

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Лобачев Андрей Викторович

**К теории динамических и магнитооптических свойств ферромагнитных
металлов и наногетероструктур.**

Специальность 1.3.12 (01.04.11) «Физика магнитных явлений»

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва-2021

Работа выполнена на кафедре магнетизма физического факультета
МГУ имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель – **Ведяев Анатолий Владимирович**,
доктор физико-математических наук,
профессор

Официальные оппоненты – **Аржников Анатолий Константинович**,
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий отделом
теоретической физики Физико-
технического института Удмуртского
федерального исследовательского
центра Уральского отделения РАН.

Панина Лариса Владимировна,
доктор физико-математических наук,
профессор кафедры технологии
материалов электроники Института
новых материалов и нанотехнологий
НИТУ «МИСиС».

Пугач Наталия Григорьевна,
кандидат физико-математических наук,
доцент, профессор Московского
института электроники и математики им.
А.Н. Тихонова ВШЭ.

Защита диссертации состоится «17» февраля 2022 г. в 17:30 на заседании диссертационного совета МГУ.01.18 Московского Государственного Университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 8, криогенный корпус, конференц-зал.
E-mail: perov@magn.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ им. М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»: <http://istina.msu.ru/dissertations/414240924/>

Автореферат разослан « » 2021 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

Т.Б. Шапаева

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Магнитооптика является одним из наиболее перспективных направлений в современной физике. Ее развитие началось с работ М. Фарадея в первой половине 19 в. С тех пор был открыт большой ряд магнитооптических эффектов. Все эти эффекты связаны с недиагональной компонентой тензора проводимости металла. Обычно при расчете этой компоненты считается, что спин-орбитальное взаимодействие создается полем ионов металлов.

Отметим такой магнитооптический эффект, как обратный эффект Фарадея, который заключается в намагничивании парамагнитного образца полем световой волны.

Использование лазеров - один из современных методов перемагничивания наноразмерных ферромагнитных образцов. Развитие этого подхода началось с теоретической работы [1], в которой впервые была показана возможность намагничивания прозрачного немагнитного образца с помощью переменного электрического поля с круговой поляризацией. С тех пор было проведено большое количество как теоретических [2–5], так и экспериментальных [6,7] исследований с целью развития этого подхода для образцов, в которых возникает корреляция между спинами соседних атомов в отсутствие внешнего магнитного поля.

Как правило, механизмы перемагничивания включают спин-орбитальное взаимодействие электронов с полем ионов металлов.

Также следует отметить еще одно направление в магнетизме, а также в электронике, которое называется спинтроникой. Ее бурное развитие началось после открытия А. Фертом [8] и Грюнбергом [9] явления гигантского магнитосопротивления (ГМС). Также следует отметить работы Слончевского и Берже [10,11], в которых был теоретически исследован спин-зависящий транспорт в гетероструктурах FPF, где F - слой ферромагнитного металла и P - слой пара- или диамагнитного металла. Поведение этого спин-зависящего транспорта описывается при помощи вектора спиновой аккумуляции, который определяется как накопление электронов с определенным направлением спина в определенной области пространства.

Несмотря на сравнительно короткий промежуток времени, прошедший от появления спинтроники и до настоящего времени, в спинтронике был достигнут очень большой прогресс. На сегодняшний день ученые, специализирующиеся в области спинтроники, столкнулись, среди прочего, с проблемой создания сверхбыстродействующих устройств спинтроники, поэтому возникла необходимость исследовать динамику вектора спиновой аккумуляции в различных наногетероструктурах, причем не только в ферромагнитных слоях.

Отметим теперь такое направление в спинтронике, как исследование латеральных спин-вентильных структур. При их использовании важно знать, не возникнет ли в структуре паразитный шум, препятствующий устойчивой работе устройства и определению параметров спинового транспорта в разных слоях. По этой причине необходимо исследовать специфический шум для таких систем. Этим также определяется актуальность данной работы.

Цель работы.

1. Теоретически исследовать влияние ранее не учитываемого спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны, на магнитооптические эффекты.
2. В рамках этой модели теоретически исследовать возможность перемагничивания наноразмерных ферромагнитных образцов полем световой волны.
3. Теоретически исследовать шум в латеральной спин-вентильной структуре за счет флуктуаций направления вектора спиновой аккумуляции.
4. Теоретически исследовать динамику вектора спиновой аккумуляции в многослойных наногетероструктурах при сверхбыстром изменении внешних параметров.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Аналитические расчеты недиагональной компоненты тензора магнитооптической проводимости при учете ранее не учитываемого механизма спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны.
2. С помощью аналитических и численных расчетов построить частотную зависимость проводимости и поляризуемости ферромагнитного образца в линейном приближении.
3. Исследовать возможность перемагничивания ферромагнитного образца полем электромагнитной волны с учетом вызванного ею спин-орбитального взаимодействия.
4. Провести расчет отношения сигнал/шум в латеральных спин-вентильных структурах.
5. Исследовать зависимость спиновой аккумуляции от времени в спин-вентильных структурах.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Спин-орбитальное взаимодействие электронов, возникающее в поле падающей электромагнитной волны, приводит к изменениям

магнитооптических явлений, сравнимым по величине с общепринятым вкладом за счет спин-орбитального взаимодействия в поле ионов металла в рентгеновском диапазоне частот. Также спин-орбитальное взаимодействие электронов, возникающее в поле падающей электромагнитной волны, является эффективным механизмом, способствующим переманчиванию ферромагнитных образцов полем падающей электромагнитной волны.

2. Отношение сигнал/шум в латеральных спин-вентильных структурах при увеличении длины свободного пробега электронов с переворотом спина возрастает до значений, обеспечивающих стабильную работу устройства как датчика магнитного поля.
3. Динамика формирования полезного сигнала в спин-вентильных структурах определяется не только характерным временем включения внешнего воздействия, но и процессами спиновой релаксации и спиновой диффузии. Эти медленные процессы затрудняют создание сверхбыстродействующих устройств спинтроники.

Научная новизна:

Впервые было проведено теоретическое исследование спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны, на магнитооптические эффекты. Также впервые была показана возможность переманчивания ферромагнитных образцов полем падающей электромагнитной волны в рамках предложенного нового механизма спин-орбитального взаимодействия.

Впервые был исследован динамический шум в латеральной спин-вентильной структуре за счет флуктуаций направления вектора спиновой аккумуляции.

Впервые было теоретически исследовано формирование во времени полезного сигнала в спин-вентильных структурах при сверхбыстром изменении внешних параметров.

Достоверность

Достоверность научных результатов определяется применением методов современной теоретической физики, во многих случаях выполнено сравнение результатов, полученных в различных подходах, а также, где это возможно, сопоставление численных и аналитических расчетов. В пользу высокой достоверности результатов свидетельствует также их внутренняя непротиворечивость.

Практическая значимость

Разработанная в главе 3 теория перемагничивания малых ферромагнитных образцов полем световой волны при учете спин-орбитального взаимодействия, возникающего в поле падающей электромагнитной волны, дает возможность определять оптимальные значения параметров излучения и свойств ферромагнитного образца при конструировании устройств, использующих сверхбыстрое перемагничивание.

Проведенный в главе 4 анализ временной эволюции процесса формирования полезного сигнала в спин-вентильных структурах при приложении сверхбыстрых внешних воздействий необходимо учитывать при конструировании сверхбыстрых (в терагерцовом диапазоне) спиновых устройств.

Приведенный в главе 5 анализ природы шумов в спин-вентильных структурах можно использовать при конструировании латеральных спин-вентильных структур, используемых в качестве датчиков магнитного поля.

Личный вклад.

Все научные результаты, представленные в диссертации, а также расчеты, как аналитические, так и численные, были получены и выполнены автором лично. Тема диссертации была сформулирована в процессе выполнения научной работы при обсуждении с научным руководителем. Диссертант принял непосредственное участие в написании текстов статей и докладов на конференциях, которые далее были отредактированы другими соавторами работ.

Апробация работы.

Результаты исследований, включенные в диссертацию, были представлены на следующих конференциях:

- 1) Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2016», Москва, Россия,
- 2) The European Conference PHYSICS OF MAGNETISM 2017 (PM'17), June 26-30 in Poznań, Poland,
- 3) Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2017), Москва, Россия,
- 4) BIT'S 8-th ANNUAL WORLD CONGRESS OF NANO SCIENCE AND TECHNOLOGY Kongresshotel Potsdam am Templiner See, Germany, 24-26 октября, 2018,
- 5) Международный симпозиум "EASTMAG-2019" , 07-14 сентября 2019, Екатеринбург, Россия.

Публикации.

Основные результаты диссертации опубликованы в 5 статьях, индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus.

Объем и структура работы.

Диссертация включает в себя введение, литературный обзор (1 глава), 4 других главы, заключение к работе, список использованной литературы (он состоит из 119 наименований). В диссертации представлены 24 рисунка. Диссертация содержит 104 страницы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава посвящена литературному обзору по теме исследований. Параграф 1.1 посвящен краткому изложению теоретических основ описания магнитооптических явлений. Особое внимание здесь уделяется описанию того, что уже сделано в теоретических и экспериментальных работах по эффектам Керра и Фарадея.

Параграф 1.2 посвящен теории линейных магнитооптических явлений, разработанной Аргиресом [12]. Приведен обзор этой статьи.

Параграф 1.3 посвящен обзору работы [13], в которой проводятся вычисления поляризации образца при электрооптических явлениях. Вычисления проводятся в первых трех порядках нестационарной теории возмущений.

Параграф 1.4 посвящен основным теоретическим работам в области спинтроники. Особое внимание здесь уделяется многослойным спин-вентильным структурам.

В параграфе 1.5 рассмотрены природа и классификация шумов в различных устройствах.

Вторая глава посвящена расчету линейной недиагональной (магнитооптической) компоненты тензора проводимости ферромагнитного образца в предположении, что спин-орбитальное взаимодействие электронов создается полем падающей электромагнитной волны. В разделе 2.1 проводимость вычисляется с помощью нестационарной теории возмущений для расчета волновых функций с последующим вычислением тока. В разделе 2.2 исследуется влияние аномальной скорости на недиагональную компоненту тензора проводимости и показано, что этот вклад не зависит от частоты падающей электромагнитной волны. В разделе 2.3 проводятся вычисления проводимости с помощью формализма матрицы плотности в первом порядке нестационарной теории возмущений. Полученное в этом разделе выражение для проводимости совпадает с аналогичным выражением, полученным в разделе 2.1.

Выражение для тока содержит не только проводимость, но и поляризуемость, поэтому в разделе 2.4 вычислены и построены графики

частотной зависимости не только для проводимости, но также и для поляризуемости. Для сравнения, на те же графики нанесены аналогичные частотные зависимости, получающиеся при следовании традиционному механизму спин-орбитального взаимодействия, исследованном ранее Аргиресом [12]. Сделан вывод, что новый рассматриваемый механизм спин-орбитального взаимодействия дает заметный вклад в недиагональную компоненту тензора проводимости в рентгеновском диапазоне частот.

Третья глава посвящена исследованию поведения индуцированной падающей электромагнитной волной намагниченности в зависимости от частоты при учете спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны. Для этого решается следующая задача.

Рассмотрим однородно намагниченный образец нанометрового размера, на который падает электромагнитная волна с круговой поляризацией, как показано на Рис. 1. Спин-орбитальное взаимодействие электронов, возникающее в поле падающей электромагнитной волны, вызывает появление составляющей намагниченности, направленной перпендикулярно исходной намагниченности образца.

Выбираем намагниченность образца по оси Oz. Поляризация падающего света следующая:

$$\vec{E}(t) = \{E_0 \cos \omega t, 0, E_0 \sin \omega t\}. \quad (1)$$

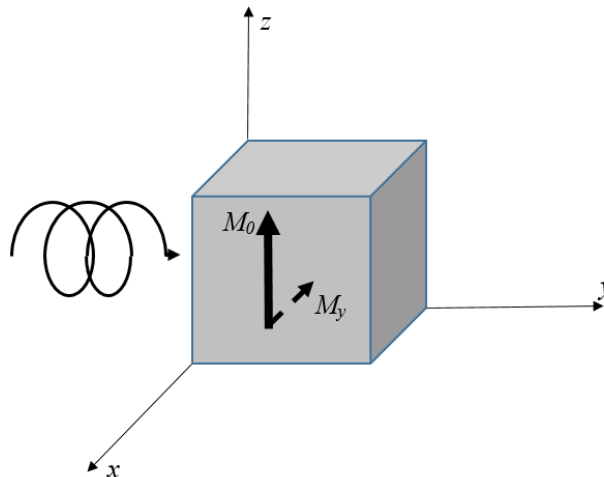


Рис. 1. Схематическая структура системы. M_0 - начальная намагниченность, M_y - индуцированный момент. Свет с круговой поляризацией движется в направлении y.

В результате взаимодействия электронов с циркулярно поляризованной волной (1) намагниченность образца приобретает составляющую вдоль оси y. Мы рассчитываем эту составляющую как функцию частоты и параметров зонной структуры. Наша цель -

продемонстрировать принципиальную возможность переключения намагниченности под действием поля световой волны.

Для решения этой задачи была выведена формула для постоянной во времени составляющей намагниченности такого образца:

$$M_y = \frac{e^2 E_0^2}{2m^2 c^2} \int \frac{\omega(\omega_{12}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k}) + \omega_{12}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k}))}{(\omega_{12}^{\uparrow\uparrow}(\vec{k})^2 - \omega^2)(\omega_{12}^{\uparrow\downarrow}(\vec{k})^2 - \omega^2)} \left\langle 2 \downarrow \left| \frac{\partial}{\partial x} \right| 1 \uparrow \right\rangle^* \langle 1 \uparrow | x | 2 \uparrow \rangle \langle 2 \downarrow | 2 \uparrow \rangle d\vec{k} \quad (2)$$

Здесь e – заряд электрона, E_0 – амплитуда напряженности электрического поля лазера, m – масса электрона, c – скорость света в вакууме, ω – частота электромагнитной волны.

Вычисления проводились в первых двух порядках нестационарной теории возмущений, при этом в главе было доказано, что коэффициенты волновых функций второго порядка не дают вклада в перемагничивание. Нам нужно только то слагаемое второго порядка, которое содержит произведение коэффициентов первого порядка по спин-орбитальному взаимодействию и по полю падающей электромагнитной волны.

Индукцированная намагниченность зависит от частоты падающего света, проявляя резонансное поведение при возбуждении перехода электрона из нижней подзоны в верхнюю подзону с противоположным направлением спина. Был построен график этой зависимости. Важным моментом является то, что для получения ненулевого M_y нам нужно учитывать как минимум три зоны. Принимая значения параметров, предложенных в [14], мы получаем следующие законы дисперсии вблизи $E_F = 0$:

$$\omega_1^{\uparrow} = \omega_f^{\uparrow} - c_{l\perp}^{\uparrow} k_{\perp}^2 - c_{l\parallel}^{\uparrow} k_{\parallel}^2 = -9.6 \cdot 10^{14} - 0 - 0.19 k_{\parallel}^2 = -9.6 \cdot 10^{14} - 0.19 k_{\parallel}^2, \quad (3a)$$

$$\omega_2^{\uparrow} = \omega_0^{\uparrow} + \omega_f^{\uparrow} + c_{u\perp}^{\uparrow} k_{\perp}^2 - c_{u\parallel}^{\uparrow} k_{\parallel}^2 = -1.98 \cdot 10^{14} + 2.22 k_{\perp}^2 - 0.89 k_{\parallel}^2, \quad (3б)$$

$$\omega_2^{\downarrow} = \omega_0^{\downarrow} + \omega_f^{\downarrow} + c_{u\perp}^{\downarrow} k_{\perp}^2 - c_{u\parallel}^{\downarrow} k_{\parallel}^2 = 5.33 \cdot 10^{14} + 3.205 k_{\perp}^2 - 0.89 k_{\parallel}^2. \quad (3в)$$

На рис.2 показана частотная зависимость не зависящей от времени части M_y . Она имеет ярко выраженный резонансный характер. Отметим, что левая ось соответствует амплитуде напряженности поля в лазере, равной $2.7 \cdot 10^{12} \frac{V}{m}$, а правая ось – амплитуде напряженности поля в лазере, на два порядка большей, чем в случае с левой осью.

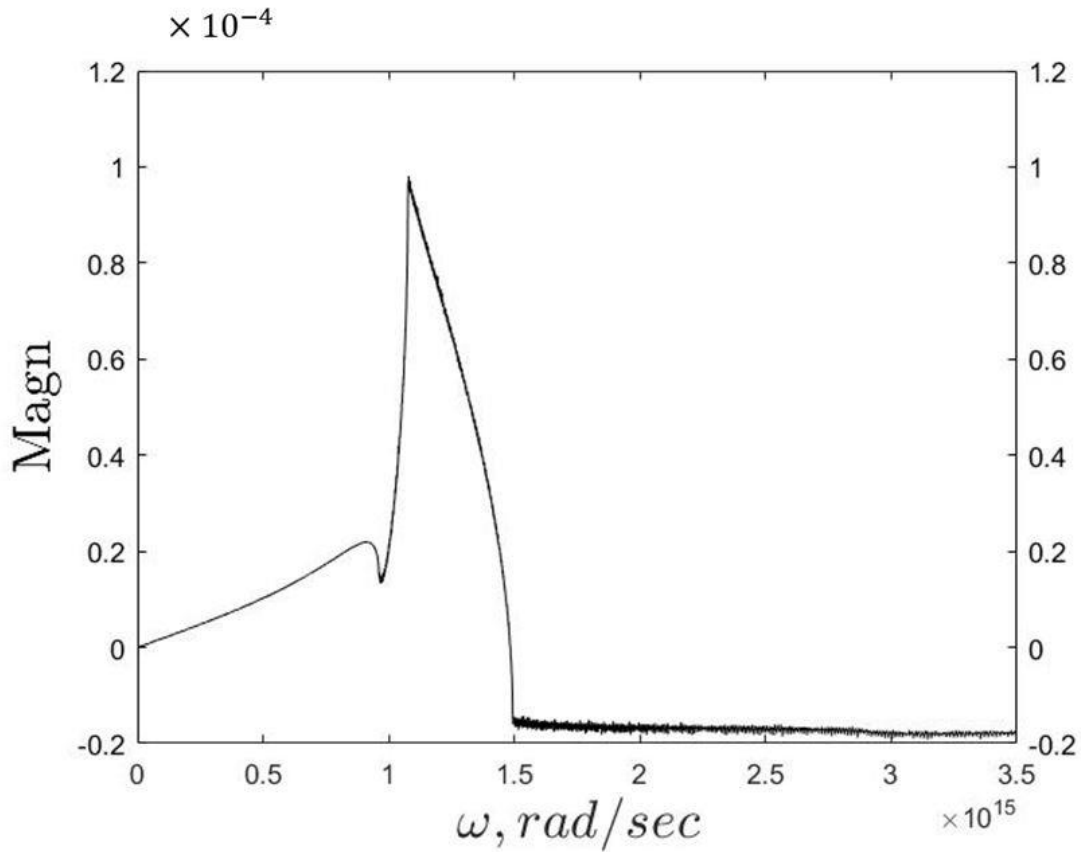


Рис. 2. Зависимость M_y от частоты света.

Таким образом, показана возможность перемагничивания образца полем падающей электромагнитной волны за счет ранее не исследованного спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны.

Четвертая глава посвящена исследованию динамики спиновой аккумуляции в ферромагнитном слое и в многослойной спин-вентильной структуре при сверхбыстром изменении внешних параметров. Для этого вначале были аналитически решены уравнения диффузии для одного ферромагнитного слоя. Уравнение диффузии для одного ферромагнитного слоя, изображенного на рис. 3, можно записать:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial t} - D_0 \frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\beta D_0}{ev} \frac{\partial^2 m(x,t)}{\partial x^2} &= 0, \\ \frac{\partial m(x,t)}{\partial t} - D_0 \frac{\partial^2 m(x,t)}{\partial x^2} - \beta D_0 ev \frac{\partial^2 \varphi(x,t)}{\partial x^2} &= -\frac{m(x,t)}{\tau_{sf}}. \end{aligned} \quad (4)$$

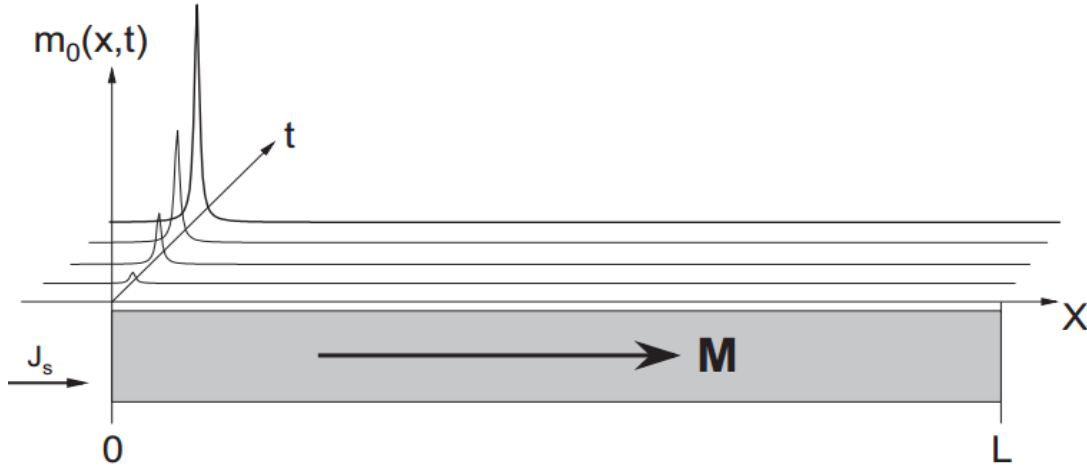


Рис. 3. Схематическая модель, состоящая из ферромагнитного слоя толщины L , возбуждаемого контролируемым спиновым током j_s , зависящим от времени на поверхности $x = 0$, что вызывает возрастание спиновой аккумуляции $m_0(x, t)$, которая затем диффундирует вдоль оси x , что приводит к зависящим от времени профилям спиновой аккумуляции и индуцированного неравновесного химического потенциала $\varphi(x, t)$.

При $x = L$ мы предполагаем, что спиновая аккумуляция и химический потенциал φ поддерживаются равными нулю. Здесь $\mathcal{D}_0$ – коэффициент диффузии, β – фактор асимметрии, e – полный заряд электрона. Приведем решение этой системы для спиновой аккумуляции:

$$\begin{aligned} m(x, t) &= m_0(x, t) + \Delta m(x, t), \\ m_0(x, t) &= \tilde{m}_0(x)(1 - e^{-\omega t}), \end{aligned} \quad (5)$$

где $1/\omega$ – характерное время нарастания квазистатической зависящей от времени функции спиновой аккумуляции, $\tilde{m}_0(x)$ – это стационарное решение уравнений (4) с граничными условиями $\tilde{m}_0(0) = m_{max}$, где m_{max} определяется по максимуму подаваемого тока $j_s \propto \partial \tilde{m}_0 / \partial x$, достигаемому при $t \rightarrow \infty$, и $\tilde{m}_0(L) = 0$:

$$\tilde{m}_0(x) = m_{max} \frac{\sinh(L - x)/\ell_{sf}}{\sinh L/\ell_{sf}},$$

где ℓ_{sf} – спин-диффузионная длина.

$$\begin{aligned} \Delta m(x, t) &= \sum_n \frac{\sin k_n(L - x)}{\alpha_{1n} - \alpha_{2n}} \omega \left[(-\varphi_{0n} + \alpha_{2n} m_{0n}) \frac{e^{-\omega t} - e^{-E_{1n}t}}{E_{1n} - \omega} \right. \\ &\quad \left. + (\varphi_{0n} - \alpha_{1n} m_{0n}) \frac{e^{-\omega t} - e^{-E_{2n}t}}{E_{2n} - \omega} \right]. \end{aligned}$$

Где:

$$b_{1n}(\tau) + b_{2n}(\tau) = -\frac{\partial}{\partial \tau} (1 - e^{-\omega \tau}) m_{0n},$$

$$\begin{aligned}
\alpha_{1n}b_{1n}(\tau) + \alpha_{2n}b_{2n}(\tau) &= -\frac{\partial}{\partial\tau}(1 - e^{-\omega\tau})\varphi_{0n}, \\
m_{0n} &= \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{m}_0(x) \sin k_n(L-x) dx, \\
\varphi_{0n} &= \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{\varphi}_0(x) \sin k_n(L-x) dx, \\
\alpha_{1,2n} &= \frac{\beta \mathcal{D} k_n^2}{E_{1,2n} - \mathcal{D} k_n^2 e\nu}, \\
E_{1,2n} &= \mathcal{D} k_n^2 + \frac{1}{2\tau_{sf}} \mp \sqrt{\left(\frac{1}{2\tau_{sf}}\right)^2 + \beta^2 \mathcal{D}^2 k_n^4}, \\
k_n &= \frac{\pi}{2L} (2n+1).
\end{aligned} \tag{6}$$

В этих выражениях $E_{1,2n}$ – это обратные характеристические времена, связанные с процессом диффузии спиновой аккумуляции вдоль толщины ферромагнитного слоя для спинов, направленных вверх (E_1) и вниз (E_2).

Для многослойной спин-вентильной структуры уравнения диффузии решались численно.

Также в работе были построены графики зависимости спиновой аккумуляции от времени (для однослойной и многослойной систем) и от координаты (для многослойной системы).

Приведем график зависимости спиновой аккумуляции от времени для однослойной системы.

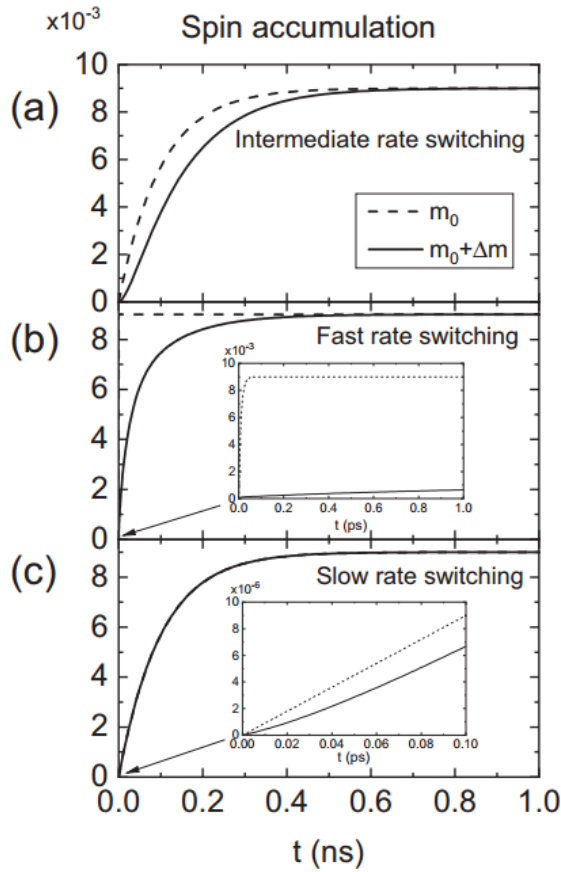


Рис. 4. Зависимость квазистатической m_0 и полной динамической $m_0 + \Delta m$ спиновой аккумуляции от времени при $x=0$. Параметры: (a) $L=500$ нм, $m_0=0.009$, $\beta=0.7$, $\tau_{sf} = 10^{-10}$ с, $v=0.1$ eV^{-1} , $\omega = 10^{10}$ c^{-1} . Характеристические времена: $E_1^{-1} \approx 1.14 \cdot 10^{-10}$ с, $E_2^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-11}$ с, (b) $\omega = 10^{14}$ c^{-1} , (c) $\tau_{sf} = 10^{-14}$ с, $\omega = 10^{10}$ c^{-1} , $L=50$ нм, $E_1^{-1} \approx 6.5 \cdot 10^{-13}$ с, $E_2^{-1} \approx 5.4 \cdot 10^{-14}$ с.

Динамика спиновой аккумуляции в многослойном спиновом клапане F1 / P1 / F2 / P2 (с чередующимися ферромагнитными и парамагнитными слоями) исследовалась при различных скоростях нарастания инжектированного спинового тока, при разных длинах парамагнитных слоев, при разных частотах вращения ω намагниченности ферромагнитного слоя F2. Все построенные графики говорят о том, что если время переключения ($1/\omega$) больше, чем характерное время диффузии, накопление спина следует за внешним сигналом квазистатическим образом. Однако если это время короче этих характерных времен, эволюция накопления спина определяется медленными процессами диффузии и спиновой релаксации.

Обратим внимание, например, на рис. 5. Он соответствует исследованию динамики накопления спинов в спиновых клапанах F1 / P1 / F2 / P2, предполагая, что намагниченность F2 вращается с частотой ω , а намагниченность F1 остается фиксированной. На рис. 5 серые области соответствуют наложению всех профилей спиновой аккумуляции, когда намагниченность F2 вращается для четырех

значений частоты. Штриховые и сплошные линии представляют собой ограничивающие статические профили в параллельной (сплошная кривая) и антипараллельной (штриховая кривая) конфигурациях. Отчетливо видно уменьшение с частотой амплитуды колебаний спиновой аккумуляции при повороте намагниченности F2.

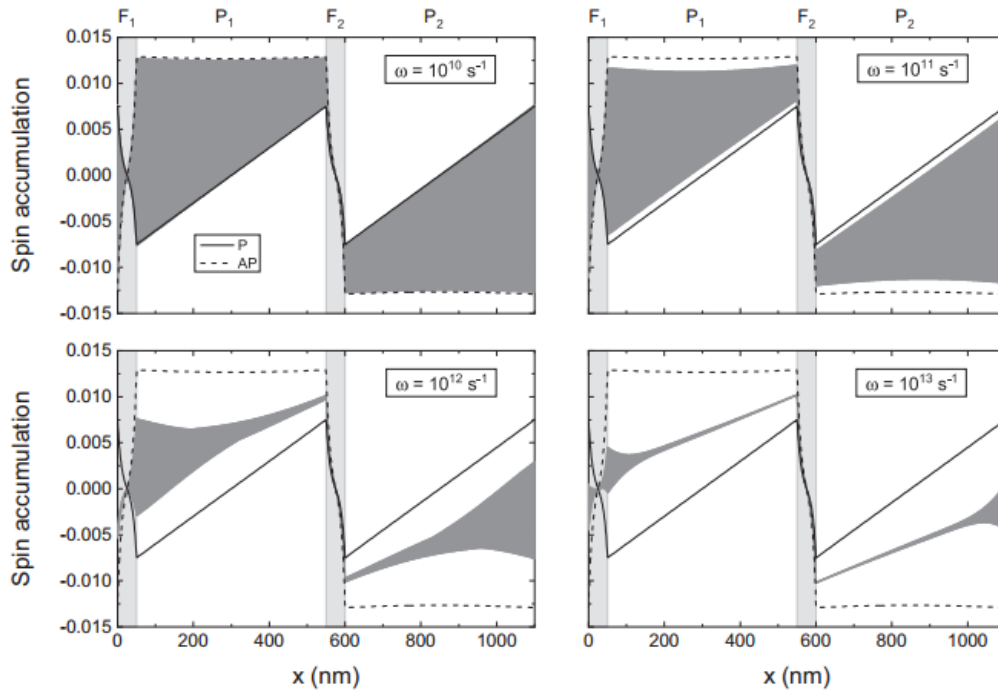


Рис. 5. Распределение спиновой аккумуляции вдоль спинового клапана F1 / P1 / F2 / P2 для различных частот ω вращения намагниченности в ферромагнитном слое F1.

В пятой главе рассчитывается отношение сигнала к шуму в зависимости от спин-диффузионной длины для латеральной спин-вентильной структуры, которая имеет вид, как показано на рисунке 6.

Это нужно для того, чтобы выяснить, можно ли такое устройство использовать в качестве датчика магнитного поля. Для этого отношение сигнала к шуму должно быть достаточно большим.

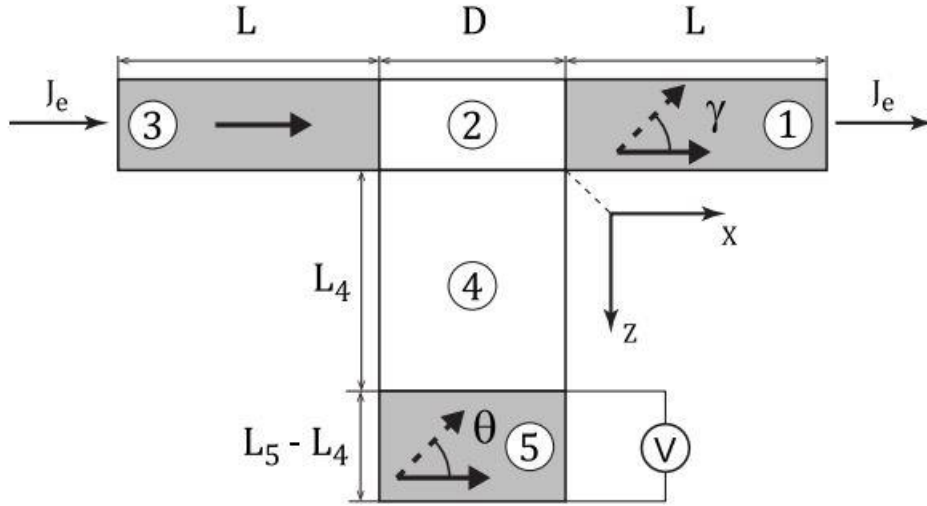


Рис. 6. Схематическая модель рассматриваемых боковых спиновых клапанов. 1, 3 и 5 – ферромагнитные слои. 2 и 4 являются парамагнитными слоями. Намагниченность слоя 1 может быть установлена вдоль оси x ($\gamma = 0$) или в противоположном направлении ($\gamma = \pi$). Поток заряда протекает вдоль оси x . Предполагается, что выходное нелокальное напряжение измеряется вдоль 5-го слоя.

В этой главе рассматриваются 3 вида шумов: тепловой шум, шум флуктуаций намагниченности и шум флуктуаций спиновой аккумуляции. Шум флуктуаций спиновой аккумуляции находится с помощью флуктуационно-диссипативной теоремы, которая связывает шум с поперечной восприимчивостью коллектива электронов, формирующих спиновую аккумуляцию. В нашем случае удобно записать флуктуационно-диссипативную теорему в следующем виде:

$$\frac{\Delta\phi}{\sqrt{\delta\langle(\Delta\phi)^2\rangle}} = \frac{1}{|\sin\theta|} \sqrt{\frac{|m|}{2k_B T \chi'}}, \quad (7)$$

где χ' – действительная часть статической восприимчивости спиновой аккумуляции.

Последнее можно вычислить, добавив в уравнения (8) и (9):

$$j_e^i = -\sigma \frac{\partial\phi}{\partial\xi_i} - \beta \frac{\sigma}{v} \sum_j M_j \frac{\partial m_j}{\partial\xi_i}$$

$$j_m^{ij} = -\sigma\beta M_j \frac{\partial\phi}{\partial\xi_i} - \frac{\sigma}{v} \frac{\partial m_j}{\partial\xi_i}$$

$$\sum_i \frac{\partial j_e^i}{\partial\xi_i} = 0$$

$$\sum_i \frac{\partial j_m^{ij}}{\partial\xi_i} = \frac{m_j}{\tau_{sf}} \quad (9)$$

член $\gamma[\vec{m} \times \vec{H}]$, где $\vec{H}$ - небольшое флуктуирующее магнитное поле в z-направлении.

Линеаризация и решение этой системы уравнений первого порядка в H_0^z дает явное выражение статической восприимчивости и, наконец, выражение SNR (отношение сигнала к шуму):

$$\frac{\Delta\varphi}{\sqrt{\delta\langle(\Delta\varphi)^2\rangle}} = \frac{|m_2^{(0)}|}{|\sin\theta|} \times \left[\frac{k_B T}{\hbar N_{eff} \mathcal{D} D} \int_{-D}^0 |c_1 e^{x/l_2} + c_2 e^{-x/l_2}| dx \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

где $N_{eff} = l_2 D t / a_0^3$, t - толщина парамагнитного слоя в направлении y , a_0 - параметр решетки, $\mathcal{D}$ - константа диффузии, l_2 - спин-диффузионная длина,

$$\begin{aligned} m_2^{(0)} &= \frac{1}{D} \int_{-D}^0 (a_2 e^{-x/l_2} + b_2 e^{x/l_2}) dx \\ a_2 &= \frac{e V \nu \beta}{4 L \mathcal{R}} \left(\frac{1 + e^{-\frac{D}{l_2}}}{l_2} + \frac{\sigma(1 - \beta^2)}{\sigma_2 l} \left(1 - e^{-\frac{D}{l_2}} \right) \right), \\ b_2 &= \frac{e V \nu \beta}{4 L \mathcal{R}} \left(\frac{1 + e^{\frac{D}{l_2}}}{l_2} - \frac{\sigma(1 - \beta^2)}{\sigma_2 l} \left(1 - e^{\frac{D}{l_2}} \right) \right), \\ \mathcal{R} &= \cosh \frac{D}{l_2} \frac{1 - \beta^2}{l_2 l} + \sinh \frac{D}{l_2} \left(\frac{\sigma_2}{\sigma} \frac{1}{l_2^2} + \frac{\sigma}{\sigma_2} \frac{(1 - \beta^2)^2}{l^2} \right), \\ c_1 &= \frac{1}{2} \frac{l_2^2 \left(b_2 l_2 \sinh \frac{D}{l_2} + a_2 D e^{\frac{D}{l_2}} \right) \text{Im} k_1}{2 l_2 \cosh \frac{D}{l_2} \text{Re} k_1 + \left(l_2^2 |k_1|^2 + \frac{\sigma_2}{\sigma} \right) \sinh \frac{D}{l_2}}, \\ c_2 &= -\frac{1}{2} \frac{l_2^2 \left(a_2 l_2 \sinh \frac{D}{l_2} + b_2 D e^{-\frac{D}{l_2}} \right) \text{Im} k_1}{2 l_2 \cosh \frac{D}{l_2} \text{Re} k_1 + \left(l_2^2 |k_1|^2 \frac{\sigma}{\sigma_2} + \frac{\sigma_2}{\sigma} \right) \sinh \frac{D}{l_2}}, \\ k_1 &= \sqrt{\frac{1}{l_2^2} + \frac{i}{l_{pr}^2}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где l_{pr} - длина спин-прецессии в ферромагнитном слое [15], $\sigma = \sigma_1 = \sigma_3$, $l = l_1 = l_3$ и $\beta = \beta_1 = \beta_3$ (антипараллельная конфигурация между 1 и 3).

В результате был построен график зависимости отношения сигнал/шум от спин-диффузионной длины.

На рис. 7 представлено отношение сигнал/шум, при этом считается, что шум возникает вследствие тепловых флуктуаций спиновой аккумуляции. Из рисунка видно, что при малых l_2 шум довольно большой, а при больших l_2 отношение сигнала к шуму становится достаточно большим для устойчивой работы устройства как датчика магнитного поля.

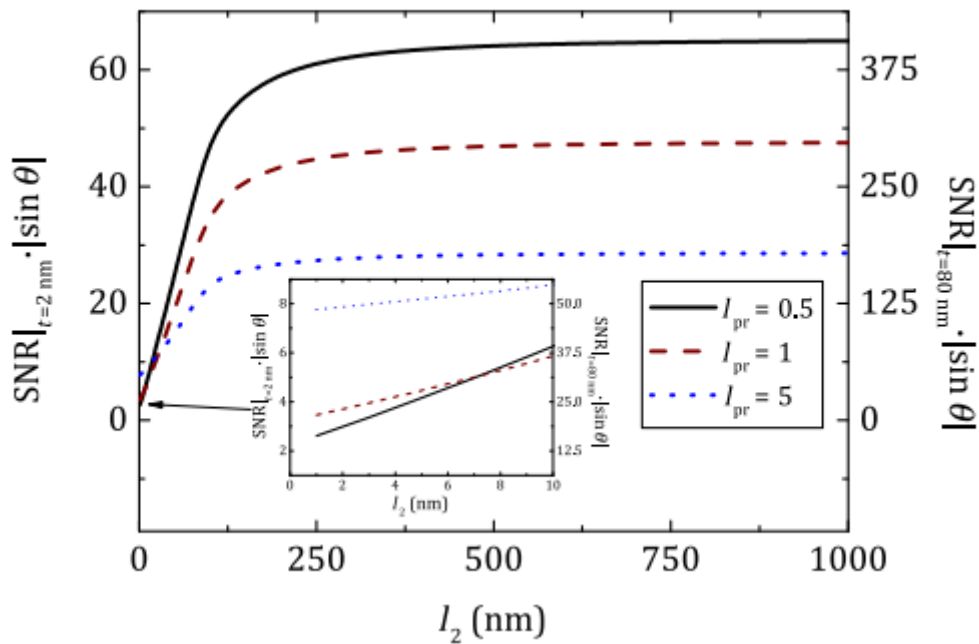


Рис. 7. Зависимость отношения сигнала к шуму (SNR) от l_2 (спин-диффузионная длина). Здесь считается, что шум возникает вследствие тепловых флуктуаций спиновой аккумуляции. График построен для разных значений l_{pr} и для двух значений толщины t структуры ($t = 2$ нм, левый вертикальный масштаб и $t = 80$ нм, правая вертикальная шкала). Другие параметры: $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0.001(\Omega \cdot \text{нм})^{-1}$, $\sigma_2 = \sigma_4 = 0.01(\Omega \cdot \text{нм})^{-1}$, $l_1 = l_3 = l_5 = 10 \text{ нм}$, $l_2 = l_4 = 100 \text{ нм}$, $v = 0,1$, $\beta_1 = 0,7$, $L = 400 \text{ нм}$, $L_4 = 400 \text{ нм}$, $L_5 = 500 \text{ нм}$, приложенное напряжение $V = 1$ Вольт.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1) Предложен новый механизм возникновения магнитооптических явлений за счет с.-о. взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны

2) Показана возможность перемагничивания образца полем падающей электромагнитной волны за счет спин-орбитального взаимодействия электронов, возникающего в поле падающей электромагнитной волны

3) Показано, что шум за счет флуктуаций спиновой аккумуляции может быть существенным при малой спин-диффузионной длине

4) Показано, что спин-диффузионные и спин-релаксационные процессы замедляют формирование полезного сигнала при сверхбыстрых изменениях внешних параметров (например, приложенного напряжения) в спин-вентильных структурах.

Список публикаций

По результатам работы были опубликованы статьи:

1. Vedyayev A.V., Zhuravlev M.Ye., Lobachev A.V., New contribution to Faraday and Kerr magneto-optical effects in ferromagnets // *ACTA Phys. Pol. A* (impact-factor по версии Web of science group: 0,579, impact-factor по версии Scopus: 0,731), 2018. Vol. 133, № 3. P. 523–525.
2. Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V., Strelkov N.V., Andrianov T.A., Lobachev A.V., and Dieny B., Nonlocal Signal and Noise in T-Shaped Lateral Spin-Valve Structures // *Phys. Rev. Appl.* (impact-factor: 4.985), 2018. Vol. 10. P. 064047.
3. Vedyayev A.V., Zhuravlev M.Ye., Lobachev A.V., Dieny B., The influence of spin-orbit coupling of electrons with radiation field on Faraday and Kerr magneto-optical effects in ferromagnets // *J. Magn. Magn. Mater.* (impact-factor: 2.993), 2020. Vol. 503, № 166610.
4. Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V., Strelkov N., Lobachev A.V., Dieny B., Spin accumulation dynamics in spin valves in the terahertz regime // *Phys. Rev. B.* (impact-factor: 3.575), 2020. Vol. 101. P. 014401.
5. Lobachev A.V., Zhuravlev M.Y., Vedyayev A.V., Magnetization switching in small samples caused by the interaction of conducting electrons and electromagnetic radiation // *J. Magn. Magn. Mater.* (impact-factor: 2.993), 2021. Vol. 537. P. 168202.

Список литературы

1. Pitaevskii L.P. Electric forces in a transparent dispersive medium // *J. Exptl. Theor. Phys.* 1961. Vol. 12, № 5. P. 1008–1013.
2. Nieves P., Chubykalo-Fesenko O. Modeling of Ultrafast Heat- and Field-Assisted Magnetization Dynamics in FePt // *Phys. Rev. Appl.* 2016. Vol. 014006, № 5. P. 1–8.
3. Berritta M. et al. Ab Initio Theory of Coherent Laser-Induced Magnetization in Metals // *Phys. Rev. Lett.* 2016. Vol. 137203, № 117.

P. 1–5.

4. Kundu A., Zhang S. Effect of laser induced orbital momentum on magnetization switching // J. Magn. Magn. Mater. Elsevier B.V., 2018. Vol. 454. P. 165–169.
5. Zou Y. et al. Theoretical Investigation of Laser Induced Magnetization Reversal by Spin Orbit Coupling and Stimulated Raman Scattering // Appl. Sci. 2019. Vol. 9, № 102. P. 1–9.
6. Gierster L. et al. Laser induced magnetization switching in a TbFeCo ferrimagnetic thin film : discerning the impact of dipolar fields , laser heating and laser helicity by XPEEM // Ultramicroscopy. Elsevier, 2015. Vol. 159. P. 508–512.
7. Choi G., Park H., Min B. The orbital moment and field-like torque driven by the inverse Faraday effect in metallic ferromagnets // J. Magn. Magn. Mater. Elsevier B.V., 2019. Vol. 474. P. 132–136.
8. Baibich M.N. et al. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61, № 2472.
9. Binasch G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39, № 4828.
10. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54, № 13. P. 9353–9358.
11. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159, № 96. P. 1–7.
12. Argyres P.N. Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics // Phys. Rev. 1955. Vol. 97, № 2. P. 334–345.
13. Boyd R.W. Nonlinear Optics. New York: Rochester, 2007.
14. Cooper B.R. Theory of the Interband Ferromagnetic Kerr Effect in Nickel* // Phys. Rev. 1965. Vol. 139, № 5A. P. A1504–A1514.
15. Zhang S., Levy P.M., Fert A. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88, № 23. P. 2366011–2366014.