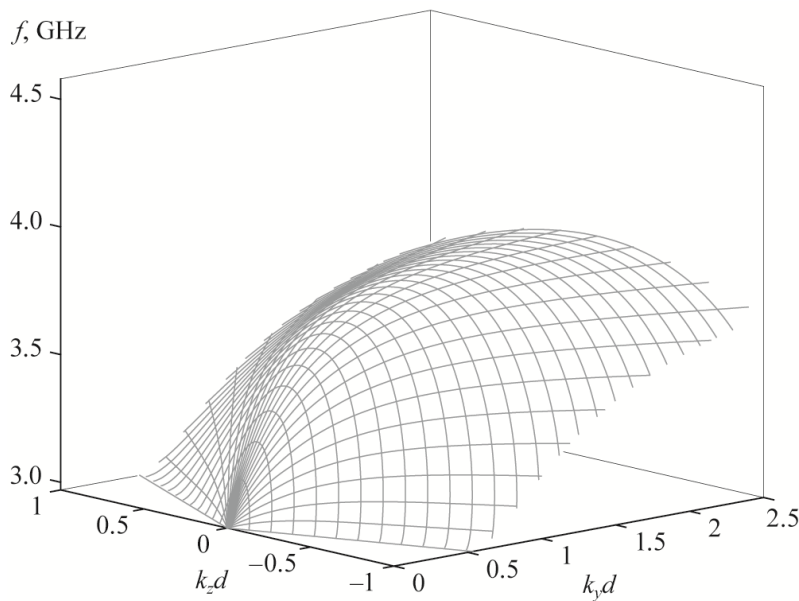
Процедуру получения дисперсионного уравнения для ПСВ без учёта диссипации можно найти в ряде работ [1–4, 7], поэтому опустим постановку и решение граничной волновой задачи и сразу запишем дисперсионное уравнение в окончательном виде:

$$kd = 0.5\sqrt{F} \ln P, \quad (2)$$

где  $F = \mu / (1 + (\mu - 1) \cos^2 \varphi)$ ;  $P = \frac{(1 - \mu / \sqrt{F})^2 - v^2 \cos^2 \varphi}{(1 + \mu / \sqrt{F})^2 - v^2 \cos^2 \varphi}$ ;  $\mu$  и  $iv$  – компоненты

тензора магнитной проницаемости:  $\mu = 1 + \omega_H \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $v = \omega \omega_M / (\omega_H^2 - \omega^2)$ ,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\gamma\pi M_0$ ,  $M_0$  – намагниченность насыщения,  $d$  – толщина ферромагнитной плёнки.

Уравнение (2) описывает дисперсионную поверхность при отсутствии диссипации, приведенную на рис. 2 [1]. ПСВ существуют в диапазоне частот от  $\omega_1 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$  до  $\omega_2 = \omega_H + \omega_M / 2$  и в диапазоне углов  $\varphi$  от  $-\varphi_1$  до  $+\varphi_1$ , где  $\varphi_1 = \arctg \sqrt{\omega_M / \omega_H}$ .



**Рис. 2.** Вид дисперсионной поверхности ПСВ при отсутствии затухания (сетка состоит из линий равных углов и линий равных величин  $k'$ )

Как указывалось выше, для учёта диссипации произведём замену  $H_0$  на  $H_0 + i\alpha\omega/\gamma$ . После такой замены функции  $F$  и  $P$  становятся комплексными. В результате в качестве решения дисперсионного уравнения (2) получаем величину волнового вектора в комплексном виде  $\mathbf{k} = \mathbf{k}' - i\mathbf{k}''$ . Ферритовая плёнка предполагается однородной, вследствие чего векторы  $\mathbf{k}'$  и  $\mathbf{k}''$ , описывающие распространение плоской волны, должны быть коллинеарными, и их направление описывается одним и тем же углом  $\varphi$ .

Отметим некоторые особенности уравнения (2), которые возникают благодаря произведению комплексных функций корня и логарифма. Представим комплексные функции  $F$  и  $P$  в виде  $F = |F| \exp(i\theta)$ ,  $P = |P| \exp(-i\zeta)$ . Тогда решение уравнения (2) для волн, бегущих в первом квадранте осей  $YZ$ , с учётом свойств упомянутых комплексных функций будет таким:

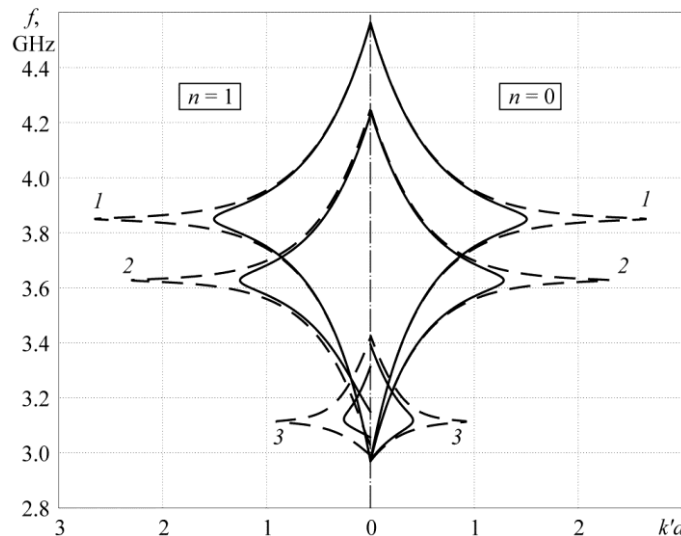
$$\begin{aligned} k'd &= 0.5\sqrt{|F|} \left[ \ln|P| \cdot \cos \frac{\theta}{2} + (\zeta + 2\pi n) \cdot \sin \frac{\theta}{2} \right], \\ k''d &= 0.5\sqrt{|F|} \left[ -\ln|P| \cdot \sin \frac{\theta}{2} + (\zeta + 2\pi n) \cdot \cos \frac{\theta}{2} \right], \quad n = 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Знак перед корнем и у целочисленных значений  $n$  выбран с учётом того, что волновое решение должно быть затухающим на бесконечности, то есть коэффициент затухания  $k''$  должен быть положительным. Аналогичным образом записываются решения для других квадрантов.

Согласно формулам (3) решение для ПСВ перестаёт быть единственным, как это было при отсутствии диссипации. Формально появляется бесконечное число мод, пронумерованных целочисленным параметром  $n$ . Моды эти при  $n \neq 0$  являются практически затухающими с коэффициентом затухания, растущим пропорционально  $n$ :  $k'' \sim \pi n/d$ . Слабозатухающей остаётся только первая мода с  $n = 0$ , да и то, как будет видно из дальнейшего, в определённом диапазоне частот.

Несмотря на то, что мнимая добавка, описывающая диссипацию, является малой величиной по сравнению с полем подмагничивания ( $\alpha\omega/\gamma \ll H_0$ ), получить решение задачи разложением по этому малому параметру нельзя, так как у знаменателя функции  $P$  в определённых диапазонах частот и углов реальная часть меняет знак, что при наличии мнимой части и приводит к существенному изменению вида решения дисперсионного уравнения (2).

Решение уравнения (2) искалось численными методами в программном пакете Matlab. На рис. 2 показаны дисперсионные зависимости ПСВ для разных направлений волнового вектора  $\mathbf{k}'$  при  $n = 0$  (правая часть графика) и  $n = 1$  (левая часть графика). Пунктиром обозначен случай малой константы диссипации, сплошной линией – большой, но достаточной для распространения волн.



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые ПСВ для разных направлений  $\varphi$  вектора  $\mathbf{k}'$ :  $\varphi = 0^\circ$  (1);  $25^\circ$  (2);  $50^\circ$  (3);  $\alpha = 0.01$  (сплошные кривые);  $\alpha = 0.001$  (пунктир);  $H_0 = 500$  Oe;  $4\pi M_0 = 1750$  Gs;  $f = \omega/2\pi$ ;  $n$  – параметр из уравнения (3)

На рис. 3 изображена дисперсионная поверхность при наличии диссипации для случая  $n = 0$ . Видно, что она существенно отличается от поверхности на рис. 2. Диссипация приводит к тому, что из всей бесконечной поверхности, которая была при  $\alpha = 0$ , вырезается конечная площадка, ограниченная некоторой овальной кривой (показана пунктиром), за пределами которой ПСВ не существует. При этом дисперсионная поверхность становится двойной. В нижней частотной области дисперсионная кривая для каждого заданного угла  $\varphi$  имеет положительный наклон, в верхней – отрицательный. Прямая волна с положительной производной  $d\omega/d\mathbf{k}'$ , как было показано выше, имеет небольшое затухание, пропорциональное малой константе диссипации  $\alpha$ . Обратная волна – затухающая, у неё величина  $k''$  такого же порядка, как

и  $k'$ . Несмотря на то, что дисперсионная поверхность на рис. 3 состоит как бы из двух поверхностей, тем не менее зависимость волнового числа от частоты для любого угла  $\varphi$  является однозначной функцией.

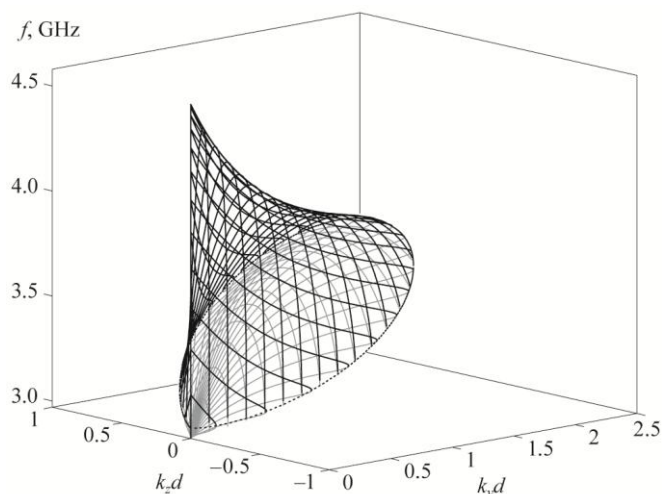


Рис. 3. Вид дисперсионной поверхности ПСВ для первой моды ( $n = 0$ ) и параметре затухания  $\alpha = 0,01$

Как видно, при  $n = 0$  дисперсионная поверхность представляет собой две дисперсионные поверхности: одна с положительным наклоном для каждого угла  $\varphi$  и малым затуханием, ограниченная по площади некоторой овальной кривой; вторая в виде колпачка с той же ограничивающей кривой оказывается как бы надетой на первую. Дисперсионные кривые второй поверхности для каждого угла  $\varphi$  обладают отрицательным наклоном. Волны, соответствующие второй поверхности, являются обратными и имеют большой коэффициент затухания. Каждому последующему номеру  $n$  также соответствует своя двойная дисперсионная поверхность. Эти поверхности практически совпадают с поверхностью для  $n = 0$  на больших частотах и при малых  $\alpha$ , и не очень сильно, но все же различаются на малых частотах и при больших  $\alpha$ . Заметное отличие этих волн от случая  $n = 0$  состоит в том, что затухание как обратных, так и прямых волн велико.

Таким образом, показано, что учёт диссипации приводит к существенному изменению вида дисперсионных характеристик ПСВ, распространяющихся в произвольных направлениях в намагниченной ферритовой плёнке.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-07-00332.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.W. Damon, J.R. Eshbach // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308–320.
2. Б. Лакс, К. Баттон. «Сверхвысокочастотные ферриты и ферритмагнетики». М.: Мир, 1965.
3. А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. «Магнитные колебания и волны». М.: Физматлит, 1994.
4. Г.А. Вугальтер, П.А. Гишинский // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 10. С. 1187–1220.
5. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. «Спиновые волны». М.: Наука, 1967.
6. С.А. Вызулин, А.Э. Розенсон, С.А. Шех // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36. № 1. С. 164–168.
7. Ю.И. Беспятых, В.И. Зубков, В.В. Тарасенко // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 140–146.

## Управление спектром магнитоэлектрических волн в индуцированном деформациями магнито-кристаллическом микроволноводе

А.А. Грачев<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, Е.Н. Бегинин<sup>1</sup>, Ю.П. Шараевский<sup>1</sup>,  
А.А. Сердобинцев<sup>1</sup>, Д.М. Митин<sup>1</sup>, С.А. Никитов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
[andrew.a.grachev@gmail.com](mailto:andrew.a.grachev@gmail.com)

Тонкие плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) демонстрируют значительно меньшие значения затухания спиновых волн (СВ) по сравнению с металлическими магнитными плёнками. Длина распространения СВ в магнитных ЖИГ микроволноводах и магнетонных кристаллах (МК) составляет величину порядка единиц миллиметров при комнатной температуре [1,2]. Таким образом, использование тонких ЖИГ микроструктур открывает альтернативу для обработки сигналов с помощью спиновых волн, на основе магнетонных сетей. Управление перестройкой частоты с помощью магнитного поля для устройств магноники происходит медленно и требует большого расхода энергии. Возможность перестройки электрическим полем ЖИГ-пьезоэлектрических СВЧ устройств [3] позволяет разрабатывать магнетонные волноводы с управляемой деформацией. Электрическое поле вызывает деформацию слоя пьезоэлектрика вследствие обратного пьезоэффекта.

В данной работе с помощью численных и экспериментальных методов исследована динамика спиновых волн, распространяющихся в магнетонном кристалле с пьезоэлектрическим слоем. На рисунке 1 схематически показана рассматриваемая структура, состоящая из гофрированного магнетонного кристалла, полученного с помощью метода лазерной резки из плёнки ЖИГ, толщиной 10 мкм, находящейся на подложке из галлий-гадолиниевого граната. На магнетонном кристалле расположен пьезоэлектрический слой цирконата-титаната свинца.

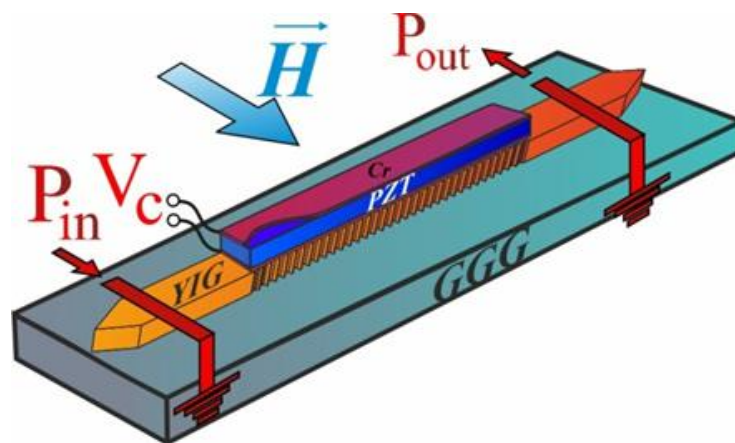


Рис. 1. Схематическое изображение управляемого магнетонного кристалла.

Структура помещена в однородное статическое магнитное поле  $H=1200$  Э, направленного вдоль короткой оси магнетонного кристалла для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ). На поверхности пьезоэлектрического слоя (на стороне, где происходит связь с ЖИГ плёнкой) напылены электроды из хрома, толщиной 50 нм, с помощью метода лазерной резки на данной стороне сформирована система «встречные штыри» для улучшения взаимодействия с

магнетонным кристаллом. На верхней части пьезоэлектрического слоя нанесены электроды из хрома, толщиной 250 нм.

С помощью СВЧ-векторного анализатора цепей и метода Манделштам-Бриллюэновского рассеяния света (БЛС) (путем сканирования зондирующего светового пятна на поверхности магнетонного кристалла) показано, что электрическое поле влечёт за собой образование запрещенной зоны при распространении СВ. Для выяснения причины формирования наблюдаемой запрещенной зоны, было произведено численное исследование методом микромагнитного моделирования управляемого магнетонного кристалла.

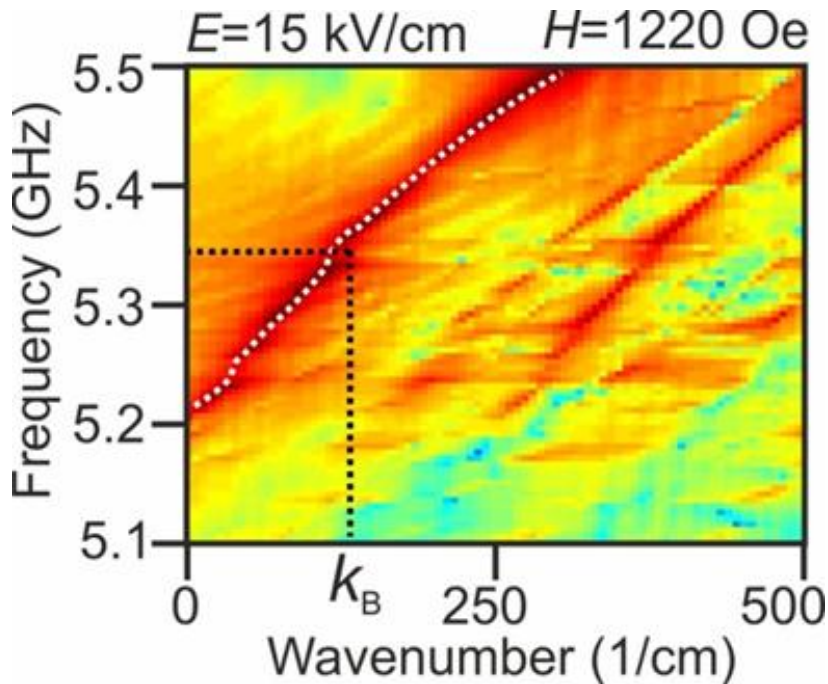


Рис. 2. Дисперсия СВ, измеренная с помощью векторного анализатора цепей (белая пунктирная линия) и карта, рассчитанная методом микромагнитного моделирования.

На рисунке 2 показано, дисперсионная характеристика волны, распространяющейся в магнетонном кристалле, в случае, когда к пьезоэлектрическому слою прикладывалось внешнее электрическое поле ( $E=15$  кВ/см). В экспериментальном и численного эксперименте получено, что частота центра запрещенной зоны  $f = 5.348$  ГГц, что соответствует Брэгговскому волновому числу  $k_B = 125$  см<sup>-1</sup>. Таким образом, показано двойное управление (электрическим и магнитным полями) в слоистой структуре. Перестройка магнитным полем может быть выполнена путем смещения величины внешнего магнитного поля, в то время как перестройка электрическим полем возможна благодаря изменению свойств пьезоэлектрического слоя, путем вариации приложенного электрического поля.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 16-29-14021, 16-37-00217), стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Chumak, et.al. // J. Phys. D. 42. 205005. 2009.
2. M. Vogel, et al. // Nature Phys. 11. 487–491. 2015.
3. Y.K. Fetisov, and G. Srinivasan // Applied Physics Letters. 88. 143503.



## Влияние антиферродисторсии и электрического поля на спектр электромагнонов в перовскитоподобном мультиферроике феррите висмута

М.Д. Давыдова<sup>1</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2</sup>, А.А. Мухин<sup>2</sup>, А.К. Звездин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (ГУ)

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

[davydova@phystech.edu](mailto:davydova@phystech.edu)

Была разработана теория спиновых волн в перовскитоподобных мультиферроиках в однородной фазе. Результаты были применены для описания феррита висмута, перспективного мультиферроика при комнатной температуре, выделяющегося наличием спиновой циклоиды [1] в объемных образцах, большой спонтанной поляризацией и присутствием гигантского линейного магнитоэлектрического эффекта в однородной фазе [2]. В случае феррита висмута спиновая циклоидная структура может быть переведена в однородную приложением сильного магнитного поля, химическим легированием или благодаря механическим напряжениям (например, в эпитаксиальных плёнках).

Для исследования двух низкочастотных магнонных мод использовались динамические уравнения, происходящие из уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в гидродинамическом приближении для двух решёток. В таком случае уравнения динамики являются уравнениями Эйлера-Лангранжа для системы с следующим лагранжианом  $L$  и диссипативной функцией Релея  $R$ :

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \mathbf{H}_t[\mathbf{l}, \dot{\mathbf{l}}] - \Phi(\mathbf{l}, \mathbf{P}, \Omega, \mathbf{H}, \mathbf{E}), \quad R = \alpha \frac{M_0}{\gamma} \dot{\mathbf{l}}^2,$$

где углы  $\mathbf{l}$  – единичный вектор в направлении антиферромагнитного момента  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{H}_t = \mathbf{H} + \mathbf{H}_D$  – полное магнитное поле,  $\mathbf{H}_D = H_D/\Omega_0[\Omega, \mathbf{l}]$  – поле Дзялошинского, выражающееся через антиферродисторсию  $\Omega$ ;  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\chi_{\perp}$  – компонента магнитной восприимчивости, перпендикулярная направлению вектора антиферромагнитного момента в основном состоянии,  $\alpha$  – постоянная затухания.

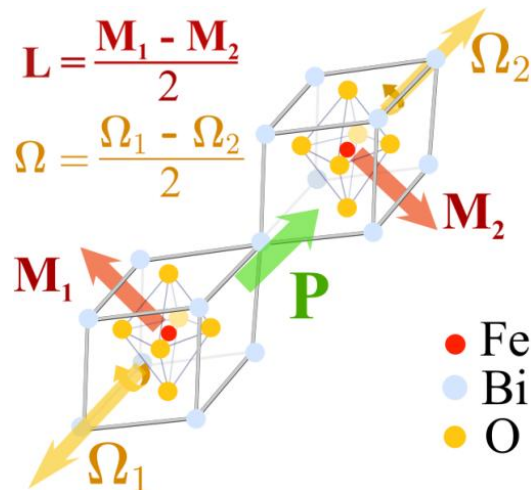


Рис. 1. Элементарная перовскитная ячейка феррита висмута. Ячейка удвоена за счёт антифазного вращения кислородных октаэдров, мерой которого является антиферродисторсия  $\Omega$ . На изображении также отмечены параметры порядка.

Термодинамический потенциал в рамках теории типа Гинзбурга-Ландау представляется в виде инвариантного разложения по комбинациям параметров порядка,

а именно поляризации  $\mathbf{P}$ , антиферродисторсии  $\mathbf{\Omega}$  (см. рис.1) и антиферромагнитного момента  $\mathbf{l}$ ; кроме того, учитывалось влияние внешних магнитного ( $\mathbf{H}$ ) и электрического ( $\mathbf{E}$ ) полей.

Рассматривалась ситуация, когда сильное магнитное поле  $\mathbf{H}_z$  направлено по оси [111] (в псевдокубической системе координат), присутствие которого реализует однородную фазу в мультиферроике. Для обеспечения стабильности основного состояния, для которого  $\mathbf{l}_0 \parallel [-1-12]$ , было учтено дополнительное магнитное поле  $\mathbf{H}_y$ , направленное по оси [1-10]. В результате, с учётом произвольного постоянного электрического поля а также малых динамических добавок к электрическому и магнитному полям были получены уравнения, определяющие спектр магнонов в мультиферроике.

Было показано, что обе магнонные моды могут быть возбуждены электрическим полем, т.е. являются электромагнонами. Показано, что природа возникновения электромагнонов заключается в реориентации антиферродисторсии и поляризации во внешнем переменном электрическом поле. Реориентация антиферродисторсии в электрическом поле, кроме того, является механизмом возникновения линейного магнитоэлектрического эффекта, что демонстрирует связь между магнитоэлектрическим эффектом и влиянием электрического поля на магноны в мультиферроике. Также было исследовано влияние электрического поля на спектр магнонов (рис. 2); в основном это влияние связано с дополнительной анизотропией, индуцированной электрическим полем. Понимание описанных механизмов позволяет предсказать ряд эффектов, таких, как критическое возрастание влияния электрического поля в окрестности ферроэластических фазовых переходов 2 рода [3], комбинация эффектов невязимности и переключения основного состояния по антиферромагнитному моменту  $\mathbf{l}$  внешним полем.

Понимание природы и свойств электромагнонов в мультиферриках и, в частности, в феррите висмута, а также влияния электрического поля на спектр магнонов является важным для разработки перспективных устройств магноники и спинтроники [4].

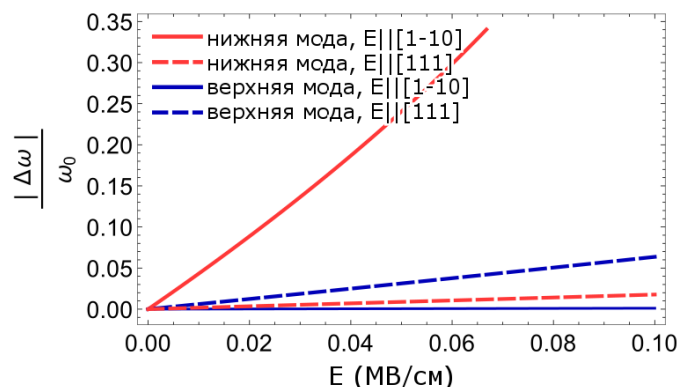


Рис. 2. Влияние электрического поля на спектр магнонов для различных направлений.  $\omega_0$  – частота соответствующей несмещённой моды.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.F. Popkov et al. // Physical Review B. – 2015. – Т. 92. – №. 14. – С. 140414.
2. A.F. Popkov et al. // Physical Review B. – 2016. – Т. 93. – №. 9. – С. 094435.
3. N.E. Kulagin et al. // Physics of the Solid State. – 2015. – Т. 57. – №. 5. – С. 933.
4. J.T. Heron et al. // Nature. – 2014. – Т. 516. – №. 7531. – С. 37.

## **Магنونный кристалл с динамическим line-дефектом**

А.Н. Литвиненко, С.В. Гришин  
Саратовский государственный университет  
[litvinenkoan@gmail.com](mailto:litvinenkoan@gmail.com)

В настоящее время большой интерес вызывают периодические структуры микронных или субмикронных размеров на основе ферромагнитных пленок - магنونные кристаллы (МК) [1]. В таких кристаллах распространяются волны намагниченности, известные как спиновые волны, аналогами которых являются квазичастицы - магноны. Наличие у МК пространственного периода приводит к возникновению в спектре спиновых волн запрещенных зон для волновых чисел, удовлетворяющих условию брэгговского резонанса [2]. В отличие от фотонных кристаллов, которые используются в оптических системах связи [2], МК являются привлекательными объектами для создания устройств обработки и генерации сигналов микроволнового диапазона длин волн [3, 4]. В этом случае актуальной является задача управления характеристиками запрещенных зон (их плотностью, шириной и др.). К настоящему времени предложены различные способы управления характеристиками запрещенных зон, которые осуществляются за счёт изменения либо геометрических и магнитных параметров периодических структур [5], либо симметрии [6] и граничных условий на поверхности МК [7], либо мощности сигнала на входе МК [4].

Помимо перечисленных способов для управления запрещенными зонами используются дефекты, которые создаются в периодической структуре либо за счет нарушения ее периодичности в некоторой области, размеры которой сопоставимы с пространственным периодом МК, - локальные дефекты, либо за счет создания однородной области, размеры которой намного превышают период МК, - распределенные дефекты или line-дефекты. В этом случае периодическая решетка в зависимости от числа line-дефектов разделяется на две и более периодические структуры, между которыми (в областях line-дефектов) присутствуют участки однородной ферромагнитной пленки.

До настоящего времени большинство работ было посвящено исследованию влияния локальных дефектов на характеристики запрещенных зон МК [8, 9]. Наличие таких дефектов приводит к формированию узких полос пропускания внутри запрещенных зон. В отличие от МК с локальными дефектами, МК с line-дефектами начали исследоваться сравнительно недавно [10-13]. Было показано, что наличие у периодической структуры line-дефекта приводит к исчезновению запрещенной зоны в спектре спиновых волн и к локализации волнового пучка в области line-дефекта в направлении распространения спиновой волны. Такая ситуация наблюдается в 2D МК как микронных размеров на основе пленки ЖИГ [10], так и нанометровых размеров на основе пленки CoFe [11]. Практически полное исчезновение запрещенной зоны наблюдается также и в 1D МК с несколькими line-дефектами вследствие локализации волнового пучка спиновых волн в областях line-дефектов [12]. Кроме того, в работе [13] было показано, что механическое изменение ширины line-дефекта в 1D МК приводит к сдвигу запрещенной зоны либо вниз, либо вверх по частоте в зависимости от ширины line-дефекта.

Наиболее привлекательным способом управления запрещенными зонами является использование постоянного электрического тока [14-17]. Магنونные кристаллы, в основе функционирования которых лежит использование постоянного тока, получили название динамических магنونных кристаллов. Постоянный ток может либо создавать периодичность, например, за счет периодической модуляции внутреннего магнитного

поля ферромагнетика [14], либо устранять влияние периодичности ферромагнитной структуры на спектр спиновых волн [17]. Кроме того, постоянный ток, прикладываемый к тонкой пленке Au, напыленной на поверхность однородной ферромагнитной пленки, может задавать направление распространения спиновых волн в ферромагнитной пленке в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля. На таком принципе управления спиновыми волнами в работе [18] был реализован спин-волновой мультиплексор.

В последние годы бурное развитие получило новое направление, занимающееся изучением взаимодействия магнонов со спин-поляризованным током и получившее название магнонной спинтронике [19]. Указанное взаимодействие является наиболее эффективным в слоистых тонкопленочных структурах типа «ферромагнитный металл/нормальный металл» [20] или «ферромагнитный диэлектрик/нормальный металл» [21], когда толщины металлических и ферромагнитных пленок имеют значения порядка единиц-десятков нанометров. Подача постоянного тока на тонкую металлическую пленку, относящуюся к группе нормальных металлов (Pt, Au), приводит к возникновению на ее поверхности спин-поляризованного тока за счет прямого спин-Холл эффекта. Было установлено, что изменение полярности спин-поляризованного тока обуславливает либо увеличение, либо уменьшение уровня потерь спиновых волн, причем данный эффект наблюдается при значениях постоянного тока от единиц до десятков миллиампера. Все полученные в магнонной спинтронике результаты относятся, в основном, к однородным ферромагнитным пленкам. В тоже время вопросы, связанные с влиянием спин-поляризованного тока на распространение спиновых волн в периодических ферромагнитных микроструктурах, до сих пор не рассматривались.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния спин-поляризованного тока на распространение магнитостатических спиновых волн (МСВ) в магнонном кристалле с динамическим line-дефектом. Показано, что использование в области line-дефекта металлических пленок Pt и Cu приводит к принципиально разному управлению запрещенными зонами при подаче на металлические пленки постоянного тока.

На Рис. 1 приведены схематические изображение МК с line-дефектом, в области которого находится металлическая пленка Cu или Pt. Магнонный кристалл с line-дефектом сформирован на поверхности пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) длиной  $L_0=10$  мм, шириной  $w_0=4$  мм с использованием методов фотолитографии и травления. Проводящие пленки Pt и Cu напылены на поверхность пленки ЖИГ и располагаются вдоль оси симметрии line-дефекта. Таким образом, исследуемый МК состоит из двух периодических структур, характеризующихся одинаковым периодом  $T=200$  мкм, шириной столбиков и канавок  $w_{cr}=w_{gr}=100$  мкм и глубиной травления канавок  $s=1$  мкм. Обе периодические структуры имеют одинаковую длину  $L_1=4.1$  мм (20.5T), ширину  $w_1=1$  мм и отделены друг от друга областью однородной пленки ЖИГ шириной  $w_3=w_1$ , выступающей в роли line-дефекта. Толщина пленки Cu  $d_{cu}=220$  нм, а толщина пленки Pt  $d_{pt}=70$  нм, что значительно меньше толщины скин-слоя для выбранных материалов на частотах ниже 3 ГГц. Длина обеих проводящих пленок  $L_2=5$  мм, а их ширина  $w_2=400$  мкм. Для возбуждения и приема МСВ используются микрополосковые преобразователи шириной 30 мкм, которые располагаются на поверхности пленки ЖИГ перпендикулярно line-дефекту на расстоянии 7 мм друг относительно друга. Внешнее постоянное магнитное поле  $\vec{H}_0$  приложено параллельно микрополосковым преобразователям так, что в пленке ЖИГ распространяется поверхностная МСВ (ПМСВ). Пленка ЖИГ выращена методом жидкофазной

эпитаксии на подложке из гадолиний галлиевого граната, характеризуется толщиной  $d=10$  мкм и намагниченностью насыщения  $4\pi M_0=1750$  Гс.

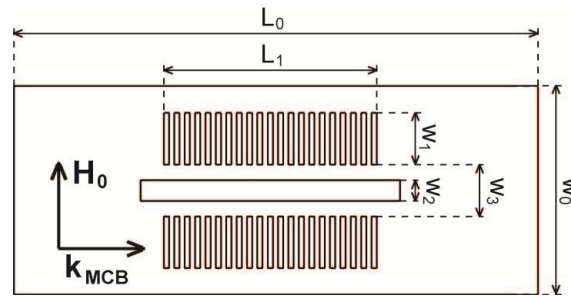


Рис. 1 Схематическое изображение магнетонного кристалла, в области line-дефекта которого располагается металлическая пленка.

На Рис. 2 приведены амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) МК с line-дефектом, измеренные в отсутствие и при подаче постоянного тока разной полярности на пленки Cu и Pt. В обоих случаях величина постоянного тока, не превышающая  $\pm 100$  мА, приводит к небольшому сдвигу АЧХ линии передачи в сторону низких частот, что связано с возникновением градиента температуры на поверхности пленки ЖИГ за счет ее локального нагрева постоянным током [21]. При подаче постоянного тока  $I_1=\pm 90$  мА на пленку Cu наблюдается появление дополнительной запрещенной зоны на частотах ниже первой запрещенной зоны, причем уровень ослабления сигнала на частотах обеих запрещенных зон (первой и дополнительной) сильно зависит от полярности постоянного тока: при положительной полярности тока уровень ослабления является максимальным, а при отрицательной полярности становится минимальным. Подача постоянного тока  $I_2=\pm 70$  мА на пленку Pt не приводит к появлению дополнительной запрещенной зоны, а, наоборот, обуславливает уменьшение уровня потерь на частоте первой запрещенной зоны вплоть до ее полного исчезновения. В отличие от предыдущего случая уровень потерь на частоте первой запрещенной зоны не имеет ярко выраженной зависимости от полярности постоянного тока. Кроме того, на высокочастотном крае АЧХ (в области больших волновых чисел ПМСВ) при подаче постоянного тока на пленку Pt наблюдается уменьшение уровня потерь ПМСВ на величину  $\sim 10$  дБ.

Наблюдаемые различия в поведении запрещенных зон при подаче постоянного тока на пленки Pt и Cu можно объяснить только наличием или отсутствием в этих пленках спин-Холл эффекта. Как известно, в пленке Cu спин-Холл эффект отсутствует, поэтому трансформация запрещенных зон здесь обусловлена трансформацией внутреннего магнитного поля, которое при  $I_1=\pm 90$  мА может изменяться на величину  $\sim 100$  Э [18]. В этом случае изменение полярности тока влияет на величину внутреннего магнитного поля и, как следствие этого, на уровень ослабления запрещенных зон. В пленке Pt спин-Холл эффект присутствует и является наиболее ярко выраженным при толщине  $\sim 10$  нм. Наличие в пленке Pt спин-Холл эффекта приводит к образованию спин-поляризованного тока, эффективность взаимодействия которого с МСВ возрастает с уменьшением толщины пленки ЖИГ. Отметим, что взаимодействие спин-поляризованного тока с МСВ наблюдалось ранее и в пленках ЖИГ микронных размеров, в которых потери МСВ по-разному зависели от полярности постоянного тока [21]. В нашем случае, зависимость уровня потерь запрещенной зоны от полярности тока не наблюдается, что связано, по всей видимости, с особенностями взаимодействия МСВ на частотах брегговских резонансов со спин-поляризованным током.

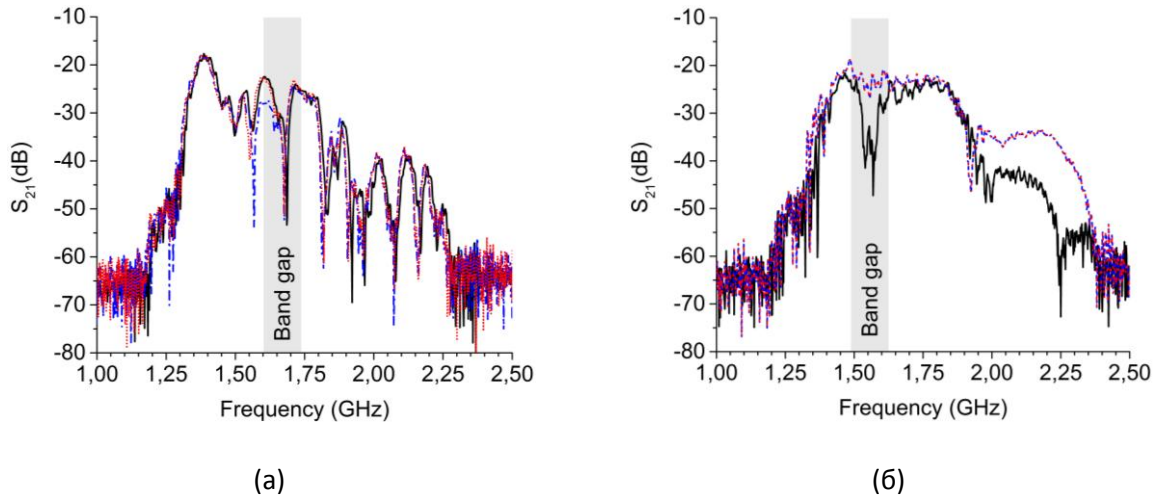


Рис. 2 АЧХ МК с line-дефектом, в области которого находятся пленка Cu (а) и Pt (б). Сплошные линии на обоих рисунках соответствуют АЧХ, измеренным в отсутствие постоянного тока, штрихпунктирные линии при подаче тока положительной полярности, а пунктирные линии – при подаче тока отрицательной полярности.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты указывают на возможность управления запрещенными зонами за счет спин-Холл эффекта, который приводит к взаимодействию спин-поляризованного тока с ПМСВ, распространяющейся в МК с динамическим line-дефектом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-19-1028).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Krawczyk, D. Grundler // *J. Phys.: Cond. Matter*. 2014. V. 26. P. 123202.
2. R. Kashyap “Fiber Bragg Gratings”. San Diego: Acad. Press., 1999.
3. Sang-Koog Kim, Ki-Suk Lee, Dong-Soo Han // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. No 8. P. 082507.
4. A.B. Ustinov, A.V. Drozdovskii, B.A. Kalinikos // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. No 14. P. 142513.
5. M. Arikian et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. V. 46. P. 135003.
6. J.W. Kłos et al. // *Phys. Rev. B*. 2014. V. 89. P. 014406.
7. E.N. Beginin et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. No 25. P. 252412.
8. V.V. Kruglyak et al. // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. No 8. P. 08C906.
9. Y. Filimonov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. No 24. P. 242408.
10. K.H. Chi, Y. Zhu, C.S. Tsai // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. No 17. P. 17D125.
11. B.T. Schwarze, D. Grundler // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. No 22. P. 222412.
12. A.V. Sadvnikov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 108. No 17. P. 172411.
13. M.A. Morozova et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. P. 242402.
14. A.V. Chumak et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. V. 42. P. 205005.
15. A.V. Chumak // *Nat. Commun.* 2010. V. 1. P. 141.
16. A.D. Karenowska // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 015505.
17. A. Nikitin // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106. P. 102405.
18. K. Vogt et al. // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. P. 3727.
19. A.V. Chumak et al. // *Nat. Phys.* 2015. V. 11. P. 453.
20. V.E. Demidov et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. No 17. P. 172501.
21. E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S.M. Rezende // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. No 19. P. 192511.

## Нелинейная динамика спиновых волн в латеральных магнитных микроволноводах

С.А. Одинцов, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин  
Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского  
[Odinoff@gmail.com](mailto:Odinoff@gmail.com)

В последнее время является актуальной разработка магнотронных микро- и наноразмерных элементов, которая приводит к созданию функциональных устройств для разработки элементов межсоединений в планарных топологиях магнотронных сетей [1-3]. Магнитные волноводы используются для управления спиновыми волнами на микро и наномасштабе из-за возможности управления дисперсией мод. Уникальные особенности магнитных материалов обеспечивают парадигму технологии обработки сигналов, основанную на распространяющихся спиновых волнах [3]. Направленный ответвитель может быть изготовлен с использованием латеральных магнитных микроволноводов [4] и / или магнотронных кристаллов [5]. Ранее было показано, что латерально связанные ограниченные магнитные микроволноводы могут быть предложены в качестве альтернативного подхода к методам частотной фильтрации [4].

Таким образом, в настоящей работе проведено экспериментальное и численное исследование интенсивности, зависящей от нелинейного переключения спиновых волн в латерально связанных магнотронных полосах.

На рис. 1 показана схема нелинейного магнотронного элемента связи, который был изготовлен с помощью лазерного скрайбирования на поверхности пленки железиттриевого граната (YIG) толщиной 10 мкм на подложке гадолиний-галлиевого граната (GGG). Ширина обоих волноводов была  $w = 200$  мкм. Расстояние между микроволноводами  $S1$  и  $S2$  составляло 40 мкм. Длина магнитных микроволноводов составляла 7 мм для  $S1$  и 5 мм для  $S2$ . Длина связи составляла  $b = 5$  мм. Для возбуждения спиновой волны использовался СВЧ-преобразователь шириной 35 мкм и длиной 2 мм. Входные преобразователи были прикреплены к полоске  $S1$ . Структура была помещена в однородное статическое магнитное поле  $H = 1200$  Э, ориентированное вдоль короткой оси каждого микроволновода для эффективного возбуждения направляемой магнитоэлектронной поверхностной волны (MSSW). С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской, была измерена двумерная карта интенсивности спиновых волн, распространяющихся в каждой полосе.

На рис. 1 также показана двумерная пространственная карта интенсивности спиновой волны на частоте 5.1 ГГц. Карта интенсивности была получена путём сканирования зондирующего светового пятна на поверхности плёнок с пространственным разрешением 25 мкм и затем интегрированием с периодом 2 мкс.

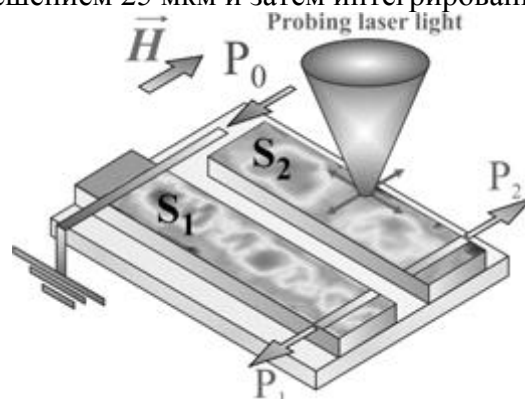


Рис. 1. Схематическое изображение нелинейного магнотронного ответвителя и двумерная карта интенсивности спиновой волны.

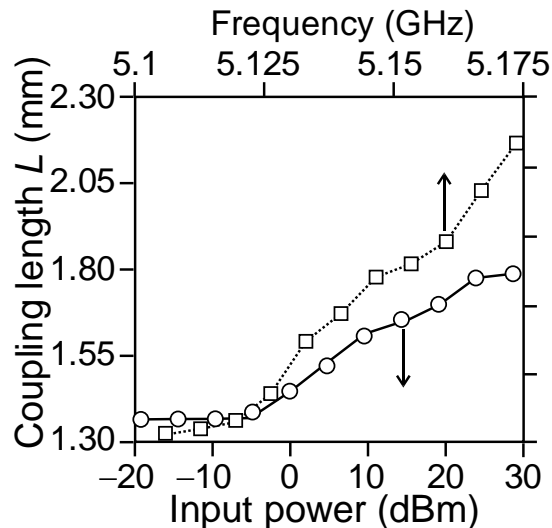


Рис. 2. Зависимость длины перекачки от мощности (сплошная линия) входного сигнала и от частоты (штрихованная линия) входного сигнала

периодическим образом с пространственным периодом, равным удвоенной длине связи -  $2L$ . На рис. 2 приведены зависимость длины перекачки от мощности (сплошная линия) входного сигнала и от частоты (штрихованная линия) входного сигнала. Стоит также отметить, что  $L$  увеличивается с увеличением уровня входной мощности. Таким образом, мы видим, что увеличение уровня входного СВЧ-сигнала приводит к изменению коэффициента передачи мощности между магнитными микроволноводами. Затем, чтобы выяснить механизм связи между полосами, мы проводим микромагнитное исследование распространения спиновых волн вдоль латеральных волноводов. Также был произведён численный расчет зависимости длины связи, зависящей от мощности на основе двух связанных уравнений Ландау-Гинзбурга [6]. Феноменологический параметр нелинейного затухания был получен из сравнения экспериментальных и теоретических данных.

Таким образом, был выявлен механизм нелинейной спин-волновой связи между латеральными микроволноводами. Показано, что необходимо учитывать многомодовую связь между волноводами. Также продемонстрировано, что увеличение мощности спиновой волны ведёт к изменению длины перекачки. Таким образом, в латеральных магнитных микроволноводах возможно нелинейное переключение, которое можно использовать в планарной топологии магнетонных сетей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (16-37-00217, 16-02-00789), РФФИ (16-19-10283), стипендии (СП-313.2015.5) и гранта (МК-5837.2016.9) Президента РФ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Nikitov et. al. "Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics" // Phys. Usp. 58 (10) (2015).
- 2 V.E. Demidov et. al. "Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection" // Sci. Rep. 5, 8578 (2015).
3. A.V. Chumak et. al. "Magnon spintronics" // Nature Physics 11, 453–461 (2015).
4. A.V. Sadovnikov et. al. "Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes" // Applied Physics Letters 107, 202405 (2015).
- 5.A.V. Sadovnikov et. al. "Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals" // Applied Physics Letters 109, 042407 (2016)
6. A.B. Ustinov and B.A. Kalinikos // Applied Physics Letters 93, 102504 (2008).



## Обратный спиновый эффект Холла в гетероструктурах типа "Наноструктурированный ферромагнетик / Топологический изолятор"

П.Н. Петров<sup>1</sup>, П.Н. Скирдков<sup>1,2,3</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2,3</sup>  
<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия  
<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия  
<sup>3</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия  
e-mail: [petr.petrov@phystech.edu](mailto:petr.petrov@phystech.edu)

Взаимодействие между динамикой намагниченности и спин-поляризованным током активно исследуется и имеет дальнейшее практическое применение для спинтронных устройств [1]. Было предсказано и позднее экспериментально доказано, что спин-поляризованный ток может управлять динамикой намагниченности, возможен и обратный процесс: резонансная динамика намагниченности может приводить к генерации спинового тока, который связан с механизмом спиновой накачки [2]. Обратный спиновый эффект Холла описывает преобразование спинового тока в электрический ток. Трехмерные (3D) топологические изоляторы известны своим сильным спин-орбитальным взаимодействием и наличием спин-текстурированных топологических поверхностных состояний, что может быть потенциально использовано для спинтроники.

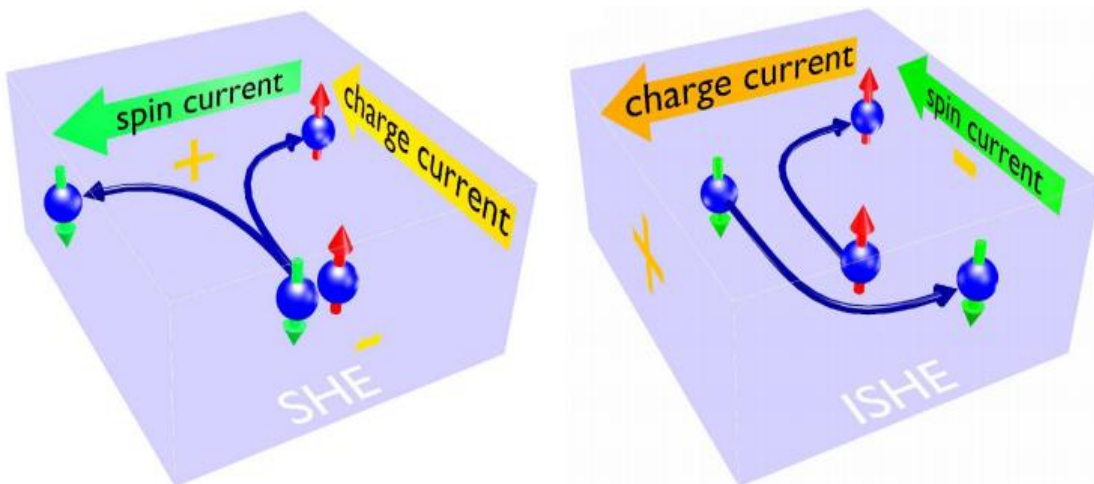


Рис. 1. Спиновый эффект Холла и обратный спиновый эффект Холла.

В этой работе мы исследовали обратный спиновый эффект Холла в "NiFe/Bi2Se3". В соответствии с теорией спиновой накачки спиновый ток в топологическом изоляторе возникает вследствие осцилляций химического потенциала в ферромагнетике.[3]

$$I_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_{\uparrow\downarrow} \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (1)$$

Была исследована динамика намагниченности для различных размеров ферромагнитных дисков. Получена оценка спинового тока при ферромагнитном резонансе и при гиротропном движении вихря в магнитном диске. Динамика намагниченности получена методом микромагнитного моделирования.

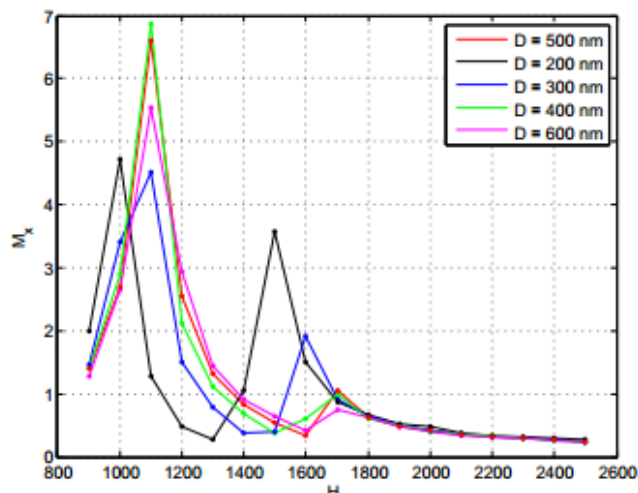


Рис. 1. Ферромагнитный резонанс.

С помощью уравнения Тиля было исследовано гиротропное движение вихря [4].

$$G(\mathbf{e}_z \times \dot{\mathbf{R}}) = k(\mathbf{R})\mathbf{R} + D\dot{\mathbf{R}} + \mathbf{F}_{\text{ext}} \quad (2)$$

Спиновый ток преобразуется в электрический ток в результате сильного спин-орбитального взаимодействия в топологическом изоляторе. Было оценено напряжение обратного спинового эффекта Холла для данной структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант No17-12-01333) и РФФИ (грант No16-02-00996).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. John C. Slonczewski, "Current-driven excitation of magnetic multilayers" // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 159.1-2 (1996): L1-L7.
2. Kazuya Ando et al. "Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system" // Journal of applied physics 109.10 (2011): 103913.
3. Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas and Gerrit EW Bauer "Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films" // Physical review letters 88.11 (2002): 117601.
4. A.A. Thiele "Steady-state motion of magnetic domains" // Physical Review Letters 30.6 (1973): 230.

## Стрэйнтронные и магнитоэлектрические эффекты в редкоземельных гранатах

А.И. Попов<sup>1,2,a</sup>, Ч.К. Сабденов<sup>1</sup>, К.А. Звездин<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

[aip\\_2001@mail.ru](mailto:aip_2001@mail.ru)

В настоящее время ведется активный поиск материалов и структур, обладающих магнитоэлектрическими свойствами. Классическими магнитоэлектриками являются мультиферроики (феррит висмута, манганиты, ферробораты, ...), в которых появление магнитоэлектрических свойств обусловлено наличием нечетных конфигураций магнитных моментов  $d$  ионов (Fe, Mn, Cr). В последние годы значительно вырос интерес к исследованию редкоземельных мультиферроиков, магнитные свойства которых формируются за счет взаимодействия магнитных подрешеток редкоземельной (РЗ) ( $f$  -) и железной ( $d$  -). Конкуренция между магнитоэлектрическими подсистемами может приводить к нетривиальным физическим эффектам и усилению магнитоэлектрических свойств таких соединений [1].

Примером таких материалов, относящихся к новым мультиферроикам, являются РЗ ортоферриты. В данных соединениях Fe-подрешетка является centrosymmetric и магнитоэлектрически неактивной, а за возникновение магнитоэлектрических свойств отвечают РЗ ионы, магнитные моменты которых могут упорядочиваться в ассиметричные, пространственно-нечетные моды.

К новому классу мультиферроиков с этой точки зрения можно отнести и РЗ феррит-гранаты (РЗФГ), в которых РЗ подсистема также находится под действием R - Fe обменного взаимодействия. Большой интерес представляют и парамагнитные гранаты. В работе [2] показано, что в соединении  $Mn_3Al_2Si_3O_{12}$  РЗ подсистема образует антисимметричную антиферромагнитную структуру и в ней может возникнуть электрическая поляризация. В большинстве парамагнитных РЗ гранатов ситуация иная. Они обладают четными АФМ структурами, и в них магнитное поле индуцирует антисегнетоэлектрические структуры с нулевой электрической поляризацией [2].

В настоящей работе показано, что деформация кристалла со структурой граната также приводит к возникновению электрических дипольных моментов у редкоземельных ионов образующих в случае однородной деформации антисегнетоэлектрическую структуру. Выявлена возможность возникновения электрической поляризации кристаллов гранатов (и их пленок) под воздействием неоднородных механических напряжений. Явление представляет собой неоднородный электронный пьезоэлектрический эффект в centrosymmetric средах, содержащих ионы, локальная симметрия окружения которых не содержит пространственной инверсии. Оно может проявляться, например, в пленках редкоземельных гранатов (благодаря неоднородности механических напряжений, образующихся при росте пленок вследствие неполного согласования структур подложки и пленки) и при распространении упругих волн.

Спектр редкоземельных ионов, входящих в состав гранатов, формируется под влиянием кристаллического поля и поля обменного R-Fe взаимодействия (для редкоземельных феррит-гранатов). При этом основным является взаимодействие иона с кристаллическим полем, а обменное взаимодействие, как и взаимодействие с внешним магнитным полем, может рассматриваться в качестве возмущения. Взаимодействие редкоземельного иона с деформацией запишем в виде выражения, инвариантного относительно операций точечной группы локальной симметрии РЗ иона  $D_2$ :

$$V = q \sum_i (U_{xy} z_i + U_{xz} y_i + U_{yz} x_i), \quad (1)$$

где  $q$  – константа взаимодействия.

При помощи теории возмущения во втором порядке, с учетом ближайшей к основной ( $l^N$ , где  $l$  – символ, обозначающий орбитальное квантовое число электронов, для редкоземельного ионов  $l = 3$ ) возбужденной конфигурации  $l^{N-1}l'$  ( $l' = l - 1$ ), было найдено выражение для поляризации:

$$\begin{cases} P_x = C_1 \left( \frac{\partial U_{yz}}{\partial X} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_{yz}}{\partial Y} + \frac{\partial U_{yz}}{\partial Z} \right) \right) + C_2 \left( \frac{\partial U_{xz}}{\partial Z} - \frac{\partial U_{xy}}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial X} (U_{zz} - U_{yy}) \right) \\ P_y = C_1 \left( \frac{\partial U_{xy}}{\partial Y} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_{xy}}{\partial X} + \frac{\partial U_{xy}}{\partial Z} \right) \right) + C_2 \left( \frac{\partial U_{xy}}{\partial X} - \frac{\partial U_{yz}}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial Y} (U_{xx} - U_{zz}) \right) \\ P_z = C_1 \left( \frac{\partial U_{xy}}{\partial Z} - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_{xy}}{\partial Y} + \frac{\partial U_{xy}}{\partial X} \right) \right) + C_2 \left( \frac{\partial U_{yz}}{\partial Y} - \frac{\partial U_{xz}}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial Z} (U_{yy} - U_{xx}) \right) \end{cases} \quad (2)$$

Где  $C_1$  и  $C_2$  пропорциональны температурным средним от соответственно неприводимых тензорных операторов  $C_{-2}^2 + C_2^2$  и  $C_0^2$  (для иона  $\text{Eu}^{3+}$  в отсутствие магнитного поля они равны нулю) и константе взаимодействия деформации с электронной структурой РЗ иона, которая в настоящей работе оценивается в модели точечных зарядов.

Простейшей возможностью реализации неоднородных деформаций являются упругие волны. Была исследована электрическая поляризация редкоземельных кристаллов гранатов, возникающая при распространении в них упругих волн в направлениях высокой симметрии. Установлено, что продольные упругие волны, распространяющиеся в объеме в высокосимметричных направлениях  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  не приводят к возникновению поляризации, в то время как продольные волны, распространяющиеся вдоль осей  $\langle 110 \rangle$  индуцируют поперечные волны поляризации. Поперечные упругие волны в случае  $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$  порождают продольные волны поляризации. При  $\mathbf{k} \parallel \langle 100 \rangle$  и  $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$  поперечные упругие волны в объеме возбуждают поперечные волны поляризации, причем для  $\mathbf{k} \parallel \langle 111 \rangle$  все три вектора  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{P}$  взаимно перпендикулярны. В случае поверхностных волн Релея подобные простые закономерности отсутствуют. Также проанализирована поляризация, возникающая из-за поля напряжений, создаваемого краевыми и винтовыми дислокациями и дислокациями несоответствия в напряженных плёнках.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Tokunaga et al. // Nature Physics. – 2012. – V. 8. – №. 11. – P. 838-844.
2. A. I. Popov, D. I. Plokhov, A. K. Zvezdin // Physical Review B. – 2014. – V. 90. – №. 21. – P. 4427.

## Динамический ответитель мощности на основе Т-образного ферромагнитного волновода

Д.В. Романенко, Ю.Е. Жеребцова, А. Н. Литвиненко, С.В. Гришин

Саратовский научно исследовательский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского  
[dmitrii.romanenk@mail.ru](mailto:dmitrii.romanenk@mail.ru)

В настоящее время нерегулярные планарные ферритовые волноведущие структуры представляют большой интерес [1-3]. Такие структуры могут быть использованы как базовые элементы для создания различных устройств функциональной магнитоэлектроники: волноводов, интерферометров, мультиплексоров, фильтров и ответителей [4]. Вследствие анизотропии тонкопленочных ферритовых структур становится возможным управлять направлением распространения магнитоэлектрических волн (МСВ) путем структурирования магнитного материала на подложке [3]. Использование планарных ферритовых волноведущих структур может привести к реализации полностью магнетронной логики по аналогии с КМОП.

В данной работе рассмотрена динамика распространения спиновых волн в Т-образном волноводе, в котором ширина плеч динамически регулируется локальным магнитным полем. Известно, что в Т-образном ферромагнитном волноводе при правильном подборе соотношений между толщиной и шириной плеч волновода можно добиться преобразование одного типа магнитоэлектрических волн в другой, и как следствие наблюдать ответвление волн в плечи волновода [5]. Однако на практике подобные структуры будут достаточно узкоспециализированные, т.к. большинство их свойств задаются геометрией и не допускают быстрого изменения.

Рассмотрим вначале распространение МСВ в Т-образном волноводе с широкими плечами (см рис.1). В случае возбуждения обратной объемной магнитоэлектрической волны в ножке волновода наблюдается дифракция МСВ на стыке плеч волновода [6]. Но при этом преобразование одного типа волн в другой не происходит, т.к. локальное магнитное поле почти однородно, за исключением небольших участков по краям волновода. И как следствие спектры поверхностных и обратно-объемных волн не перекрываются.

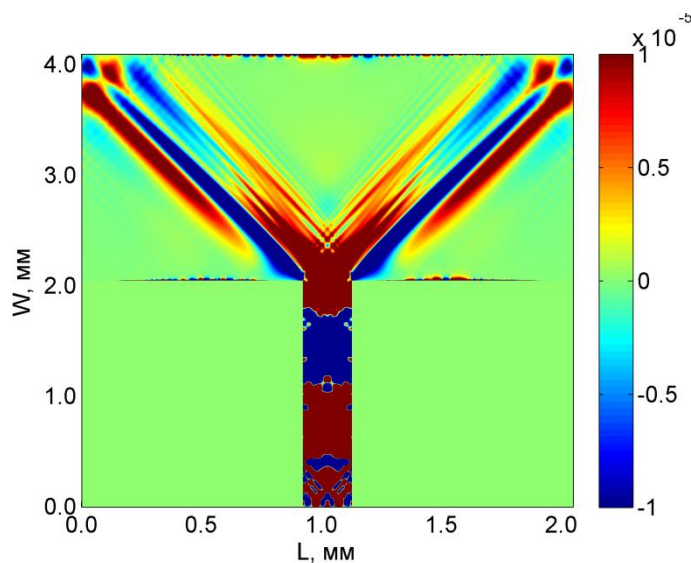


Рис.1 Пространственное распределение высокочастотной намагниченности в Т-образном магнитном волноводе.

Как видно из рисунка 1, волна после дифракции на отверстии распространяется под углом к магнитному полю и лишь небольшая доля энергии переносится в плечи волновода. Одним из вариантов по направлению волны в волноводе был предложен в работе [7]. Так за счет создания сильно-неоднородного постоянного магнитного поля в определенных областях волновода можно добиться частичного отражения магнитостатических волн. На рисунке 2 представлен расчет по распространению магнитостатической волны в Т-образном волноводе, в случае, когда в плече волновода создается локальная модуляция магнитного поля.

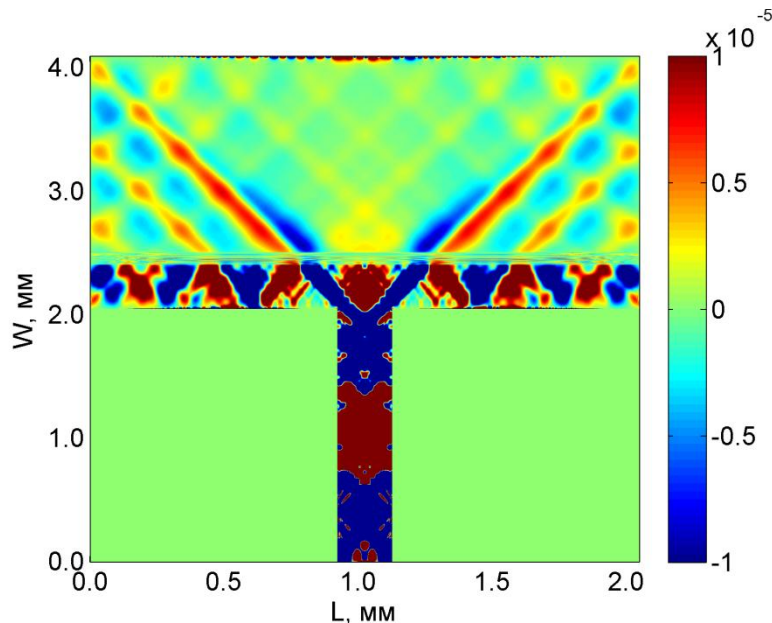


Рис.2 Пространственное распределение высокочастотной намагниченности в Т-образном магнитном волноводе при величине модуляции магнитного поля в 400 Э.

Как видно из рисунка 2, в этом случае наблюдается частичное отражение объемных волн от магнитной ямы, при этом эффективно отражаются только те волны, длина волны которых меньше ширины неоднородности поля, в то время как волны с большой длиной волны проходят эту область, практически не изменяясь.

Таким образом, за счет создания локальных неоднородных полей внешними источниками в нерегулярных волноводах, можно добиться волноводного распространения магнитостатических волн в нужном направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Стипендии Президента РФ СП-2823.2016.5

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Sheshukova // IEEE Magnetics Letter, 2014, V. 5.
2. K. Vogt // Applied. Physics Letters, 2012, 101, 042410.
3. E.N. Beginin // Solid State Phenomena, 2014, V. 215, pp 389.
4. V.V. Kruglyak, S.O. Demokritov, D. Grundler // Journal of Physics D: Appl. Phys., 2010, V. 43, P. 264001.
5. A.V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 106, 192406 (2015)
6. J. P. Parekh and H. S. Tuan // Journal of Applied Physics 52, 2279 (1981)
7. T. Neumann // Appl. Phys. Lett. 94, 042503 (2009).

## Возбуждение спиновых волн в пленках ферритов-гранатов периодической последовательностью лазерных импульсов

И.В. Савочкин<sup>1</sup>, М. Jäckl<sup>2</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,3</sup>, И.А. Акимов<sup>2,4</sup>, М.А. Кожаев<sup>3,5</sup>,  
Д.А. Сылгачева<sup>1,3</sup>, А.И. Чернов<sup>3,5</sup>, А.Н. Шапошников<sup>6</sup>, А.Р. Прокопов<sup>6</sup>,  
В.Н. Бержанский<sup>6</sup>, Д.Р. Яковлев<sup>2,4</sup>, А.К. Звездин<sup>3,5</sup>, М. Bayer<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Технический университет Дортмунда, Германия

<sup>3</sup>Российский квантовый центр

<sup>4</sup>Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН

<sup>5</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова

<sup>6</sup>Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского

[savochkin@physics.msu.ru](mailto:savochkin@physics.msu.ru)

Возбуждение спиновых волн и их детектирование в магнитных материалах могут быть выполнены оптически с помощью импульсов фемтосекундного лазера с использованием метода накачка-зондирование [1, 2]. Однако обычно широкий спектр оптически возбуждаемых магнонов скрывает микроскопическую спиновую динамику и приводит к быстрому затуханию прецессии намагниченности.

В этой работе мы демонстрируем новую особенность периодического оптического возбуждения спиновых волн. В частности, мы возбуждаем намагниченность образца последовательностью циркулярно-поляризованных импульсов с высокой частотой повторения так, что интервал между импульсами короче времени затухания колебаний. В результате спиновые волны генерируются в узком диапазоне частот, около значения кратного частоте повторения лазерного импульса. Кроме того, изменение частоты повторения лазерных импульсов или величины внешнего магнитного поля влияет на длину волны возбуждаемых спиновых волн. В нашем случае мы выбрали магнитную пленку с такими магнитными параметрами и толщиной, которые позволяют изменять длину волны спиновых волн примерно в 20 раз – с 15 мкм до 290 мкм при незначительном изменении внешнего магнитного поля всего на несколько процентов.

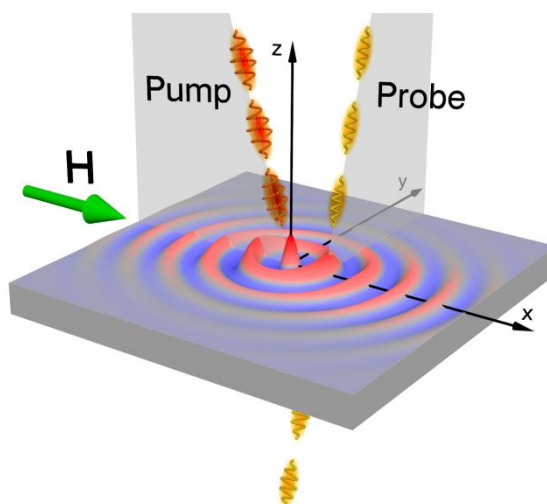


Рис. 1. Схема эксперимента.

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 – зондирующие. Частоты повторения осцилляторов отличаются на фиксированное значение (20 кГц), за счет чего достигается изменение временной задержки между зондирующим импульсом и импульсом накачки. Импульсы накачки проходят через оптическую систему, которая придает им циркулярную поляризацию и фокусирует на образце, находящемся во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$  (рис. 1). Попадая на образец, импульсы возбуждают прецессию намагниченности за счет обратного эффекта Фарадея [3, 4]. Спиновые волны детектируются зондирующими импульсами: линейная поляризация зондирующего импульса, прошедшего через образец, поворачивается согласно прямому эффекту Фарадея. Угол поворота поляризации, пропорциональный величине проекции намагниченности на направление волнового вектора зондирующих импульсов, измеряется с помощью дифференциального фотодетектора. За счет вариации временной задержки между импульсом накачки и зондирующим импульсом удаётся получить временную картину динамики прецессии намагниченности. Смещая пятно фокусировки импульсов накачки относительно зондирующих импульсов, получаем картину распространения спиновых волн (рис. 2).

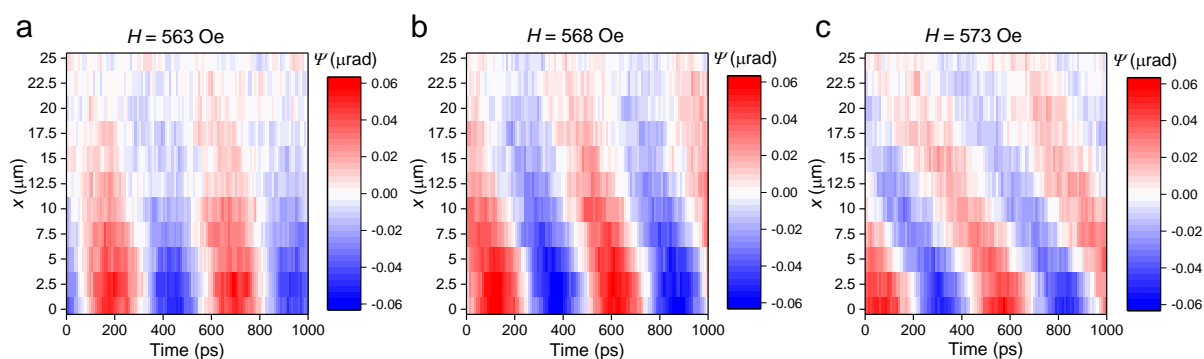


Рис. 2. Графики экспериментально измеренных колебаний намагниченности во времени и вдоль оси  $x$  (вдоль направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ ) для различных значений магнитного поля: 563 Э (a), 568 Э (b) и 573 Э (c).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МД-1615.2017.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. van Kampen et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. No. 227201.
2. T. Satoh et al. // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 662-666.
3. L.P. Pitaevskii // J. Exptl. Theoret. Phys. 1960. V. 39. P. 1450-1458.
4. J.P. van der Ziel, P.S Pershan, L.D. Malmstrom // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 190-193.



## Спиновый диодный эффект

П.Н. Скирдков<sup>1,2,3</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

[petr.skirdkov@phystech.edu](mailto:petr.skirdkov@phystech.edu)

Гетероструктуры основанные на магнитных туннельных контактах (МТК) в последнее время привлекают значительное внимание. В первую очередь это вызвано тем фактом, что подобные структуры могут эффективно использоваться для записи и хранения информации. Однако на этом не ограничивается спектр их применения. Отдельный интерес вызывает микроволновая динамика намагниченности в подобных структурах. Было показано, что при помощи магнитного туннельного контакта возможно генерировать переменный (микроволновой) сигнал под действием постоянного спин-поляризованного тока [1]. На основе данного эффекта предполагается создать новое поколение генераторов переменного сигнала, называемых спин-трансферный наноосциллятор (СТНО), для телекоммуникационных устройств.

Не меньший интерес представляет и обратный к рассмотренному выше эффект – спин-диодный эффект [2]. Данный эффект заключается в том, что при пропускании через МТК переменного спин-поляризованного тока на выходе создается постоянная компонента напряжения. Он может быть очевидным образом использован для детектирования сигнала. В первых работах эффективность выпрямления переменного сигнала не превышала 1.4 мВ/мВт. В 2014 году экспериментально была продемонстрирована рекордная чувствительность спинового диода при комнатной температуре 12000 мВ/мВт [3]. Данную чувствительность удалось достичь за счет использования постоянного тока смещения. Стоит отметить, что на сегодняшний день предельная чувствительность диода Шоттки, используемого промышленно, не превышает 4000 мВ/мВт. Следующим шагом развития спинового диода является вихревой спиновый диод. Данное устройство отличается вихревым распределением намагниченности в свободном магнитном слое. В недавней работе [4] было показано, что за счет резонансного вытеснения магнитного вихря из свободного слоя вихревого диода одновременным действием переменного и постоянного тока может быть достигнута чувствительность вплоть до 40000 мВ/мВт.

Нами была изучена чувствительность как однородного, так и вихревого спинового диода в зависимости от входной мощности и постоянного тока подкачки. Была построена аналитическая модель, описывающая динамику намагниченности в исследуемых случаях. Для случая вихревого диода отдельно рассмотрен механизм резонансного вытеснения вихря и его влияние на чувствительность. Также рассмотрена возможность модификации дизайна магнитной туннельной структуры для варьирования резонансной частоты выпрямления. Обсуждается возможность практического использования изученных эффектов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kiselev et al. // Nature. 2003. V. 425. P. 380-383.
2. Tulapurkar et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 339-342.
3. Miwa et al. // Nature Materials. 2014. V. 13. P. 50-56.
4. Jenkins et al. // Nature Nanotechnology. 2016. V. 11. P. 360-364.

## Бифуркации в системе внешней синхронизации спин-трансферного наноосциллятора

П.А. Стремоухов, А.Р. Сафин

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет  
“Московский энергетический институт”*

[lopavell@mail.ru](mailto:lopavell@mail.ru), [arsafin@gmail.com](mailto:arsafin@gmail.com)

Магнитные вихри в настоящее время представляют значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной стороны. Особый интерес вызывают вихри, образующиеся в магнитных наноструктурах при протекании через них спин-поляризованного тока в результате эффекта переноса спина (т.н. «spin-transfer torque»). На основе подобной вихревой динамики намагнитченности в магнитных наноструктурах могут быть реализованы принципиально новые миниатюрные генераторы микроволнового диапазона широко перестраиваемых по частоте, т.н. «спин-трансферные наноосцилляторы» (СТНО). В отличие от однородных вихревые СТНО обладают существенными преимуществами: меньшей шириной спектральной линии (около 1 МГц на частотах до 1 ГГц), большей выходной мощностью (около 1 мкВт), отсутствием внешнего магнитного поля. Для практического использования таких генераторов необходимо уменьшить ширину спектральной линии СТНО. Одним из методов уменьшения ширины спектральной линии генерируемых вихревым СТНО колебаний является использование внешней синхронизации гармоническим высокочастотным током или магнитным полем.

В работе на основе уравнения Тилля для координаты (центра) вихря получены укороченные уравнения для медленно меняющихся амплитуды и разности фаз вихревого СТНО при синхронизации его внешним гармоническим источником:

$$\begin{cases} \dot{\rho} = \rho \cdot (\alpha - \beta \cdot \rho^2) + \frac{1}{2} \sigma \cdot \rho_{ext} \cdot \sin(\theta) \\ \dot{\theta} = \frac{\omega_0 - w_{ext}}{\omega_0} - \omega' \cdot \rho^2 + \frac{1}{2} \sigma \cdot \frac{\rho_{ext}}{\rho} \cdot \cos(\theta) \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  стационарная амплитуда колебаний без учета внешнего воздействия,  $\rho_{ext}$  нормированная амплитуда внешнего воздействия,  $w_{ext}$  частота внешнего воздействия,  $\omega_0$  собственная частота СТНО,  $\omega'$  - параметр неизохронности.

На первом этапе были найдены стационарная амплитуда  $\rho$  и фаза  $\theta$ , используя метод медленно меняющихся амплитуд, была обнаружена область устойчивости на плоскости управляющих параметров.

На втором этапе был проведен анализ основных бифуркаций исследуемой системы и топологии фазового пространства.

В заключении были получены области изменения управляющих параметров, при которых реализуется режим фазовой синхронизации (полоса синхронизма).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых российских ученых-кандидатов наук (грант № МК-7026.2016.8).

ЛИТЕРАТУРА

1. Andrei Slavin & Vasil Tiberkevich // IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 45, 1875- 1918 (2009).
2. Yuri Gaididei, Volodymyr P. Kravchuk, Denis D. Sheka // International Journal of Quantum Chemistry, Vol. 110, 83–97 (2009).
3. Junyeon Kim & Sug-Bong Choe // Journal of Magnetism, 12(3), 113-117 (2007).
4. B.A. Ivanov & C.E. Zaspel (2007), Physical Review Letters, PRL 99, 247208.
5. P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin, A.D. Belanovsky, J.M. George, J.C. Wu, V. Cros, and A.K. Zvezdin // Phys. Rev. B 92, 094432 (2015)
6. A.V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, K.A. Zvezdin, and V. Cros // Phys. Rev. B 80, 140401(R) (2009).

## Магнитооптический модулятор с локальным управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта

Н.Е. Хохлов<sup>1,2,\*†</sup>, А.Е. Храмова<sup>1</sup>, Е.П. Николаева<sup>1</sup>, Т.Б. Косых<sup>1</sup>, А.В. Николаев<sup>1</sup>,  
А.П. Пятаков<sup>1</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва

[\\*n.e.khokhlov@yandex.ru](mailto:*n.e.khokhlov@yandex.ru)

Возможность локального управления намагниченностью и доменными границами (ДГ) имеет большое практическое значение для современной магнитооптики, спинтроники, квантовой информатики. Однако, применение индуктивных элементов для создания магнитного поля имеет ограничения на уменьшение пространственной области воздействия, а также неизбежно большое время отклика и тепловые потери, что связано с протеканием электрического тока по индуктивным элементам. Локальное и сверхбыстрое управление намагниченностью материалов возможно с помощью фемтосекундных лазерных импульсов за счет опто-магнитных и фото-магнитных эффектов [1,2]. Но использовать такую технику для управления движением отдельных ДГ довольно сложно, она была экспериментально продемонстрирована впервые в 2016 [3]. При этом движение ДГ носит стохастический характер.

В данной работе предложена и экспериментально реализована новая концепция управления светом с помощью электрического поля [4]. В предложенной схеме магнитооптического модулятора ДГ играет роль наноустройства, управляемого электрическим полем. Неоднородное электрическое поле, создаваемое заряженной иглой вблизи поверхности пленки висмут замещенного феррита гаранта состава  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  приводит к смещению ДГ за счет флексо-магнито-электрического эффекта [5,6]. Смещение ДГ изменяет соотношение частей лазерного луча, прошедшего через соседние домены с противоположными направлениями намагниченности, что приводит к изменению поляризации луча в целом (рис.1).

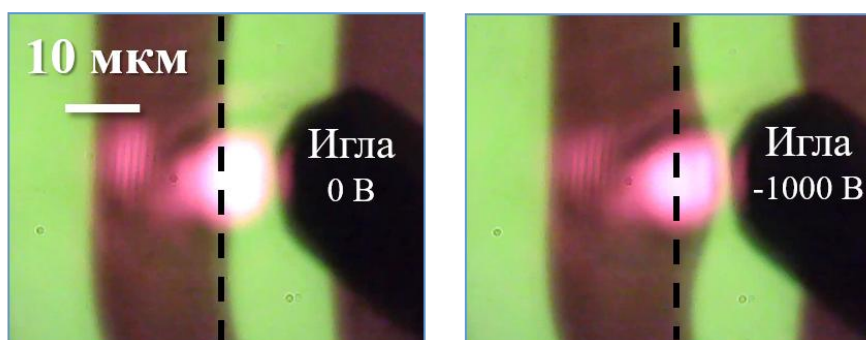


Рис. 1. Относительное положение иглы, доменной границы и лазерного пятна на образце при изменении напряжения на игле.

Основные преимущества предлагаемого подхода заключаются в следующем: (i) возможность переключения намагниченности на пространственных масштабах порядка нескольких микрометров, (ii) отсутствие протекания электрического тока и сопутствующих омических потерь энергии, (iii) возможность перестраивать режим модуляции света за счет изменения внешнего магнитного поля (рис.2). Важной особенностью также является то, что электрическое поле заряженной иглы

<sup>†</sup> В настоящее время место работы Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, лаборатория физики ферроиков, Санкт-Петербург

воздействует локально только на сегмент одной ДГ длиной 15-30 мкм, не приводя в движение соседние ДГ. Такое локальное воздействие на намагниченность материала невозможно традиционным образом, когда намагниченность среды изменяется в поле объемного магнита. Также предложенная методика локального переключения намагниченности проще в реализации, чем при сверхбыстром оптомагнетизме.

В проведенных экспериментах смещение ДГ приводило к модуляции интенсивности лазерного луча в различных режимах линейном и нелинейном и, даже трехстабильном. При этом реализация того или иного режима определялась внешним магнитным полем, приложенным в плоскости образца, и / или знаком напряжения иглы (рис.2).

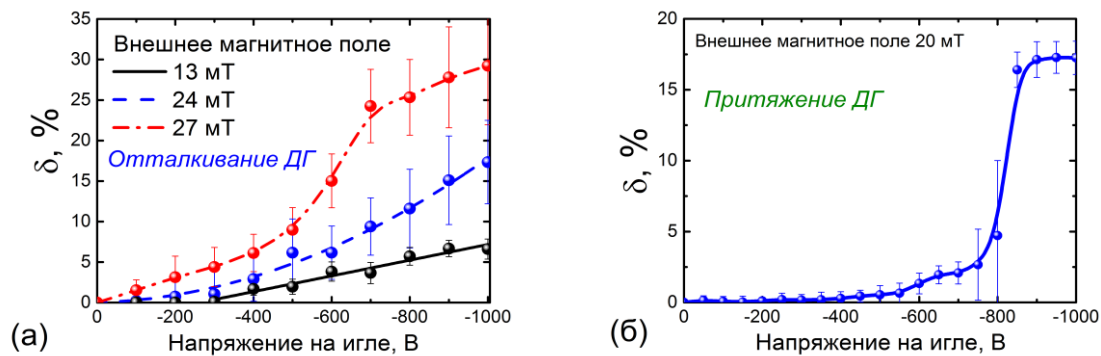


Рис. 2. Модуляция интенсивности  $\square$  прошедшего лазерного излучения при изменении электрического напряжения на игле при отталкивании (а) и притяжении (б) ДГ к игле.  $\square = [T(V)-T(0)]/T(0)$ , где  $T(V)$  – интенсивность прошедшего света при напряжении на игле  $V$ .

В данной работе исследования проводились для статического переключения электрического поля иглы. Однако, предложенный магнитоэлектрический метод управления ДГ в ферритах гранатах может быть осуществлен на частотах вплоть до 100 МГц. Это ограничение связано с типичной скоростью движения ДГ 100 м/с в гранатах. Поэтому можно получить на два порядка большую рабочую частоту, используя ортоферриты.

Работа поддержана РФФИ (грант 14-29-08216\_ofi\_m).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Beaurepaire et al. // Phys. Rev. Lett. 76, 4250–4253 (1996).
2. A.V. Kimel et al. // Nature 435, 655–657 (2005).
3. O. Sandig et al. // Phys. Rev. B 94 (2016).
4. N.E. Khokhlov et al. // Scientific Reports 7, 264 (2017).
5. Bar'yakhtar et al. // JETP Lett. 37, 673–675 (1983).
6. A.P. Pyatakov et al. // JMMM, in press (2017).

## Спиновый диод с двойным антиферромагнитным закреплением

А.А. Худорожков<sup>1,2</sup>, П.Н. Скирдков<sup>1,2,3</sup>, К.А. Звездин<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет), Долгопрудный, Россия

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

[khudorozhkov@phystech.edu](mailto:khudorozhkov@phystech.edu)

В представленной работе рассматривается возможность управления частотой и резонансными характеристиками спинового диода с помощью обменного закрепления. Предлагается структура спинового диода на магнитном туннельном переходе, в которой оба ферромагнитных слоя закреплены антиферромагнетиками с разными температурами Нееля. Данная структура исследуется с помощью методов микромагнитного моделирования: исследуется влияние постоянного тока подкачки на чувствительность системы, определяется частота резонанса системы, исследуется зависимость частоты резонанса и чувствительности системы в резонансе от угла между закреплёнными намагниченностями ферромагнитных слоёв.

Явление выпрямления радиочастотного сигнала, называемое диодным эффектом, было впервые экспериментально обнаружено в работе [1]. Однако чувствительность структуры в этой работе (около 1.4 В/Вт) была на три порядка ниже, чем у полупроводниковых детекторов на диодах Шоттки (до 3800 В/Вт). Усилия по оптимизации магнитного туннельного перехода позволили продемонстрировать чувствительность спинового диода 14000 В/Вт при приложении наклонного магнитного поля [2] и даже 75400 В/Вт в отсутствие внешнего магнитного поля [3], что намного превышает чувствительность современных приборов на диодах Шоттки [2]. Такая высокая чувствительность в сочетании с возможностью фазового детектирования делает спиновый диод перспективной технологией для микроволновых приложений.

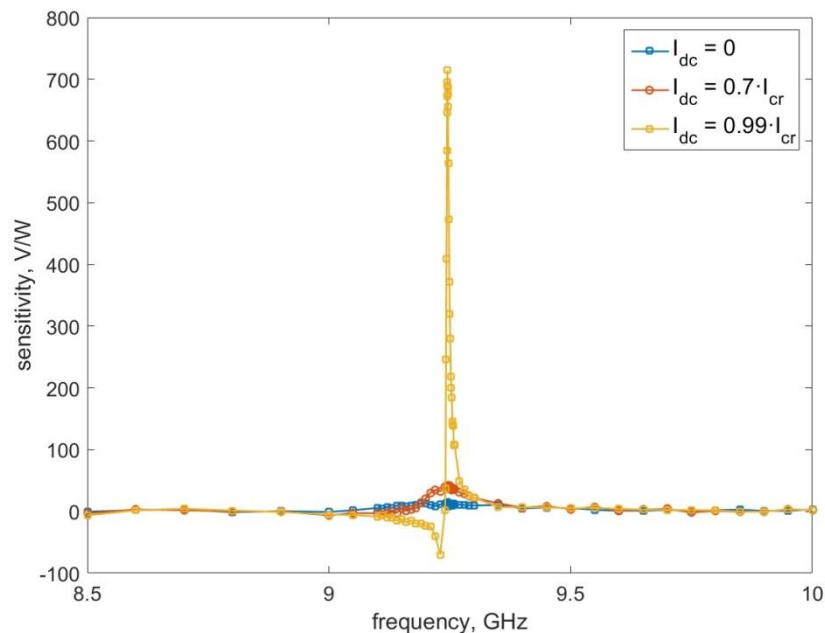


Рис. 1. Зависимость чувствительности от частоты для различных постоянных токов подкачки (угол между намагниченностями равен  $120^\circ$ )

Моделирование было выполнено для различных углов между намагниченностями в свободном и фиксированном ферромагнитных слоях. Для каждого варианта найден критический постоянный ток подкачки. Было продемонстрировано, что максимальная чувствительность в такой структуре достигается при плотностях тока подкачки, незначительно меньших критического значения (рис.1). Из-за высоких значений полей обменного закрепления резонансная рабочая частота такого двойного обменно-закрепленного спинового диода может быть значительно выше (до 10 ГГц), чем у традиционного спинового диода со свободным слоем. Кроме того, резонансная частота может быть настроена путем изменения угла между намагниченностями в свободном и фиксированном ферромагнитных слоях (рис. 2).

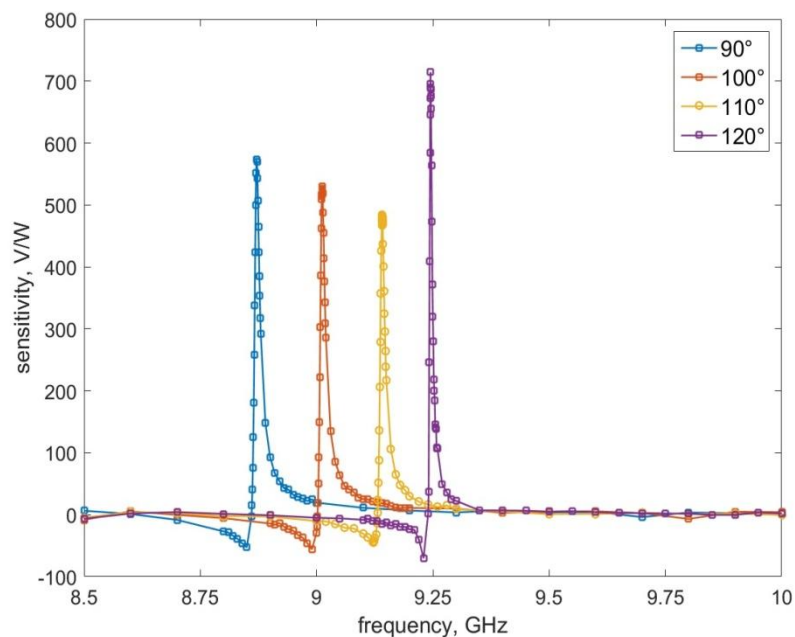


Рис. 2. Зависимость чувствительности от частоты для различных углов между намагниченностями ферромагнитных слоёв (с током подкачки, равным 99% от критического)

Наши результаты могут быть использованы для проектирования спинового диода на магнитном туннельном переходе, демонстрирующего максимально возможную чувствительность с резонансной частотой в диапазоне до 10 ГГц и выше при отсутствии магнитного поля, что повлечёт за собой создание новых радиочастотных детекторов в более широком диапазоне частот, чем предыдущие варианты.

Выражается благодарность гранту РФФИ No.16-19-00181.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Tulapurkar et al. // Nature 2005. 438. 339.
2. S. Miwa et al. // Nature Materials 2014. 13, 50-56.
3. B. Fang et al. // Nature Communications 2016. 7. 11259.