

МАГНОНИКА И СПИНТРОНИКА

Оптическое возбуждение и детектирование неоднородных спиновых мод <i>Д.О. Игнатъева</i>	1
Спин-электрон-акустические волны и солитоны в магнитоупорядоченных проводниках <i>П.А. Андреев</i>	2
Распространение спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах в многослойных магнетонных кристаллах <i>А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, А.В. Садовников</i>	5
Брэгговские резонансы в слоистой структуре YIG/Pt/YIG <i>Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова</i>	7
Нелокальное возбуждение магнитоупругих волн распространяющимся спин-волновым континуумом <i>Я.А. Филатов, П.И. Геревенков, А.М. Калашикова, Н.Е. Хохлов</i>	9
Частотная невязанность коллективных мод спиновых волн в геометрически асимметричной двухслойной структуре <i>П.И. Геревенков, В.Д. Бессонов, В.С. Теплов, А.В. Телегин, А.М. Калашикова, Н.Е. Хохлов</i>	11
Лазерно-индуцированные фазовые переходы в магнетите за пределами области термодинамического равновесия <i>А.В. Кузикова, Л.А. Шелухин, Ф.М. Максимов, А.И. Чернов, Р.В. Писарев, А.М. Калашикова</i>	12
Распространение спиновых возбуждений в сверхпроводящих гибридных структурах <i>Н.Г. Пугач, Я.В. Туркин, О.В. Галлямова</i>	14
Анализ структуры Джозефсоновского магнитного туннельного перехода: от классического до квантового приближения <i>В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин</i>	15
Универсальная модель магнитного туннельного перехода на Verilog-A для проектирования интегральных схем <i>М.Д. Лобкова, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i>	17
Поведение характеристик выпрямленного микроволнового сигнала в магнитных туннельных переходах с перпендикулярной магнитной анизотропией в перпендикулярном и планарном магнитных полях <i>К.В. Киселева, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i>	19

Влияние взаимного направления поляризатора и свободного слоя на автогенерацию магнитных туннельных переходов (МТП) разной геометрии	
<i>В.Р. Киктева, К.В. Киселева, Г.А. Кичин, П.Н. Скирдков, К.А. Звездин</i>	21
Температурная зависимость параметра затухания Гильберта и напряжения обратного спинового эффекта Холла в гетероструктурах W/NiFe, Pt/NiFe	
<i>А.С. Пахомов, П.Н. Скирдков, А.И. Чернов, К.А. Звездин</i>	24
Демультимплексирование спиновых волн с помощью спинового тока	
<i>Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова</i>	26
Теоретическое описание магнитоэлектрического эффекта в мультиферроиках с антисимметричным обменным взаимодействием	
<i>М.И. Труханова, П.А. Андреев</i>	28
Фазовые диаграммы редкоземельных ферромагнетиков с поверхностной анизотропией вблизи температуры компенсации	
<i>В.В. Юрлов, К.А. Звездин, А.К. Звездин</i>	30

Оптическое возбуждение и детектирование неоднородных спиновых мод

Д.О. Игнатьева^{1,2}

¹Российский квантовый центр

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

ignatyeva@physics.msu.ru

В последнее время широкое распространение получил оптический способ возбуждения и детектирования спиновой динамики в магнитных кристаллах и наноструктурах [1]. Запуск динамики намагниченности производится посредством воздействия короткого фемтосекундного лазерного импульса, за счет одного из обратных магнитооптических или термических эффектов, производящего воздействие на спиновую систему. Время воздействия при этом составляет порядка сотен фемтосекунд и оказывается много меньше характерных времен спиновой динамики, обычно составляющих наносекунды, поэтому такое возбуждение получило название «фотонный удар». Преимуществом оптического возбуждения перед микроволновым является возможность перестройки параметров лазерного излучения: изменение области возбуждения от субмикронной до миллиметровой, варьирование поляризации, длины падения и других характеристик импульса, за счет чего амплитуда, фаза и спектр возбуждаемых спиновых мод может существенно меняться. Более того, при использовании нанофотонных структур возникают уникальные возможности локализации излучения на масштабах 50-100 нм, и возбуждения спиновых мод с большими значениями волновых векторов, принципиально недоступных для других способов возбуждения [2,3].

Оптическое детектирование спиновой динамики, производимое также при помощи фемтосекундных импульсов, позволяет получить данные о характере динамики как с высоким временным разрешением (ограниченным длительностью лазерного импульса), так и пространственным. В классической магнитооптике длины спиновых волн, регистрируемые оптическим способом, ограничены дифракционным пределом. Однако использование магнитофотонных структур, сконструированных специальным образом, позволяют преодолеть это ограничение за счет реализации условий неоднородной чувствительности зондирующего импульса и других особенностей магнитооптических эффектов, обусловленных возбуждением оптических мод в наноструктурах. Одной из ярких возможностей, появляющейся с использованием такого подхода, является возможность селективного детектирования субмикронных длин спиновых волн [4]

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант номер 21-72-10020.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalashnikova, A. M., et al. // Physics-Uspekhi. V. 58(10). P. 969. 2015.
2. Chernov, A. I., et al. // Nano letters, 20(7), 5259-5266. 2020.
3. Krichevsky, D. M. et al. // Physical Review Applied, 15(3), 034085. 2021.
4. Ignatyeva, D. O. // Nanomaterials, 12(23), 4180. 2022.

Спин-электрон-акустические волны и солитоны в магнитоупорядоченных проводниках

П.А. Андреев

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова

andreevpa@physics.msu.ru

Рассматривая волновые процессы в проводниках, мы уделим основное внимание высокочастотным волнам, поэтому мы рассмотрим динамику электронного газа. В литературе, хорошо известно, что электронный газ демонстрирует существование продольных ленгмюровских волн, которые представляют собой колебания электронов относительно положительно заряженных ионов. При исследовании волновых процессов такого типа широко используются методы гидродинамики или физической кинетики.

В магнитоупорядоченных проводниках электронный газ обладает частичной спиновой поляризацией, что приводит к возникновению спиновых волн в системе электронов. Для исследования частично спин-поляризованного электронного газа была предложена квантовая гидродинамика с отдельной спиновой эволюцией [1]. В которой подсистемы электронов с определённой проекцией спина рассматриваются отдельно как две взаимодействующие "жидкости". Такой подход демонстрирует существование спин-электрон-акустических волн, которые проявляются в относительных колебаниях электронов с разной проекцией спинов, приводящие к колебаниям части электронов относительно положительно заряженного фона ионов. Аналогичные решения получены в низкоразмерных системах, в частности в графене [2], где такие решения называются спиновыми плазмонами. Другим примером является исследование электрон-электронной и электронно-дырочной жидкостей при различных концентрациях и массовых соотношениях [3], где использовано кинетическое уравнение Ландау-Силина. Спин-электрон-акустические волны были исследованы в различных режимах. В частности, было показано существование поверхностных спин-электрон-акустических волн [4] и спин-электрон-акустических солитонов [5]. Особенности спин-электрон-акустических волн и солитонов в режиме высокой плотности исследуется в работе [6].

Рассмотрим основные уравнения квантовой гидродинамики с отдельной спиновой эволюцией. Начнём с уравнения непрерывности для электронов со спином вверх [1]:

$$\partial_t n_u + \nabla(n_u \mathbf{v}_u) = \frac{\mu}{\hbar} (S_x B_y - S_y B_x). \quad (1)$$

уравнения непрерывности для электронов со спином вниз [1]:

$$\partial_t n_d + \nabla(n_d \mathbf{v}_d) = -\frac{\mu}{\hbar} (S_x B_y - S_y B_x). \quad (2)$$

Эти уравнения содержат следующие обозначения n_u и n_d это концентрации электронов со спином вверх и спином вниз соответственно, \mathbf{v}_u и \mathbf{v}_d поля скоростей, S_x и S_y проекции плотности спина, B_x и B_y проекции магнитного поля, μ магнитный момент электрона, \hbar приведенная постоянная Планка, ∂_t производная по времени, ∇ оператор градиента по пространственным координатам.

Уравнение Эйлера, показывающее эволюцию импульса в каждой подсистеме, для электронов с проекцией спина s запишется в виде

$$mn_s (\partial_t + \mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{v}_s + \nabla p_s - \frac{\hbar^2}{4m} n_s \nabla \left(\frac{\Delta n_s}{n_s} - \frac{(\nabla n_s)^2}{2n_s^2} \right) = qn_s \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_s, \mathbf{B}] \right) + \mathbf{F}_{S,s}, \quad (3)$$

где плотность силы спин-спинового взаимодействия имеет вид

$$\mathbf{F}_{S,s} = \pm \mu n_s \nabla B_z + \frac{\mu}{2} (S_x \nabla B_x + S_y \nabla B_y) \pm \frac{m\mu}{\hbar} [(\mathbf{J}_{Mx} - \mathbf{v}_s S_x) B_y - (\mathbf{J}_{My} - \mathbf{v}_s S_y) B_x]. \quad (4)$$

Формула (4) включает в себя перенос импульса, между подсистемами, возникающий при перевороте спина электрона. Кроме того, в уравнении Эйлера использованы следующие обозначения: m масса электрона, $q = -e$ заряд электрона, p_s парциальное давление электронов с определенной проекцией спина, \mathbf{E} электрическое поле, c скорость света, Δ оператор Лапласа. Отдельно представим выражение для коллективного спинового тока

$$\mathbf{J}_M^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} S^\alpha (\mathbf{v}_\uparrow^\beta + \mathbf{v}_\downarrow^\beta) - \varepsilon^{\alpha\gamma z} \frac{\hbar}{4m} \left(\frac{\partial^\beta n_\uparrow}{n_\uparrow} - \frac{\partial^\beta n_\downarrow}{n_\downarrow} \right) S_\gamma, \quad (5)$$

который в формуле записан в полу-векторной форме, где второй индекс заменён символом вектора.

Уравнение состояния для давления вырожденных электронов с определенной проекцией спина использовано для замыкания системы уравнений гидродинамики

$$p_s = \frac{(6\pi^2)^{\frac{2}{3}} \hbar^2 n_s^{\frac{5}{3}}}{5m}. \quad (6)$$

Система уравнений квантовой гидродинамики с отдельной спиновой эволюцией включает в себя уравнения эволюции плотности спина [1]

$$\partial_t S_x + \frac{1}{2} \nabla [S_x (\mathbf{v}_\uparrow + \mathbf{v}_\downarrow)] - \frac{\hbar}{4m} \nabla \left(S_y \left(\frac{\nabla n_\uparrow}{n_\downarrow} - \frac{\nabla n_\downarrow}{n_\downarrow} \right) \right) = \frac{2\mu}{\hbar} (B_z S_y - B_y (n_\uparrow - n_\downarrow)), \quad (7)$$

и

$$\partial_t S_y + \frac{1}{2} \nabla [S_y (\mathbf{v}_\uparrow + \mathbf{v}_\downarrow)] + \frac{\hbar}{4m} \nabla \left(S_x \left(\frac{\nabla n_\uparrow}{n_\uparrow} - \frac{\nabla n_\downarrow}{n_\downarrow} \right) \right) = \frac{2\mu}{\hbar} (B_x (n_\uparrow - n_\downarrow) - B_z S_x). \quad (8)$$

Спин-электрон-акустические волны это продольные волны (при распространении вдоль оси анизотропии) поэтому мы ограничимся только уравнение Пуассона:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi (en_i - en_{e\uparrow} - en_{e\downarrow}). \quad (9)$$

Решение уравнений (1)-(9) для возмущений малой амплитуды относительно положения равновесия характеризующегося разными значениями равновесной концентрации n_{0s} , и нулевыми значениями поля скоростей. Для волн, распространяющихся в направлении внешнего магнитного поля, получаем дисперсионное уравнение

$$1 - \frac{\omega_{L\uparrow}^2}{\omega^2 - u_\uparrow^2 k_z^2} - \frac{\omega_{L\downarrow}^2}{\omega^2 - u_\downarrow^2 k_z^2} = 0, \quad (10)$$

которое даёт два решения. Одно из них это ленгмюровская волна, а второе это спин-электрон акустическая волна [1]. В формуле (10) использованы обозначения для частоты ω , проекции волнового вектора на ось анизотропии k_z , парциальные ленгмюровские частоты $\omega_{L_s} = (4\pi e^2 n_{0s} / m)^{1/2}$, и парциальные скорости $u_s = (6\pi^2 n_{0s})^{1/3} \hbar / m$.

В пределе больших длин волн возникает линейная зависимость частоты спин-электрон-акустической волны от волнового вектора. При этом, групповая скорость спин-электрон-акустических волн значительно больше групповой скорости ионно-звуковых волн, которые также имеют линейную дисперсионную зависимость. Частоты спин-электрон-акустических волн много меньше частот ленгмюровских волн. Таким образом, частоты спин-электрон-акустических волн занимают промежуточный диапазон по сравнению с другими продольными волнами распространяющихся в плазмоподобных средах.

Учет нелинейных эффектов в эволюции спин-электрон-акустических волн приводит к формированию солитона. В работах [5] и [6] использован метод масштабирования переменной для описания свойств спин-электрон-акустического солитона. При этом рассматривается случай нелинейных волновых возмущений, распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю.

В первом порядке по амплитуде нелинейных возмущений возникает следующая связь между возмущениями парциальной концентрации и возмущениями скалярного потенциала электрического поля [5]:

$$n_{1s} = \frac{-en_{0s}\phi_1}{m(V^2 - u_s^2)}, \quad (11)$$

где V это скорость распространения возмущения.

Форма солитона определяется квадратом обратного гиперболического косинуса:

$$\phi_1 \sim \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{1}{2}\sqrt{D}\sigma\right)}. \quad (12)$$

Зависимость амплитуды и ширины $\sim 1/\sqrt{D}$ солитона от параметров системы обсуждается в работах [5] и [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Andreev // Phys. Rev. E. 2015. V. 91. P. 033111.
2. A. Agarwal et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 155409.
3. A. N. Afanasiev // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 224301.
4. P. A. Andreev, L. S. Kuz'menkov // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 108. P. 191605.
5. P. A. Andreev // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 012106.
6. P. A. Andreev // Phys. Plasmas. 2022. V. 29. P. 122102.

Распространение спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах в многослойных магнетронных кристаллах

А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, А.В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского

andrey.po3@mail.ru

На протяжении десятилетий многослойные пленки на основе ферромагнитных материалов, поддерживающие режимы распространения спиново-волнового сигнала, привлекают большое количество исследователей благодаря постоянному развитию как технологий создания магнитных слоев на немагнитных подложках, так и развитию идей использования волн намагничивания для решения задач обработки информационных сигналов. Использование многослойных диэлектрических пленок из железоиттриевого граната (ЖИГ) обеспечивает проявление эффекта не взаимности и в то же время дает большее преимущество с хорошо известными слоистыми структурами ЖИГ/металл, ввиду значительно меньших спин-волновых потерь в двуслойной пленке ЖИГ, состоящей из слоев с различными значениями намагниченности. Одними из наиболее перспективных кандидатов на эффективную связь спиновых волн между функциональными единицами магнетронной сети являются пространственно-неоднородные магнетронные структуры [2]. Периодическое изменение параметров магнетронных материалов позволяет изготавливать магнетронные кристаллы (МК), которые широко используются для вычислений на основе спиновых волн [4]. Особенности пространственной и частотной фильтрации МК имеют очевидные преимущества в магнетронных приложениях [6,1]. Таким образом, использование многослойных пространственно-структурированных пленок феррит-гранатов может служить базой для вычислительной техники следующего поколения с низким уровнем энергопотребления на принципах магнетроники [3].

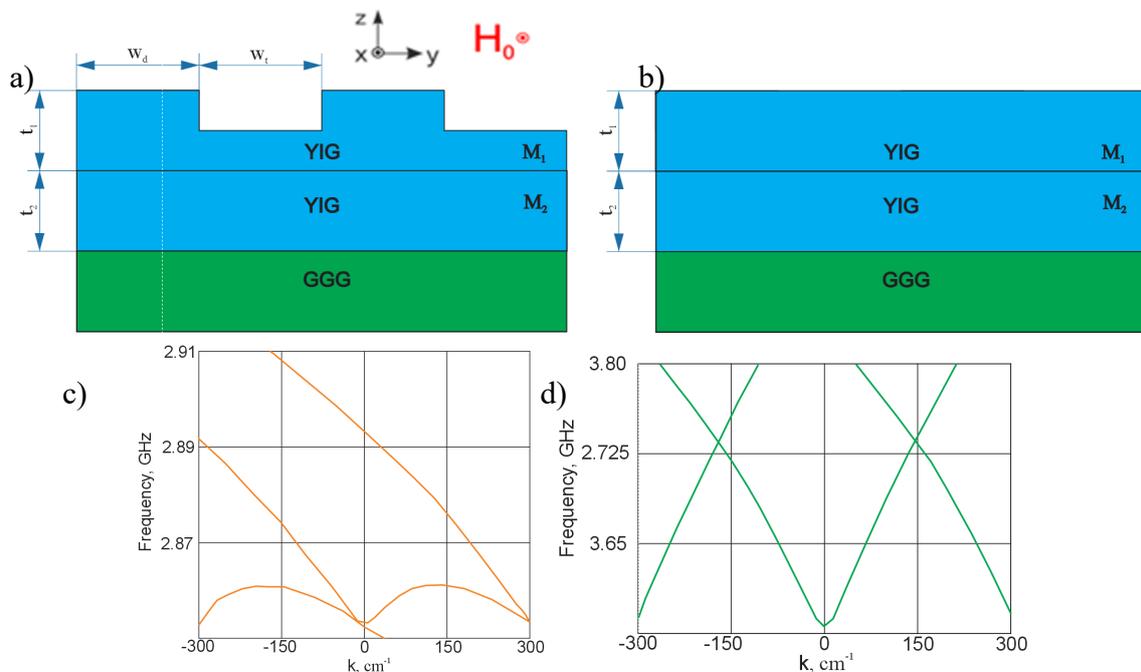


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры в двух конфигурациях: двуслойный волновод(а), двуслойный волновод с МК на поверхности (б). Дисперсионные характеристики спиновых волн в двуслойном волноводе с отличающимися намагниченностями в слоях: (с) НЧ область, (д) ВЧ область.

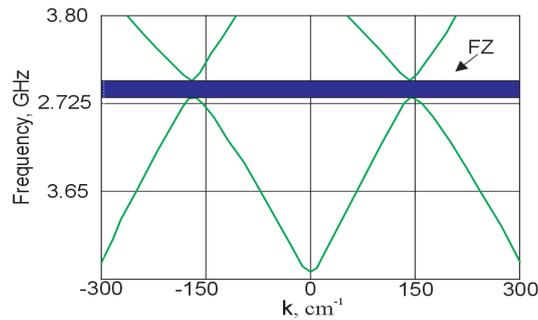


Рис. 2. Дисперсионные характеристики спиновых волн в двухслойном волноводе с отличающимися намагниченностями в слоях для ВЧ области в структуре с МК.

Исследуемые системы представляют собой ферромагнитную двухслойную ферритовую пленку ЖИГ в двух вариациях, с МК на поверхности (рис.1 а) и простой двухслойный волновод (рис.1 б). На подложке из галлий гадолиниевого граната (ГГГ) расположен слой чистого ЖИГ толщиной $t_1=5.7$ мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_1=865$ Гс, а на нем — слой ЖИГ толщиной $t_2=7.8$ мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_2=1759$ Гс. Волновод помещался в однородное внешнее магнитное поле $H_0 = 670$ Э, ориентированное вдоль оси x , для эффективного возбуждения поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) [5]. Ширина канавки составляла $w_d=200$ мкм, таким образом период структуры составлял 400 мкм.

Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов в программном продукте COMSOL Multiphysics.

На рис.1 с, d продемонстрирован результат исследования структур с рис.1 б. Причем можно наблюдать и НЧ, и ВЧ полосы частот. Так же можно подметить, что изменение поляризации поля приводит к сильному изменению дисперсии, что особенно отчетливо видно в НЧ диапазоне. Из чего можно сделать вывод о том, что в двухслойной структуре сильно невзаимное поведение СВ.

На рис.2 продемонстрирована дисперсионная характеристика СВ в структуре с МК (рис.1 а). Можно наблюдать то, что в ВЧ области формируется запрещенная зона (FZ, отмеченная на рис.2). Также следует отметить то, что в НЧ области дисперсионной характеристики никаких изменений не происходит. Из чего можно сделать вывод, что именно МК вносит изменения в спектр прохождения СВ.

Полученные результаты подтверждают возможность распространения спиновых волн в низкочастотном и высокочастотном диапазонах, с возможностью фильтрации сигнала на частотах запрещенных зон. Эти результаты открывают новые пути изготовления невзаимных магнетронных устройств, которые также используют нелинейные свойства спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (No 23-79-30027).

ЛИТЕРАТУРА

1. S.E.Sheshukova et al. // IEEE Magnetics Letters. 2014. vol. 5. pp. 1-4. 3700204.
2. V. E. Demidov et al. // Appl. Phys. Lett. 2015.
3. A.G. Gurevich, G.A. Melkov "Magnetization Oscillations and Waves". CRC Press, London, 1996
4. A.V. Chumak et al. // Nature Phys 11. 2015. 453–461.
5. R.W. Damon, J.R. Eshbach. // J. Phys. Chem. Solids. 19. 1951.
6. G. Gubbiotti et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. 43 264003

Брэгговские резонансы в слоистой структуре YIG/Pt/YIG

Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
nl_17@mail.ru

На данный момент является актуальной проблема, связанная с квантовыми ограничениями полупроводниковой электроники, где информация переносится с помощью потока электронов. Одним из возможных решений данной проблемы является применение технологий и методов спинтроники [1]. Спинтроника фокусируется на изучении спина электронов в твердотельных устройствах и управлении им, причем в спинтронике информационный сигнал несет спин самих электронов [2].

Также альтернативой классической электроники могут выступать устройства на базе магноники, где сигнал передается с помощью спиновых волн – волн намагниченности, распространяющихся в магнитоупорядоченных материалах.

В настоящей работе исследуется структура на основе технологий магноники и спинтроники, состоящая из двух магнетонных кристаллов разделенных слоем платины (Pt). Магнетонные кристаллы представляют собой ферромагнитные пленки из железо иттриевого граната (YIG) с периодической системой канавок на поверхности. Структура помещена во внешнее магнитное поле, направленное касательно плоскости структуры, при этом в магнетонных кристаллах распространяются поверхностные спиновые волны.

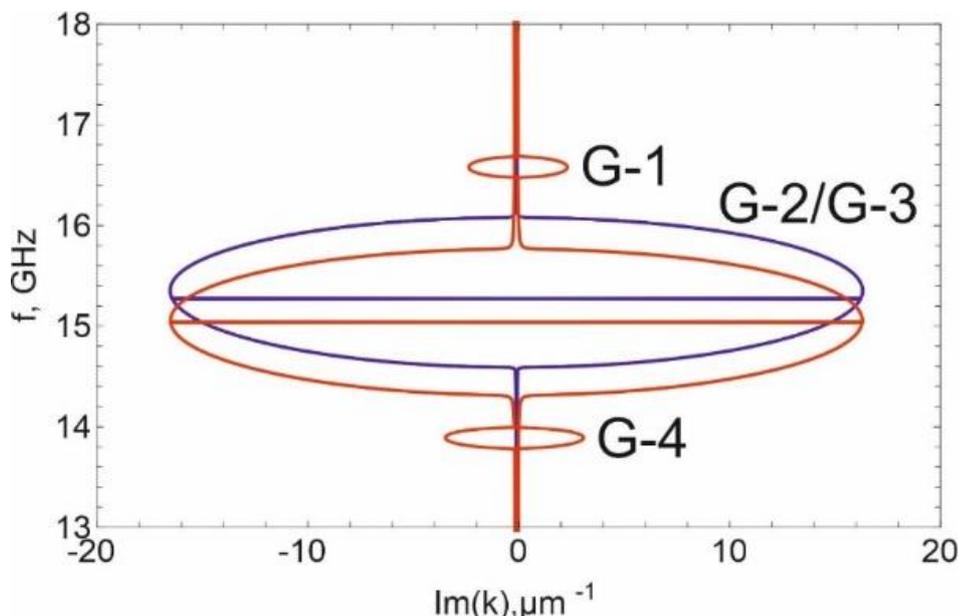


Рис.1 Зависимость частоты (f) от мнимого волнового числа ($\text{Im}(k)$).

К слою платины прикладывается напряжение, вследствие этого в структуре возникает спиновый ток, который обусловлен диффузией спинов в противоположных направлениях при столкновении с примесями в материале и спин-орбитальным взаимодействием, в итоге траектории частиц искажаются и электроны с разными по знаку спинами распределяются к двум противоположным интерфейсам YIG/Pt. Описанный эффект позволяет усилить волну, если спины электронов в Pt и магнитные моменты в YIG противоположно направлены, то волна усиливается, в случае, когда вектора спина и магнитного момента сонаправлены происходит ослабление волны [3,4]. Важным является то, что за счет неоднородности в структуре (периодическая система канавок на пленках из YIG) возникают брэгговские резонансы. Основное внимание в

работе направлено на исследование влияния спинового тока в Pt на условия возникновения и характеристики брэгговских резонансов.

На Рис. 1 проиллюстрирована зависимость частоты от мнимого волнового числа спиновой волны в такой структуре. Синими кривыми показан случай в отсутствие спинового тока, красными – при введении спинового тока. Видно, что в отсутствие спинового тока, в частотной области (G-2/G-3) мнимая часть волнового числа отлична от нуля. Данная область частот соответствует брэгговскому резонансу – полосе непропускания. Введение спинового тока, свою очередь, приводит к возникновению двух дополнительных брэгговских резонансов (G-1 и G-4), также смещению резонанса G-2/G-3 вниз по частотам.

Управление активной прослойкой по средствам введения спинового тока расширяет возможности по управлению брэгговскими резонансами.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-29-00759).

ЛИТЕРАТУРА

1. Baranov P.G. et al. // Phys.-Usp. 2019. V. 62. P. 795.
2. A. Kimel et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V. 55. No 46. P. 463003.
3. Y. Zhou et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 184403.
4. Xi-guang Wang et al. // Phys. Rev. Applied. 2021. V. 15. P. 034050.

Нелокальное возбуждение магнитоупругих волн распространяющимся спин-волновым континуумом

Я.А. Филатов, П.И. Геревенков, А.М. Калашникова, Н.Е. Хохлов
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
yaroslav.filatov@mail.ioffe.ru

Исследование спиновых волн (магнонов) на сегодняшний день является одним из наиболее перспективных направлений при разработке логических элементов и вычислительных устройств, альтернативных современной полупроводниковой электронике [1,2]. К преимуществам использования спиновых волн в качестве носителей информации относят отсутствие тепловых потерь при распространении, а также возможность реализации принципиально новых архитектур вычислительных операций, например, выходящих за рамки булевых систем [3]. Необходимым условием дальнейшего развития технологий магнонных вычислительных устройств является возможность эффективного возбуждения когерентных коротковолновых магнонов [4] и управление их параметрами, реализуемое, например, за счет взаимодействия с фононной подсистемой или магнитными неоднородностями. В представляемой работе экспериментально исследовано оптическое возбуждение широкополосного пакета обменных спиновых волн, распространяющегося с гиперзвуковой групповой скоростью вглубь образца лютетиевого феррит-граната. Продемонстрировано, что лазерно-индуцированный спин-волновой пакет испытывает неупругое рассеяние на краю образца и связывается с продольными акустическими фонами с возбуждением вторичной магнитоупругой волны.

Эксперименты выполнены по методике фемтосекундной оптической двуцветной накачки-зондирования с временным разрешением. Сверхбыстрая магнитная динамика возбуждалась в образце монокристаллического лютетиевого феррит-граната толщиной 7.4 мкм за счет воздействия сфокусированного лазерного импульса накачки длительностью 120 фс и с центральной длиной волны 515 нм. Использование таких лазерных импульсов позволило локализовать возбуждение динамики по толщине образца за счет сильного оптического поглощения в выбранном спектральном диапазоне. Кроме того, для увеличения локализации и создания резкого фронта возбуждения образец покрывался пленкой золота толщиной 100 нм. Для детектирования магнитной динамики использовались фемтосекундные лазерные импульсы зондирования с центральными длинами волн 900 и 450 нм, падающие на образец со стороны, противоположной области возбуждения. Использование таких длин волн соответствовало геометрии детектирования двойного магнитооптического эффекта Фарадея и магнитооптического эффекта Керра, соответственно. Использование двух независимых эффектов для детектирования лазерно-индуцированной магнитной динамики позволило выделить вклады в неё, соответствующие однородной прецессии намагниченности и распространяющимся магнитоупругим волнам. Для выявления дисперсии магнитоупругих волн эксперименты выполнены в диапазоне прикладываемого внешнего магнитного поля в плоскости образца 300-700 мТл, а также проведен теоретический анализ на основе дисперсионного соотношения обменных, упругих и магнитоупругих спиновых волн.

Таким образом, продемонстрировано, что сильная локализация воздействия лазерного импульса накачки по толщине образца приводит к возбуждению широкополосного пакета обменных спиновых волн. В соответствии с дисперсией групповых скоростей высокочастотные компоненты такого спин-волнового континуума движутся с гиперзвуковой групповой скоростью в направлении от

возбуждаемой границы образца. Экспериментально зарегистрировано, что скорость детектируемых волн составляет величину не менее 27 км/с. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что по достижении границы обменные спиновые волны неупруго рассеиваются с последующим возбуждением обратно-распространяющихся магнитоупругих волн с частотой, соответствующей точке пересечения дисперсионных зависимостей обменных волн и продольных акустических фононов. Полученные результаты показывают возможность увеличения волновых чисел лазерно-индуцированных обменных спиновых волн за счет локализации возбуждения, что представляет практический интерес для разработки устройств магноники. Кроме того, продемонстрированное возбуждение широкополосного спин-волнового пакета, а также когерентных магнитоупругих колебаний может иметь фундаментальное значение при описании сверхбыстрой магнитной динамики в таких системах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 22-22-00326). Теоретический анализ выполнен при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 22-1-5-122-1).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Chumak et al. // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. V. 58. No 6. P. 0800172.
2. A. Barman et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33 No 41. P. 413001.
3. A. Papp et al. // Nat Commun. 2021. V. 12, P. 6422.
4. J. R. Hortensius et al. // Nat. Phys. 2021. V. 17. P. 1001-1006.

Частотная невзаимность коллективных мод спиновых волн в геометрически асимметричной двухслойной структуре

П. И. Геревенков¹, В. Д. Бессонов², В. С. Теплов², А. В. Телегин², А. М. Калашникова¹,
Н. Е. Хохлов¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

²ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

petr.gerevenkov@mail.ioffe.ru

В настоящее время создание элементов магноники для передачи и обработки информации является активно развивающимся направлением современного магнетизма. В ряде недавних работ продемонстрированы сумматор [1] и диод [2] для магнитостатических спиновых волн (МСВ) в структурах связанных волноводов. Важнейшей характеристикой этих структур для построения элементов спин-волновой логики является дисперсия МСВ. Однако управление дисперсией и её расчёт в случае магнитостатически связанных элементов является сложной задачей. В представляемой работе [3] экспериментально и теоретически исследуется дисперсия МСВ в структуре двух дипольно-связанных тонких ферромагнитных пленок.

В работе использована многослойная структура из двух ферромагнитных слоев галфенола ($\text{Fe}_{81}\text{Ga}_{19}$), разделенных немагнитным слоем меди $\text{FeGa}(7 \text{ нм})/\text{Cu}(5 \text{ нм})/\text{FeGa}(4 \text{ нм})$ на подложке (100)-GaAs. Выбор структуры на основе галфенола обусловлен большими значениями времени жизни прецессии намагниченности [4] и длины распространения МСВ [5], что делает FeGa перспективным материалом для создания элементов магноники. Экспериментальная дисперсия двух магنونных ветвей, соответствующих акустической и оптической коллективной динамике намагниченности, получена методом рассеяния света Мандельштама-Бриллюэна. Для описания наблюдаемой дисперсии использован подход, предложенный в работе [6] для описания спиновых волн в многослойных структурах.

В результате экспериментально продемонстрирована частотная невзаимность коллективных магنونных мод в системе двух дипольно-связанных ферромагнитных слоев. Теоретический анализ показал, что невзаимность определяется геометрической асимметрией структуры. Для исследуемой структуры определено оптимальное соотношение толщин двух ферромагнитных слоёв, при котором невзаимность максимальна. Полученные результаты позволяют предсказывать дисперсию МСВ и величину частотной невзаимности в многослойных структурах, что является критически важным для проектирования будущих магنونных логических элементов [7].

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 22-22-00326).

ЛИТЕРАТУРА

1. Wang Q. et al. // Nat Electron 2020. V. 3. P. 765.
2. Szulc K. et al. // Phys. Rev. Applied 2020. V. 14. No. 3. P. 034063.
3. Gerevenkov P. I. et al. // Nanoscale 2023. V. 15. P. 6785.
4. Scherbakov A. V. et al. // Phys. Rev. Applied 2019. V. 11. No. 3. P. 031003.
5. Khokhlov N. E. et al. // Phys. Rev. Applied 2019. V. 12. No. 4. P. 044044.
6. Carlotti G. Gubbiotti G. // La Rivista del Nuovo Cimento 1999. V. 12. No. 22. P. 1.
7. Mahmoud A. et al. // J. Appl. Phys 2020. V. 128. No. 16. P. 161101.

Лазерно-индуцированные фазовые переходы в магнетите Fe₃O₄ за пределами области термодинамического равновесия

А.В. Кузикова¹, Л.А. Шелухин¹, Ф.М. Максимов^{2,3},
А.И. Чернов^{2,3}, Р.В. Писарев¹, А.М. Калашникова¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

² Российский квантовый центр, Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
anna.kuzikova@mail.ioffe.ru

Фазовые переходы приводят к значительным изменениям определенных параметров материала и тем самым существенно изменять их функциональные свойства при относительно слабых внешних воздействиях. Электронные, структурные, магнитные и сегнетоэлектрические фазовые переходы в конденсированных средах дают возможность создавать функциональные элементы памяти [1], элементы для нейроморфных сетей [2], умные окна [3], полевые транзисторы [4] и сенсоры [5]. Было показано, что фемтосекундные лазерные импульсы могут индуцировать фазовые переходы, позволяя как переключаться между разными состояниями на сравнимых временных масштабах, так и изучать динамику различных подсистем материала при таком возбуждении. Исследование сложных механизмов фотоиндуцированных фазовых переходов затруднено сильно неравновесным характером состояния материала, возникающего в момент и непосредственно после возбуждения, а также участием в переходах скрытых и метастабильных фаз [6].

Среди многочисленных материалов с фазовыми переходами магнетит Fe₃O₄ занимает уникальное место, обладая электронным и структурным переходом Вервея при 123 К из низкотемпературной диэлектрической моноклинной фазы в высокотемпературную металлическую кубическую и спин-переориентационным (СП) переходом характеризующимся изменением магнитной анизотропии от одноосной к кубической. Уже было показано, что фотоиндуцированный переход Вервея в магнетите является нетепловым на субпикосекундных временах [7]. Однако фотоиндуцированный спин-переориентационный переход ранее не был продемонстрирован. Если существует связь между лазерно-индуцированными переходами Вервея и СП-перехода, то изменение магнитной анизотропии также должно происходить в субпикосекундном масштабе времени. Последнее позволило бы отличить фотоиндуцированный СП переход в магнетите от продемонстрированных в группе редкоземельных ортоферритов, где время перехода превышает несколько пикосекунд из-за медленного отклика редкоземельной подсистемы на возбуждение [8].

В представляемой работе [9] мы исследовали оптические и магнитооптические свойства монокристаллического образца магнетита методом оптической накачки-зондирования в диапазоне температур 80–180 К. На Рис.1 представлена геометрия эксперимента, а также приведены примеры лазерно-индуцированной динамики магнитооптического отклика. Изучая изменения отражения от плотности энергии накачки и температуры, а также линейный полярный (РМОКЕ) и квадратичный (QМОКЕ) магнитооптические эффекты Керра, мы выявили связь фотоиндуцированных переходов Вервея и СП. Лазерно-индуцированная прецессия намагниченности с частотой, характерной для кубической фазы, являющаяся признаком СП перехода, однако, наблюдалась во всем исследованном интервале температур, а также при лазерном возбуждении с плотностью энергии ниже пороговой для перехода Вервея. Сравнение магнитной динамики, детектируемой через РМОКЕ и QМОКЕ показывает, что существует диапазон плотностей энергии накачки и температуры образца, где фотоиндуцированный переход происходит в отдельных областях материала, что

подчеркивает первый род этих фазовых переходов, проявляющийся даже в термодинамически-неравновесном состоянии.

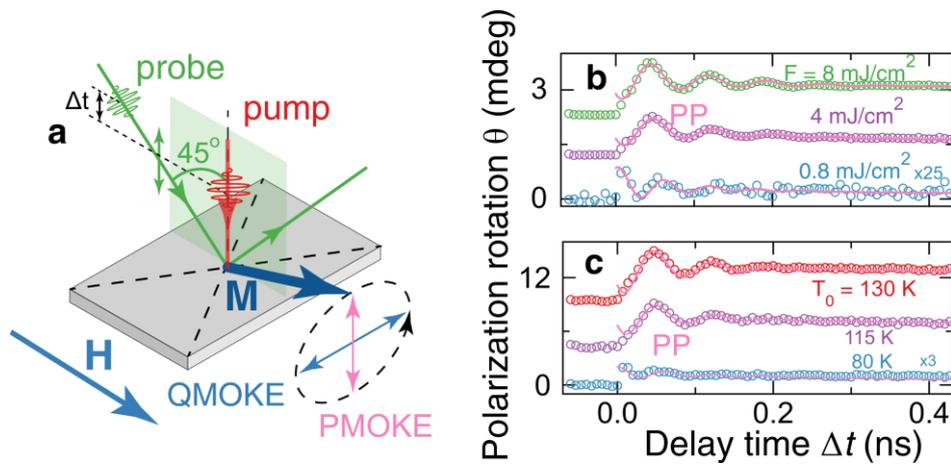


Рис. 1. (а) Геометрия измерения магнитной динамики в магнетите методом накачки-зондирования. Внешнее магнитное поле H приложено вдоль направления c ([001]). Типичные сигналы, полученные по указанной методике, соответствующие лазерно-индуцированному вращению плоскости поляризации, измеренные (b) при фиксированной температуре $T=80$ К. с разными значениями плотности накачки и (с) при фиксированной плотности накачки F для разных начальных температур образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wuttig M et al. //Nature materials. 2007. V. 6. No. 11. P. 824-832.
2. Yi W. et al //Nature communications. – 2018. – V. 9. – No. 1. – P. 4661.
3. Ma H. et al //Nanoscale. – 2018. – V. 10. – No. 23. – P. 11158-11164.
4. Li W. W. et al. //The Journal of Physical Chemistry C. – 2011. – V. 115. – No. 47. – P. 23558-23563.
5. Hu B. et al //Advanced Materials. – 2010. – V. 22. – No. 45. – P. 5134-5139.
6. Li B. et al. //Nature communications. – 2022. – V. 13. – No. 1. – P. 460.
7. De Jong S. et al. //Nature materials. – 2013. – V. 12. – No. 10. – P. 882-886.
8. De Jong J. A. et al. //Physical Review B. – 2011. – V. 84. – No. 10. – P. 104421.
9. Kuzikova A.V. et al. // Physical Review B. – 2023. – V. 107. – No. 2. – P. 024413

Распространение спиновых возбуждений в сверхпроводящих гибридных структурах

Н. Г. Пугач¹, Я. В. Туркин^{1,2}, О.В. Галлямова³

¹Национальный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москва, 101000

²Крымский Федеральный Университет им. В.И. Вернадского,
просп. Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007

³Физический факультет, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Ленинские Горы, ГСП-2

npugach@hse.ru

Гибридные структуры на основе сверхпроводников и ферромагнитных диэлектриков приобретают все большее значение в сравнительно новой и быстро развивающейся области сверхпроводниковой спинтронике. В докладе дан краткий обзор существующих направлений развития сверхпроводниковой наноэлектроники. Эта новая область призвана решать следующие задачи: энергосбережение, миниатюризация элементов, их быстродействие, и наконец, обеспечение работы принципиально нового типа устройств – квантовой логики.

В качестве примера рассматривается обратный эффект близости в нано-структуре сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик [1]. В данной работе теоретически исследовались магнитные эффекты, возникающие в пленке сверхпроводника, нанесенного на поверхность ферромагнитного диэлектрика. В качестве сверхпроводящих материалов для создания такой структуры могут использоваться любые низкотемпературные сверхпроводники, например технологичные алюминий или ниобий, а в качестве ферродиэлектриков обычно выступают соединения европия EuS, EoO, или ферриты-гранаты (ЖИГ).

Расчеты проводились в квазиклассическом приближении. В нестационарном случае рассчитывался отклик сверхпроводящей системы на однородную прецессию намагниченности в ферродиэлектрике, поддерживаемую ферромагнитным резонансом (ФМР). Было определено подавление сверхпроводящего параметра порядка в результате конверсии синглетных сверхпроводящих корреляций в триплетные на границе с ферромагнетиком. Рассчитана наведенная намагниченность, возникающая в сверхпроводнике в результате обратного эффекта близости. Рассчитан спиновый ток, возникающий в результате спиновой накачки из ферромагнетика с ФМР. Исследованы зависимости этих параметров от частоты ФМР. Интересными результатами данной работы являются полученные немонотонные зависимости магнитных характеристик сверхпроводящего конденсата от расстояния до границы с ферродиэлектриком, параметром приграничной конверсии, и частоты [2,3]. Их можно связать с подавлением синглетных сверхпроводящих корреляций, и возникающих из них триплетных в результате воздействия ферромагнетика и прецессии его магнитного момента.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант № 075-15-2022-1108.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.O. Yagovtsev, N.G. Pugach, M. Eschrig // Supercond. Sci. Technol. 2021. Vol. 34, № 2, 025003.
2. Ya.V. Turkin, N.G. Pugach // Beilstein J. Nanotechnol. –2023. –№ 14. –p. 233.
3. Я. В. Туркин, Н. Г. Пугач, и др. // Физика металлов и металловедение –2023. – Т. 124. –№. 1. –с. 42.

Анализ структуры Джозефсоновского магнитного туннельного перехода: от классического до квантового приближения.

В.В. Юрлов^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2,3}, А.К. Звездин^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (НИУ)

²Новые Спинтронные Технологии, 121205 Москва, Россия

³Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

yurlov.vv@phystech.edu

Рассмотрена классическая динамика магнитного момента в легкоплоскостном магнетике под воздействием импульса спинового тока, что исследовалось ранее в работе [1]. Объектом исследования является изучение возможности перехода к квантовому режиму в легкоплоскостном магнитном туннельном переходе. Получены эффективный Лагранжиан и Гамильтониан магнитного туннельного перехода и показан их математический изоморфизм с задачей о квантовых переходах Джозефсона. Получены границы применимости, при которых возможно рассмотрение макроскопических параметров, как квантово-механических операторов. Проанализированы допустимые величины и длительность импульса спинового тока, при которых также возможен квантовый подход (см. Рис. 1). Получены характерные геометрические параметры магнитного туннельного перехода для реализации квантового приближения.

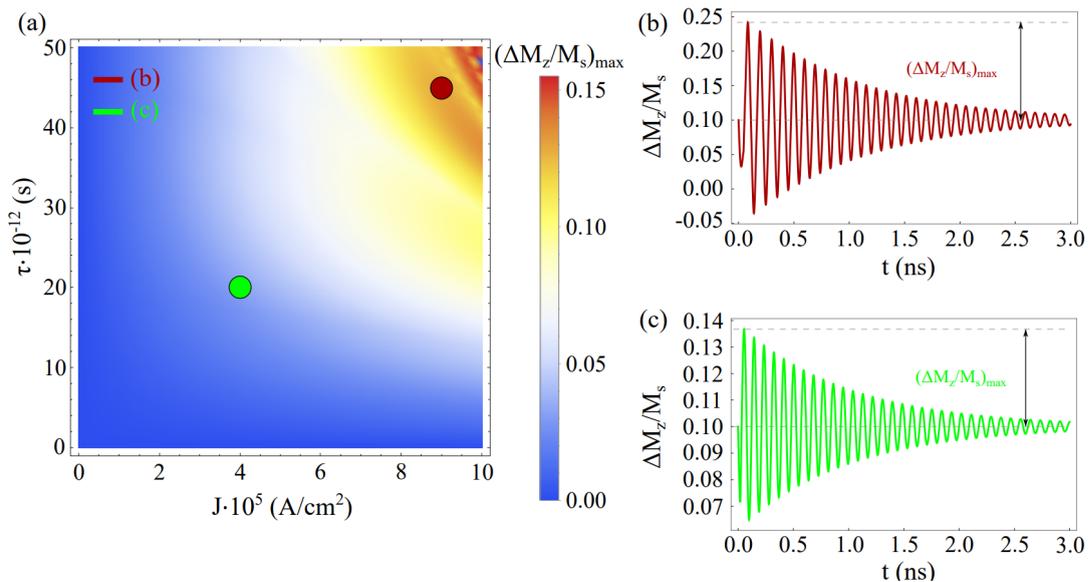


Рис. 1. а) Диаграмма демонстрирующая максимальное отклонение магнитного момента от положения равновесия системы. б) и с). демонстрируют осцилляции магнитного момента вблизи положения равновесия.

В результате, при низких температурах и слабой диссипации в магнитной системе могут проявляться квантовые свойства [1]. Исходя из анализа Лагранжиана, при различных объемах магнитной пленки могут быть реализованы различные аналоги Джозефсоновских кубитов на базе магнитного туннельного перехода: зарядовый, потоковый и трансмон [2,3]. Квантовые эффекты связанные с макроскопической динамикой в Джозефсоновском переходе могут быть описаны если заряд и фазу, понимать как операторы обобщенного импульса и координаты соответственно. В нашем случае данными величинами являются проекция намагниченности на направление, перпендикулярное плоскости магнетика (или полярный угол), и азимутальный угол соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФ № 22-12-00367.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Звездин // ЖЭТФ. 2002. Т 122. В. 4 (10). С. 879-885.
2. A. Kringhoj et al. // Phys. Rev. B. V. 97. No 6. P. 060508.
3. D. Riste et al. // Nature Communications 2013. V. 4. No 1. P. 1913.

Универсальная модель магнитного туннельного перехода на Verilog-A для проектирования интегральных схем

М.Д. Лобкова¹, П.Н. Скирдков^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2}

¹Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково

²Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН.

m.lobkova@nst.tech

Быстро развивающееся направление спиновой электроники (спинтроники) открывает новые способы хранения, обработки и передачи информации за счет использования спиновой степени свободы электрона в качестве основного носителя информации. В течение нескольких десятилетий разработка спинтронных устройств: магнитной оперативной памяти [1], сенсоров магнитного поля [2], а также их успешная коммерциализация продемонстрировала значительный успех в полупроводниковой промышленности. Это дает мотивацию для разработки спинтронных СВЧ-устройств (сверхвысокочастотных): наногенераторов [3], спиновых диодов [4], радиочастотных детекторов [4] и харвестеров [4]. Такие устройства включают в себя сочетание КМОП (комплементарной структуры металл-оксид-полупроводник) схемы и спинтронной части, где в качестве основных элементов выступают магнитные туннельные переходы (МТП). В простейшем случае магнитный туннельный переход представляет собой два ферромагнитных слоя, разделенных диэлектриком, где нижний ферромагнитный слой имеет фиксированную ориентацию намагниченности и называется поляризатором, а верхний слой имеет переменную ориентацию намагниченности и называется свободным (Рис. 1(а)).

В связи с разработкой принципиально новых спинтронных устройств возникает необходимость в моделировании их электрических схем, представляющих из себя КМОП элементы, работающие совместно со спинтронными, и учитывающих СВЧ свойства магнитных туннельных переходов. Актуальным является создание компактной модели МТП, позволяющей рассчитывать его электрические характеристики и применять эти данные в распространенных средах автоматизированного проектирования (САПР) интегральных схем.

Мы представляем модель магнитного туннельного перехода, написанную на языке Verilog-A [5] для предсказательного моделирования поведения МТП в спинтронных устройствах. Модель магнитного туннельного представляет собой модуль (Рис. 1(б)), включающий в себя:

- Вычисление динамики намагниченности \mathbf{M} свободного слоя МТП, описывающееся уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского [6]:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \alpha/M_s[\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + \mathbf{T}_{STT}, \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, \mathbf{H}_{eff} – эффективное поле, α – коэффициент затухания Гильберта, M_s – намагниченность насыщения. \mathbf{T}_{STT} – крутящий момент, состоящий из двух компонентов: крутящий момент Слончевского $T_{ST} = a_j \gamma / M_s \mathbf{M} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{M}]$ и крутящий момент поля $T_{FLT} = \gamma b_j [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]$, где \mathbf{p} – нормализованный вектор намагниченности опорного слоя, j – плотность тока, вычисляемая по формуле $j = I_{in}(t)/S$, S – площадь свободного слоя МТП. Величины

$b_j \approx 0.4 a_j$, $a_j = \hbar P / (2teM_s)$, где P – степень поляризации тока, t – толщина свободного слоя, и e – заряд электрона.

- Вычисление туннельного магнетосопротивления МТП и напряжения на его выходе.

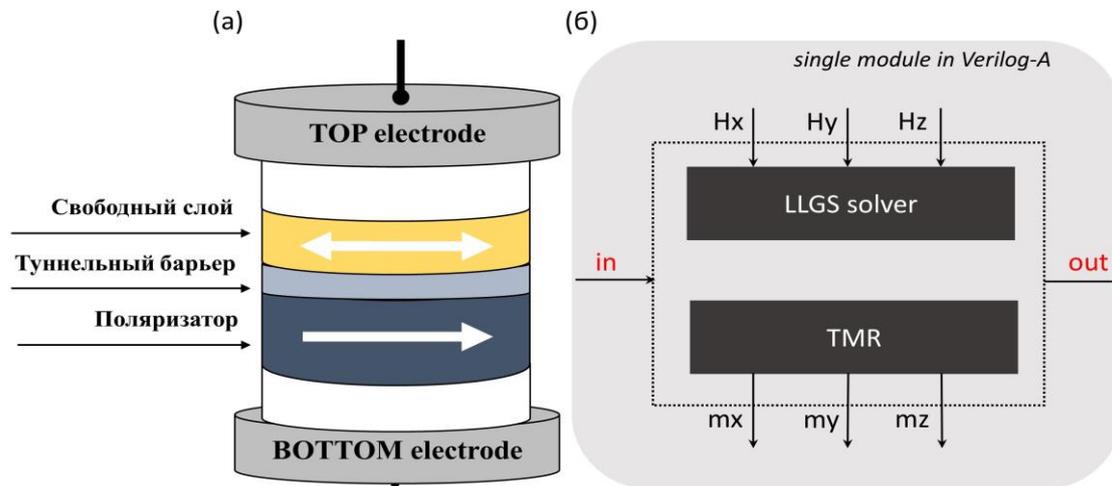


Рис. 1. (а), Физическое представление магнитного туннельного перехода в простейшем случае; (б), Структура компактной модели магнитного туннельного перехода на Verilog-A, включающая в себя: вычисление динамики намагниченности свободного слоя, вычисление туннельного магнетосопротивления структуры.

Входными данными для работы с моделью являются геометрические размеры свободного слоя МТП, константы магнитной анизотропии, константы обмена, а также сопротивление магнитного туннельного перехода и др. Для верификации созданной модели были разработаны тесты, соответствующие основным режимам работы МТП: переключению, генерации и выпрямлению. Все тесты были успешно проведены в САПР Cadence ADE.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант № 19-12-00432).

ЛИТЕРАТУРА

1. Tehrani S. et al. //IEEE Transactions on Magnetics. – 1999. – Т. 35. – №. 5. – С. 2814-2819.
2. Jin Z. et al. //Sensors. – 2021. – Т. 21. – №. 2. – С. 668.
3. Zeng Z., Finocchio G., Jiang H. //Nanoscale. – 2013. – Т. 5. – №. 6. – С. 2219-2231.
4. PN Skirdkov, KA Zvezdin. Annalen der Physik 532 (6), 1900460 (2020).
5. Verilog-A/AMS Reference Manual: https://edownload.software.keysight.com/eedl/ads/2011_01/pdf/verilogaref.pdf
6. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. 159, L1 (1996).

Поведение характеристик выпрямленного микроволнового сигнала в магнитных туннельных переходах с перпендикулярной магнитной анизотропией в перпендикулярном и планарном магнитных полях

К.В. Киселева^{1,2}, Г.А. Кичин¹, П.Н. Скирдков^{1,3}, К.А. Звездин^{1,3}

¹Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково

²Сколковский институт науки и технологий

³Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН.

kсениa.kiseleva@skoltech.ru

Растущий интерес к системам автоматизации и мониторинга процессов требует большого количества сенсоров и датчиков контроля. При уменьшении размеров таких датчиков проблемой становится эффективность энергоснабжение таких систем. Для решения данной проблемы важной задачей является поиск новых подходов, как сделать новые сенсоры и датчики автономными, маломощными и с беспроводным питанием.

Перспективным решением для данной проблемы являются структуры на основе магнитного туннельного перехода (МТП) [1]. Такие устройства представляет из себя многослойные структуры нанометрового масштаба, в которых ключевыми элементами являются ферромагнитные слои, разделенные слоем изолятора. МТП доказали свою перспективность для использования в качестве ячеек памяти, наноосцилляторов и устройств генерации случайных битов, а также в качестве узлов для нейроморфных систем вычисления.

МТП с перпендикулярной магнитной анизотропией демонстрируют выдающиеся характеристики выпрямления микроволнового сигнала [2], что делает такие структуры интересными для потенциального применения в сборе электроэнергии и преобразовании ее в вид пригодный для питания различных датчиков и сенсоров. Высокий коэффициент преобразования СВЧ сигнала в постоянный в таких структурах связан с возникновением конусного магнитного состояния, при котором намагниченность свободного слоя наклонена от нормали к плоскости пленки [3].

В данной работе экспериментально изучались МТП образцы с перпендикулярной магнитной анизотропией и возможность получения конусного состояния в них. С помощью метода ST-FMR изучался эффект выпрямления микроволнового сигнала. Измерения проводились в перпендикулярном и планарном магнитных полях на круглых и на эллиптических образцах.

Эксперимент показал, что одни и те же образцы в планарном магнитном поле показывают большие значения выпрямленного напряжения по сравнению с измерениями, сделанными в перпендикулярном магнитном поле, где наблюдались сравнительно небольшие значения выпрямления. Максимальное выпрямленное напряжение среди круглых образцов было получено на образце диаметром 150 нм, где наблюдалось так же и самое большое значение туннельного магнетосопротивления (TMR) среди измеренных образцов. На эллиптических образцах максимальное значение TMR и значение выпрямленного напряжения наблюдалось на образце размером 200x300 нм.

Как для круглых (рис. 1а), так и для эллиптических образцов (рис. 2а), помимо резонансных мод выпрямления мы наблюдаем возникновение дополнительных мод в низкочастотном диапазоне в случае планарного магнитного поля. При этом максимальное значение выпрямленного напряжения как раз приходится на низкую область частот от 500 МГц до 1.5 ГГц (Рис. 1б и Рис. 2б для круглого и эллиптического образцов соответственно). Такие моды схожи с широкополосным выпрямлением, которое наблюдал Славин [4-5].

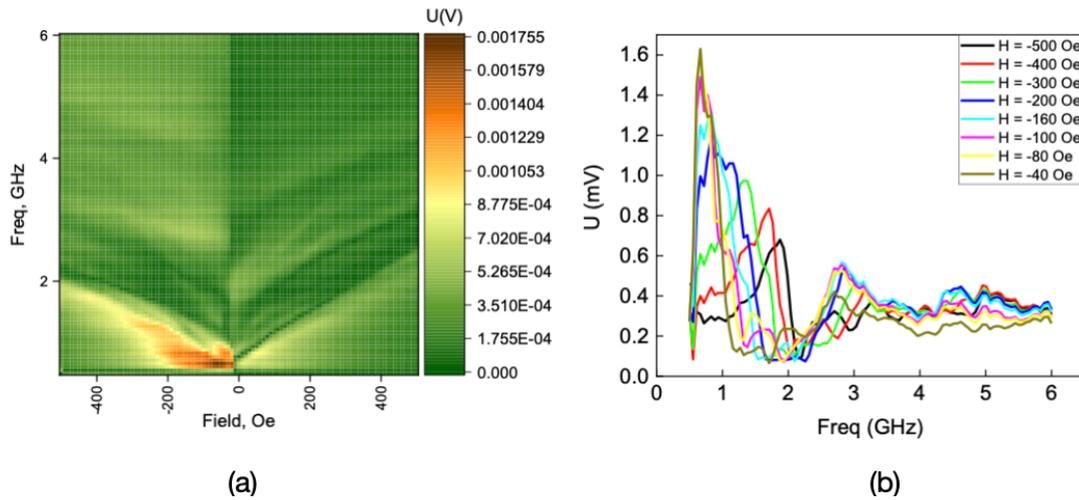


Рис. 1. (a) Зависимость значения выпрямленного напряжения от частоты и внешнего магнитного поля для круглого образца диаметром 150 нм. (b) Зависимость выпрямленного напряжения от частоты для избранных значений внешнего магнитного поля

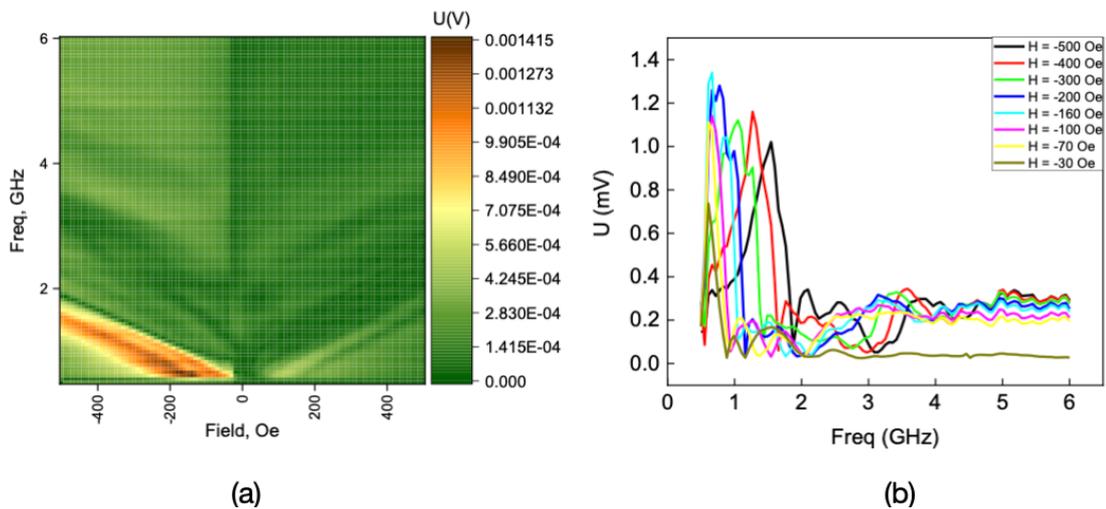


Рис. 2. (a) Зависимость значения выпрямленного напряжения от частоты и внешнего магнитного поля для эллиптического образца размером 200x300 нм. (b) Зависимость выпрямленного напряжения от частоты для избранных значений внешнего магнитного поля

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ № 19–12-00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Tulapurkar et al // Nature. V. 438. P. 339 (2005).
2. B. Fang et al // Nature Communications. No 1 (7) (2016).
3. A.G. Buzdakov, P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin. // Phys. Rev. App. No 5 (15) (2021).
4. M. Tarequzzaman et al // Appl. Phys. Lett. 112 252401 (2018)
5. B. Fang et al // Phys. Rev. App. No 11 (1) (2019)

Влияние взаимного направления поляризатора и свободного слоя на автогенерацию магнитных туннельных переходов (МТП) разной геометрии

В.Р.Киктева^{1,2,*}, К.В.Киселева^{1,3,\$}, Г.А.Кичин¹, П.Н.Скирдков^{1,4}, К.А.Звездин^{1,4}

¹Новые спинтронные технологии, Большой бульвар, д.30, стр. 1, г. Москва, Россия, 121205

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 105005, г. Москва, 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1

³Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д.30, стр.1, г.Москва, Россия, 121205

⁴Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, ул. Вавилова, д.38, г. Москва, 119991, Россия

*v.kikteva@nst.tech \$kseniia.kiseleva@skoltech.ru

Одним из интересных физических объектов с возможностью создания быстродействующих устройств с низким потреблением энергии является магнитный туннельный переход (МТП). МТП представляет собой структуру нанометрового масштаба, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных диэлектриком. Верхний ферромагнитный слой (свободный слой) имеет переменную ориентацию намагниченности, а нижний слой (поляризатор) – фиксированную.

Приложение постоянного тока смещения к МТП вызывает прецессию намагниченности свободного слоя за счет ослабления трения, что порождает переменное сопротивление, и, таким образом, на выходе наблюдается переменное напряжение. Такое свойство МТП называется режимом автогенерации, что позволяет использовать МТП как генератор СВЧ-сигнала (наногенератор) [1-2]. Объектом интереса в данной работе стали магнитодинамические свойства МТП [3-6].

Рассматривались образцы с многослойной структурой эллиптической формы под углами 0° , 15° , 30° , 90° относительно фиксированного слоя (synthetic antiferromagnet – SAF), который у всех образцов имел одинаковое направление. В данной работе измерения проводились на образцах размеров 100×300 нм, 200×300 нм и 250×300 нм. Исследовалась зависимость влияния геометрии образца, взаимного направления поля магнита, поляризатора и свободного слоя на режим автогенерации.

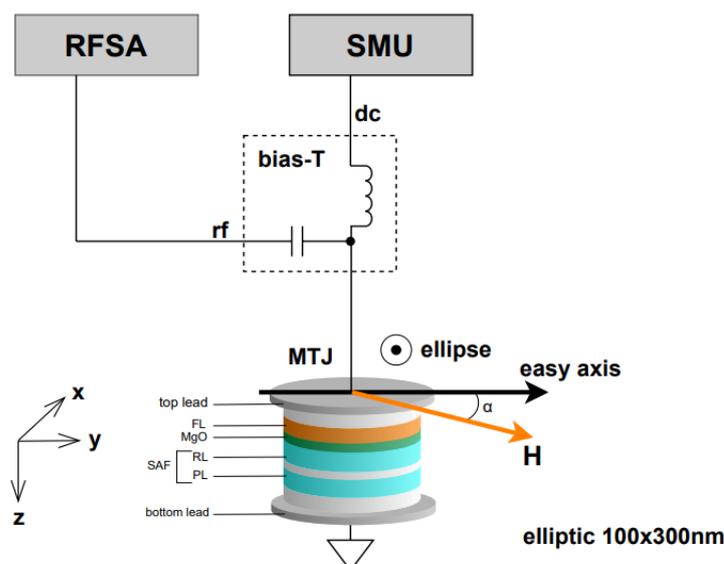


Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению режима автогенерации в магнитных туннельных переходах

Для анализа зависимостей подавались различные значения постоянного тока и исследовалось распределение мощности сигнала в зависимости от частоты или спектральная плотность мощности (PSD – power spectral density). Усредненное распределение мощности сигнала по частотам регистрировалось спектральным анализатором. Сигнал исследовался в диапазоне частот от 100 МГц до 4 ГГц. Ток подавался источником-измерителем. Характерное значение тока варьировалось от -2 мА до +1 мА. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, который можно было вращать. Измерения проводились при различных направлениях приложения магнитного поля и значениях по полю в диапазоне ± 300 Э. Принципиальная схема установки представлена на Рис.1.

При измерении спектров с фиксированной ориентации магнитного поля и изменением величины поля было замечено, что эффективный режим генерации наблюдался в определенном диапазоне значений. Режим автогенерации был обнаружен на -50 Э. При увеличении значения магнитного поля пик уменьшался и смещался в сторону высоких частот. Тогда как при уменьшении магнитного поля, пик сначала увеличился и достиг своего максимума на -40 Э, после чего значение спектральной плотности мощности уменьшалось и смещалось в сторону низких частот. На Рис.2 представлен график зависимости спектральной плотности мощности от величины магнитного поля.

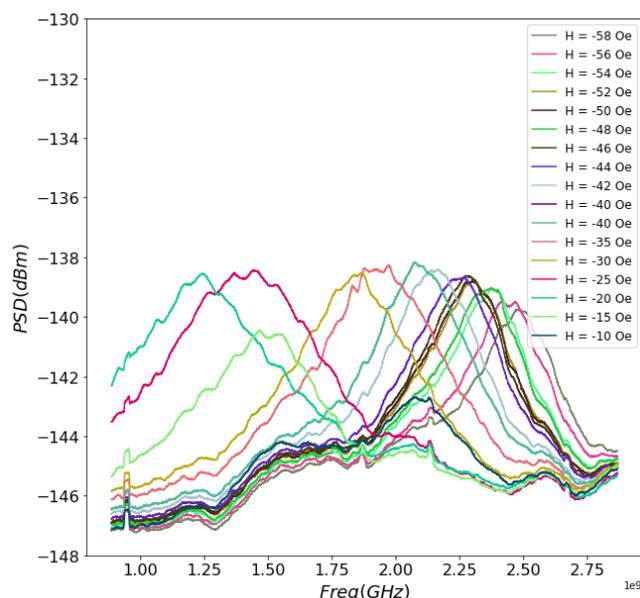


Рис. 2. График зависимости значения спектральной плотности мощности для разных значений магнитного поля с ориентацией поля под углом 25° относительно легкой оси

При измерении спектральной плотности мощности с фиксированным значением магнитного поля и изменением ориентации поля относительно легкой оси наблюдалось смещение пика по оси частот и было замечено как усиление, так и полное отсутствие режима автогенерации. На Рис.3 представлен график зависимости спектральной плотности мощности от ориентации магнитного поля относительно легкой оси.

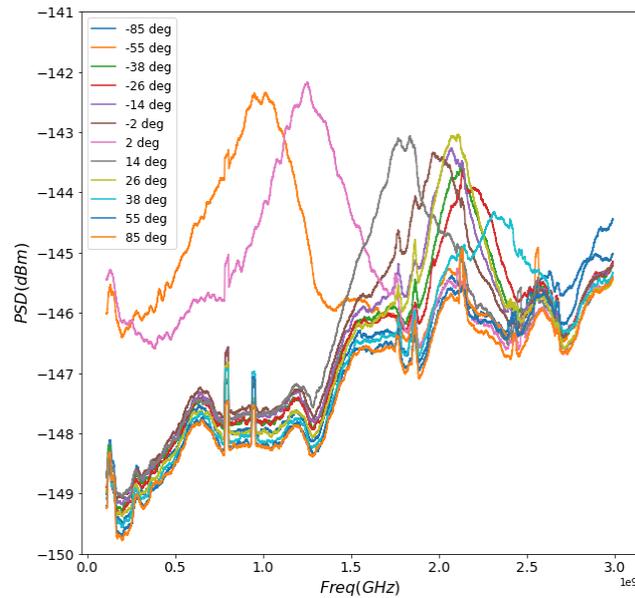


Рис. 3. График зависимости значений спектральной плотности мощности для разных углов направления поля с величиной магнитного поля -45 Э

Эксперименты показали, что максимальные значения спектральной плотности мощности наблюдались на эллиптических образцах, повернутых под углом 90° чаще, чем на образцах, направленных вдоль SAF или с меньшим углом поворота. Обнаружили, что эффективная автогенерация наблюдается только в определенных диапазонах магнитных полей и при определенной ориентации магнитного поля.

Работа сделана при поддержке гранта РФФ (№ 19-12-00432).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ning et all // Fund. Research **2** 535-538 (2022)
2. A. Helmer et all // Phys. Rev. B **81** 094416 (2010)
3. Z. Zeng et all // Nanoscale **5** 2219 (2013)
4. M. Tarequzzaman et all // Com Phys. **2** 20 (2019)
5. JR. Chen et all // Commun. Phys. **3** 187 (2020)
6. R. Arun et all // J. Phys.: Cond. Matter **34** 125803 (2022)

Температурная зависимость параметра затухания Гильберта и напряжения обратного спинового эффекта Холла в гетероструктурах W/NiFe, Pt/NiFe

А.С. Пахомов^{1,2}, П.Н. Скирдков^{2,3}, А.И. Чернов¹, К.А. Звездин^{2,3}

¹Центр двумерных материалов и фотоники МФТИ(НИУ)

²ООО «Новые спинтронные технологии»

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

a.pakhomov@nst.tech

За последние несколько десятков лет было сделано очень большое количество открытий в физике, начиная графеном и его свойствами и заканчивая гравитационным волнами. Наряду с этими открытиями начала бурно развиваться новая область электроники – спинтроника. Функционирование спинтронных устройств основано не только на наличии у электрона заряда, но и собственного момента импульса, имеющего абсолютно квантовую природу – спина.

Считается, что данные устройства в будущем смогут превзойти классические полупроводниковые электронные устройства по многим параметрам, в частности, по размеру, быстродействию и потребляемой мощности. Использование спина электрона как переносчика информации может привести к ряду преимуществ, таких как: высокая скорость передачи и обработки информации, пониженное энергопотребление устройств. Также, за счёт малых размеров спинтронных устройств (сотни нанометров в диаметре, менее десяти нанометров в толщине), повысится плотность упаковки интегральных схем. И хотя спинтронные устройства ещё не используются в промышленном масштабе, активное их изучение уже привело к созданию ряда опытных образцов, не уступающих, а по некоторым характеристикам даже превосходящих, повсеместно использующиеся современные электронные аналоги. Среди таких образцов можно выделить: новые типы энергонезависимой памяти (магниторезистивная память MRAM, а также магнитная память на основе эффекта переноса спинового момента STT-MRAM), нано-генераторы радиочастотных сигналов, детекторы микроволнового излучения, детекторы магнитного поля, спиновые транзисторы и др. Активно проводятся исследования новых структур и новых материалов для выявления новых спиновых и квантовых эффектов для улучшения характеристик будущих и уже имеющихся приборов. Более сложные по устройству структуры могут дать большое количество преимуществ как для спинтронных устройств, так и для спинтроники, как науки, в целом.

В данной работе нами были исследованы спинтронные гетероструктуры W/NiFe, Pt/NiFe а также проведено их сравнение по ряду ключевых характеристик в динамике намагниченности. Образцы были исследованы методом ферромагнитного резонанса в широком температурном диапазоне (5 – 300 К). Были определены параметр затухания Гильберта, эффективная намагниченность насыщения, а также измерено напряжение обратного спинового эффекта Холла.

Значения параметра Гильберта для образца с платиной получились около 0,0135 при комнатной температуре. Значения для образца с вольфрамом получились около 0,0125 при комнатной температуре. Поведение образца с платиной схоже с опубликованным ранее в работе [1]. Есть различие в абсолютных значениях параметра Гильберта. Ранее было получено около 0,011. Такое различие может объясняться тем, что образцы были произведены в разных местах и на разных подложках.

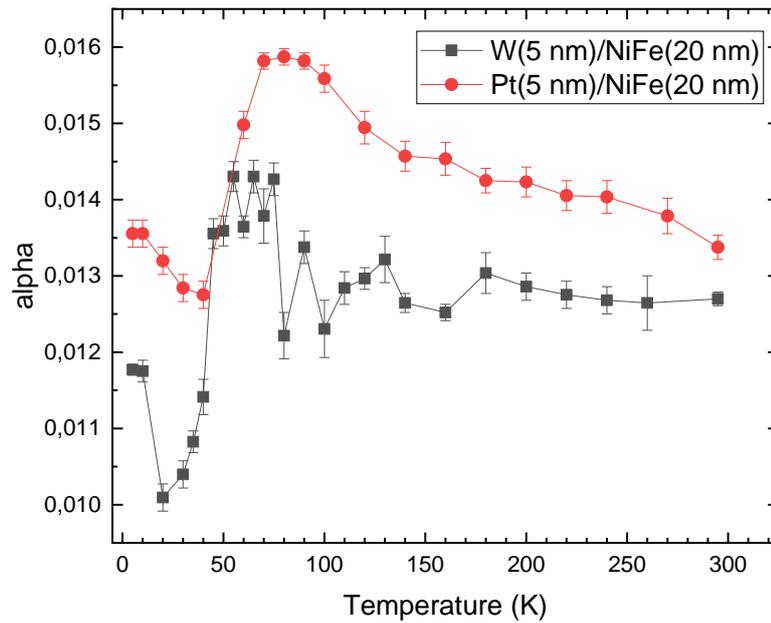


Рис. 1. Зависимость параметра затухания Гильберта для образцов W (5 nm)/NiFe (20 nm) и Pt (5 nm)/NiFe (20 nm).

Данные результаты могут быть использованы при проектировании будущих спинтронных устройств или же исполнительных блоков на их основе. Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ № 19–12–00432.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Martín-Rio et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 500, 166319 (2020).

Демультимплексирование спиновых волн с помощью спинового тока

Н.Д. Лобанов, О.В. Матвеев, М.А. Морозова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского
nl_17@mail.ru

Потребность в более быстрой и энергоэффективной передаче информации привела к развитию твердотельной электроники и, в частности, к созданию такой области физики как магноники, где исследуются свойства магнонов и спиновых волн. Магнон – это квазичастица, которая представляет собой коллективное возбуждение спиновой волны в магнитном материале [1].

Также важной и связанной с магноникой областью является спинтроника, где исследуются возможности манипулирования электронным спином и его взаимодействием с магнитными материалами для создания принципиально новых видов устройств, таких как спинтронные транзисторы и генераторы спинового тока [2].

Целью настоящей работы является исследование влияния спинового тока на распространение спиновых волн в структуре магнонный кристалл(МК)/платина/ферромагнитная пленка(ФП). Магнонный кристалл представляет из себя ферромагнитную пленку с периодической системой канавок. Внешнее поле направлено касательно к структуре.

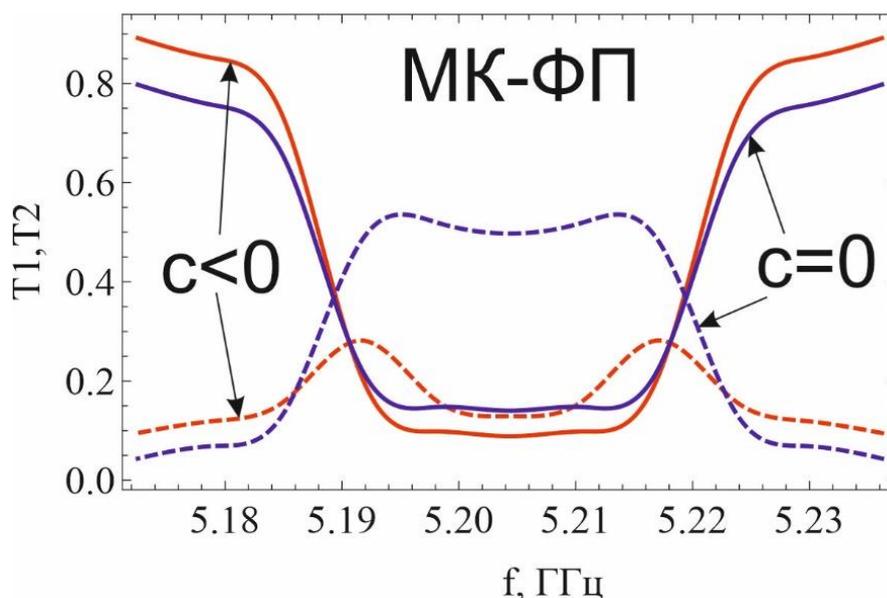


Рис.1 Коэффициенты пропускания МК и ФП (T_1, T_2) в зависимости от частоты (f).

В слое платины течет электрический ток. За счёт спинового эффекта Холла в перпендикулярном направлении возникает спиновый ток. Спиновый ток в платине, в свою очередь, приводит к усилению спиновой волны в одном из ферромагнитных слоев и к ослаблению во втором, либо наоборот, в зависимости от полярности [3-5]. Основное внимание в работе направлено на исследование распределения спиновой волн между слоями структуры при изменении величины и полярности спинового тока.

На Рис. 1 приведены зависимости коэффициентов пропускания МК (T_1 , сплошные линии) и ФП (T_2 , пунктирные линии) от частоты входного сигнала. Видно, что в отсутствии тока (синие кривые), в зависимости от частоты, сигнал выходит либо через МК, либо через ФП, т.е. наблюдается частотное разделение сигнала – демультимплексирование. Введение спинового тока (красные кривые), в свою очередь,

приводит к значительному уменьшению коэффициента пропускания ФП в полосе непропускания для МК.

Таким образом, введение спинового тока разной величины и полярности позволяет, как управлять пропускающей способностью каждого из ферромагнитных слоев, так и эффективностью частотного разделения сигнала между слоями. Использование прослойки из платины существенно расширяет функциональные возможности по частотно-селективной обработке сигналов на принципах спинтроники.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-79-30027).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Brataas et al. // Phys. Rep. 2020. V. 885. P. 1.
2. A. Hirohata et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2020. V. 509. P.166711.
3. J. Holanda et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 435803.
4. Xu-Lin Zhang et al. // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 021066.
5. O.S. Temnaya et al. // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 014003.

Теоретическое описание магнитоэлектрического эффекта в мультиферроиках с антисимметричным обменным взаимодействием

М.И. Труханова^{1,2}, П.А. Андреев¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики.

²Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, лаборатория теоретической физики.

trukhanova@physics.msu.ru

Различают три основных механизма сегнетоэлектричества спинового происхождения: симметричное кулоновское обменное взаимодействие [1], антисимметричное спиновое обменное взаимодействие на основе модели Дзялошинского–Мория и спин-зависимая pd -гибридизация. Наиболее распространенным является второй механизм. Теоретическое описание магнитоэлектричества основано прежде всего на феноменологической теории Ландау. М. Мостовой разработал феноменологическую теорию неоднородных сегнетоэлектрических спиральных магнетиков, описывающую их термодинамику и поведение в магнитном поле [2], [3]. Кацура с коллегами [4] предложил микроскопический механизм описания сегнетоэлектричества в неколлинеарных спиновых системах. В этой модели спиновый ток рассматривается как протекающий между наклонными спинами узлов, которые создают электрическую поляризацию под влиянием спин-орбитальной связи. С другой стороны, этот результат можно объяснить как эффект взаимодействия Дзялошинского-Мория. Были реализованы и другие теоретические описания данного механизма, включая электрон-решеточное взаимодействие [1].

Мы предлагаем новый фундаментальный микроскопический вывод уравнения эволюции спиновой плотности магнитоупорядоченного материала. Это уравнение получено как часть системы уравнений эволюции макроскопических характеристик среды. Несмотря на то, что мы рассматриваем магнитные ионы в узлах кристаллической решетки, в которых частицы не совершают упорядоченных движений в пространстве, полученное уравнение по структуре имеет вид уравнения гидродинамики. В предлагаемом выводе мы начинаем с введения многочастичного уравнения Шредингера-Паули. Мы рассматриваем модельную систему, в которой спины ионов могут быть равны $S=1/2$ или $S=1$. В случае обменного взаимодействия между парами ионов известное выражение для момента получается в виде произведения спиновой плотности на вторую пространственную производную от спиновой плотности. Для ионов со спином $S=1$ наряду с указанным выше слагаемым получается дополнительный вклад от нематического тензора.

Существуют различные теоретические модели для описания магнитных и сегнетоэлектрических свойств мультиферроиков. Например, феноменологическая модель Мостового, основанная на подходе Гинзбурга-Ландау введения термодинамического потенциала и описывающая поведение поляризации в магнитном поле сегнетоэлектрических магнитов. Другим примером является микроскопическая теория мультиферроидных перовскитовых манганитов, предложенная в работе [5], где уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта может быть получено для каждого отдельного иона. Свойства основного состояния этого уравнения были исследованы путем численного решения. Метод многочастичной квантовой гидродинамики позволяет, прежде всего, изучать динамику намагниченности и поляризации, а не только переключение постоянного вектора поляризации. Во-вторых, этот метод позволяет из

первых принципов, учитывая все необходимые взаимодействия между частицами, получить микроскопические определения основных макроскопических наблюдаемых, таких как спиновая плотность или намагниченность, электрическая поляризация и другие. Метод также позволяет вывести уравнения динамики основных физических наблюдаемых на основе данных микроскопических определений. Эта особенность делает этот метод весьма привлекательным для дальнейшего развития в направлении описания магнитоэлектрического эффекта в мультиферроиках.

На основе метода многочастичной квантовой гидродинамики было выведено уравнение динамики поляризации во внешнем магнитном поле. Вытекающие из данного уравнения значения поляризации для спиральных магнитов совпадают с решениями, полученными на основе модели М. Мостового. Также предсказан эффект действия неоднородного магнитного поля на динамику поляризации, обсуждаются экспериментальные возможности его реализации.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. A. Sergienko and E. Dagotto // Phys. Rev. B, **V. 73**, 094434 (2006).
2. M. Mostovoy // Phys. Rev. Lett. **V. 96**, 067601 (2006).
3. M. Mostovoy // Phys. Rev. Lett. **V. 94**, 137205 (2005).
4. H. Katsura, N. Nagaosa, A.V. Balatsky // Phys. Rev. Lett. **V. 95**, 057205 (2005).
5. Masahito Mochizuki, Nobuo Furukawa // Phys. Rev. B, **V. 80**(13), 134416 (2009).

Фазовые диаграммы редкоземельных ферритмагнетиков с поверхностной анизотропией вблизи температуры компенсации.

В.В. Юрлов^{1,2}, К.А. Звездин^{1,2,3}, А.К. Звездин^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (НИУ)

²Новые Спинтронные Технологии, 121205 Москва, Россия

³Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

yurlov.vv@phystech.edu

Рассмотрены фазовые диаграммы редкоземельных ферритмагнетиков, на примере GdFeCo, с учетом конечных размеров образца и анизотропии как переходного металла, так и редкоземельных ионов. Суть данной работы состоит в обобщении теоретических результатов, представленных в работе [1]. Одним из возможных следствий того, что ферритмагнитная пленка имеет конечную толщину, может быть появление на ее поверхности наведенной анизотропии.

Мы получили аналитическое выражение для линий потери устойчивости коллинеарных фаз из свободной энергии двухподрешеточного ферритмагнетика. Вывод соответствующих уравнений близок к работе [2]. Влияние поверхностной анизотропии можно учесть, введя безразмерный параметр, изменяющий эффективную анизотропию ферритмагнетика. Проведен численный расчет магнитной фазовой диаграммы для двух различных направлений внешнего магнитного поля (см. Рис. 1). Расчет показывает, что трикритическая точка ферритмагнетика падает в области слабого поля из-за поверхностного эффекта. Кроме того, линия фазового перехода первого рода между угловой и коллинеарной фазами уменьшается из-за поверхностной анизотропии. В случае, когда магнитное поле перпендикулярно легкой оси, мы показали возможность существования фазового перехода первого рода между двумя коллинеарными фазами.

Работа выполнена при поддержке РФФ № 22-12-00367.

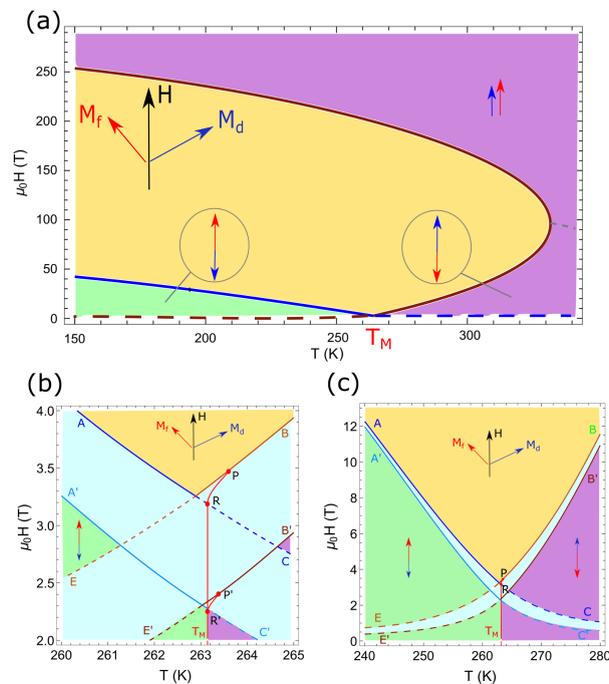


Рис. 1. а) H-T фазовая диаграмма ферритмагнетика; магнитное поле направлено вдоль легкой оси; диаграмма нарисована в области высоких полей; б) Увеличенная фазовая диаграмма вблизи трикритических точек P и P'; в) Фазовая диаграмма в уменьшенном масштабе вблизи температуры компенсации намагниченности.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.D. Davydava et al.// Phys. Rev. B 2019 V. 100. IS. 6. P. 064409.
2. А.К. Звездин // Физика твердого тела, 1991, том 33, выпуск 11, 3175-3182.