Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 4, с. 289 – 295 © 2024 г. 25 февраля

Эффективное воздействие электрического тока на спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света в структуре NiFe/IrMn[1)]

Р. Б. Моргунов[+*2)], *М. В. Бахметьев*[+*], *А. И. Чернов*[*×], *А. Б. Хутиева*[°], *А. В. Садовников*[°]

[+]*Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия*

[×]*Центр фотоники и двумерных материалов, МФТИ, 14170 Долгопрудный, Россия*

[°]*Лаборатория "Метаматериалов", Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 9 декабря 2023 г.
После переработки 26 декабря 2023 г.
Принята к публикации 29 декабря 2023 г.

При пропускании электрического тока через структуру NiFe/IrMn наблюдается существенное перераспределение интенсивностей прямой стоксовой и обратной анти-стоксовой линий в спектрах мандельштам-бриллюэновского рассеяния света на тепловых спиновых волнах. Это связано с изменением ориентации одноосной анизотропии и соответствующей легкой оси обменного смещения под действием спин-орбитального момента в антиферромагнетике IrMn, что, в свою очередь, влияет на динамику спиновых волн в соседнем ферромагнитном слое NiFe. Обнаруженный эффект свидетельствует о возможности управления спин- волновыми процессами в ферромагнетике при изменении магнитной анизотропии интерфейса NiFe/IrMn спиновым током.

DOI: 10.31857/S1234567824040074, EDN: szrqdb

1. Введение. Взаимосвязь магнитных состояний и электрического тока в антиферромагнетиках и явления, вызванные ею, имеют чрезвычайно важное значение в антиферромагнитной спинтронике [1–4]. Эта область претендует на развитие приборов, значительно более быстродействующих и энергономичных по сравнению с приборами ферромагнитной спинтроники. В антиферромагнетиках отсутствует макроскопическая намагниченность, поля рассеяния и анизотропия формы, что уменьшает энергию, необходимую для управления их состоянием. Вместе с тем, это значительно усложняет изучение магнитных состояний в антиферромагнетике и эффектов, связанных с влиянием тока на эти состояния. Те отклики антиферромагнетиков, которые используются сегодня для обнаружения в них спин-поляризованного тока и его влияния на намагниченность, часто оказываются непрактичными с точки зрения технологий, требуя сложного оборудования (нейтронография) или специальных условий (низких температур) [2]. Преодолеть эти недостатки можно с помощью дополнительного ферромагнитного слоя, напыленного на антиферромагнетик [2, 5]. Намагниченность ферромагнитного слоя весьма чувствительна к состоянию интерфейса, и поэтому ферромагнитная пленка может выполнять роль индикатора магнитных состояний в антиферромагнетике и делает возможным использование стандартных методов исследования магнитных свойств гетероструктур.

В [6] было обнаружено, что в структурах NiFe/IrMn пропускание тока в плоскости пленки изменяет направление вектора обменного смещения и одноосной анизотропии. Это ведет к изменению эффекта Холла и анизотропного магнитосопротивления. Было показано, что физическая природа этого эффекта связана с изменением вектора обменного смещения при передаче магнитного момента от электронов проводимости к ионам кристаллической решетки в антиферромагнитной области вблизи интерфейса. Передача магнитного момента к электронам, локализованным на ионах кристаллической решетки, от спин-поляризованных носителей заряда происходит благодаря спин-орбитальному взаимодействию и известна в литературе, как Spin-

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: spintronics2022@yandex.ru

Transfer Torque STT [7–14]. При этом изменяется направление поля обменного смещения и соответствующей одноосной анизотропии. В [6] это явление было обнаружено путем измерения сопротивления Холла и анизотропного магнитосопротивления. Кроме того, в [6] было показано, что перемагничивание петли магнитного гистерезиса соответствует скачкам на полевой зависимости анизотропного магнитосопротивления, при которых происходит перемагничивание слоя NiFe в постоянном токе.

Хорошо известно, что изменение обменного смещения и направления оси одноосной анизотропии влияет на спектры спиновых волн в тонких ферромагнитных пленках [15–17]. Например, в $Ni_{80}Fe_{20}/Fe_{50}Mn_{50}$ наблюдали переключение направления оси одноосной анизотропии и направления поля обменного смещения при постепенном нарастании толщины NiFe ферромагнитного слоя [15]. При этом в спектрах мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (Brillouin Light Scattering, BLS) наблюдалось уширение линий, которое позволяло судить о величине обменного смещения. В обменно-смещенных структурах Fe/FeF_2 также наблюдалась корреляция между шириной спектров BLS и обменным смещением [16]. В нашей работе основным параметром, характеризующим изменение обменного смещения, является не ширина, а асимметрия амплитуды пиков Стокса (S) и Анти-Стокса (AS) в спектрах BLS. Хотя асимметрия интенсивности S-AS, наблюдаемая в спектрах BLS от ферромагнитных пленок, как известно, является особенностью, связанной с нарушением симметрии обращения времени, ее природа в каждом конкретном случае может быть различна. Асимметрия амплитуд пиков S и AS зависит от величины приложенного поля, геометрии рассеяния света, характера поляризации излучения подложкой и локализации мод [18, 19]. В [18] эти эффекты рассмотрены, исходя из эллиптичности магнонов и относительной фазы компонент электрического поля. Эллиптичность спиновой волны выражается, как отношение компонент электрического поля световой волны E_x и E_y и, помимо внешнего поля, зависит от толщины пленки и волнового вектора магнонов [18]. Уменьшение эллиптичности с ростом внешнего поля ответственно за отношение амплитуд пиков S и AS. Например, в симметричном ферромагнитном бислое Fe/Cr/Fe подавление динамической намагниченности двух слоев приводит к отношениям интенсивностей S и AS пиков, близком к единице. Отсутствие компенсации между динамическим намагничиванием в асимметричном мультислойном образце Fe/Cr/Fe/Cr/Fe вызывает большую асимметрию S и AS. Было показано, что имеется два условия асимметрии: 1) динамическая намагниченность S-магнонов должна быть комплексно сопряжена с этой величиной для AS-магнонов, 2) отношение E_x/E_y должно быть комплексным, что имеет место только в поглощающей среде. Подстройка обменного смещения спиновым током на интерфейсе обменно-смещенных гетероструктур способна вызвать значительные изменения в комплексной магнитной проницаемости и соответствующие изменения компонент комплексных компонент электрического поля световой волны E_x и E_y. Это позволяет ожидать, что можно добиться электрического управления частотой света, отраженного от поверхности гетероструктуры.

Целью нашей работы было экспериментальное исследование изменений в спектрах мандельштам-бриллюэновского рассеяния света, вызванных переориентацией оси одноосной анизотропии и поля обменного смещения под действием SOT при протекании электрического тока через гетероструктуру NiFe/IrMn.

2. Методика измерений и образцы. В работе использовали сплошной образец Ta(5 нм)/NiFe(10 нм)/IrMn(10 нм)/Ta(5 нм) площадью 3×3 мм^2 и паттернированный образец с “крестом Холла” с такими же толщинами слоев. Последний был изготовлен методом оптической литографии. Эффективные толщины слоев определяли по длительности магнетронного напыления, которое варьировалось в диапазоне $2 \div 120$ с. Образцы изготавливали методом магнетронного напыления на подложках Si/SiO_2 на постоянном токе, базовое давление в камере составляло 3.5×10^{-8} Па, давление аргона составляло 0.4 Па, скорость потока Ar 30 см^3/мин. Вращение подложки поддерживали постоянным на уровне 10 об/мин во время напыления образцов для создания более однородных слоев. Сначала слой NiFe напыляли на Ta, который был необходим для буферизации дефектов и усиления текстуры (111) слоев NiFe. Роль слоя Ta заключалась в повышении адгезии слоев NiFe и IrMn и уменьшении ее шероховатости. Далее напыляли IrMn, и затем напыляли еще один покровный слой Ta, который служил для предотвращения окисления и коррозии слоев NiFe и IrMn. Магнитное поле прикладывалось на стадии охлаждения образца, чтобы зафиксировать направление оси одноосной анизотропии.

Спектр рентгеновской дифракции был получен с помощью дифрактометра ДРОН-3М с использованием медной трубки (излучение $K_{\alpha 1}$ с длиной волны

1.54 Å), работающей при 35 кВ и 25 мА со стабильностью 0.01 %/8 ч. Измерения были выполнены в диапазоне углов $2\theta = 35 \div 50^\circ$ с шагом 0.2°. Спектр рентгеновской дифракции, содержащий пики NiFe и IrMn показан в дополнительных материалах на рис. S1a [22].

Толщины слоев были определены с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения HR-TEM (см. рис. S1b в дополнительных материалах). На изображениях TEM высокого разрешения для слоев NiFe и IrMn видно наличие хорошо текстурированных (111) зерен в слоях NiFe ($d_{111} = 0.195$ нм) и IrMn ($d_{111} = 0.217$ нм), чередующихся с частично аморфными зернами и зернами без четко выраженной текстуры. Буферный и покровный слои Ta находятся в аморфном состоянии, покровный слой Ta частично окислен с глубиной окисления (толщиной оксида Ta_2O_5) ~ 2 нм. Наличие сплошного слоя Ta, отделяющего слой IrMn от окисленного слоя Ta_2O_5, свидетельствует об отсутствии окисления в IrMn и NiFe. Химический состав слоев определяли методом энергодисперсионного рентгеновского анализа. EDX изображение поперечного сечения структуры NiFe/IrMn представлено на рис. S1c в дополнительных материалах. Толщины слоев, определенные электронной микроскопией, хорошо согласуются с толщиной слоев, рассчитанных по скоростям напыления слоев из мишеней для напыления NiFe, IrMn, Ta. Относительное атомное процентное содержание Ni, Fe, Ir и Mn согласуется со стехиометрией мишеней $Ni_{80}Fe_{20}$ и $Ir_{25}Mn_{75}$.

Магнитный момент сплошного образца и его полевые зависимости были измерены с помощью SQUID-магнетометра MPMS XL (Quantum Design). Электрические свойства паттернированного образца были исследованы с помощью комплекса PPMS.

Спектры спиновых волн мандельштам-бриллюэновской спектроскопии исследованы в конфигурации отраженного потока света Деймона-Эшбаха при комнатной температуре во внешнем магнитном поле до 4 кЭ. Измерения проводятся при помощи интерферометра Фабри–Перо. Внешнее магнитное поле создается с помощью электромагнита GMW $\sim$ 3472-70. В качестве источника света используется лазерный луч с длиной волны 532 нм, генерируемый одночастотным лазером Excelsior (Spectra Physics) EXLSR-532-200-CDRH. Для исключения нагрева образца и изменения его температуры в процессе измерения мощность лазерного излучения составляет 20 мВт, при этом диаметр сфокусированного на поверхности образца лазерного пятна составляет 25 мкм, а глубина проникновения лазерного луча составляет 30–40 нм. Это обеспечивает проникновение света на всю глубину покровных слоев и ферромагнитного слоя.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение. Измерение полевой зависимости намагниченности при 300 K в двух ориентациях поля, лежащего в плоскости образца параллельно полю обменного смещения (кривая *1* на рис. 1a) и перпендикулярно полю обменного смещения HEX (кривая *2* на рис. 1a) показало наличие узкой петли магнитного гистерезиса, со смещением 130 Э в отрицательные поля в параллельной ориентации.

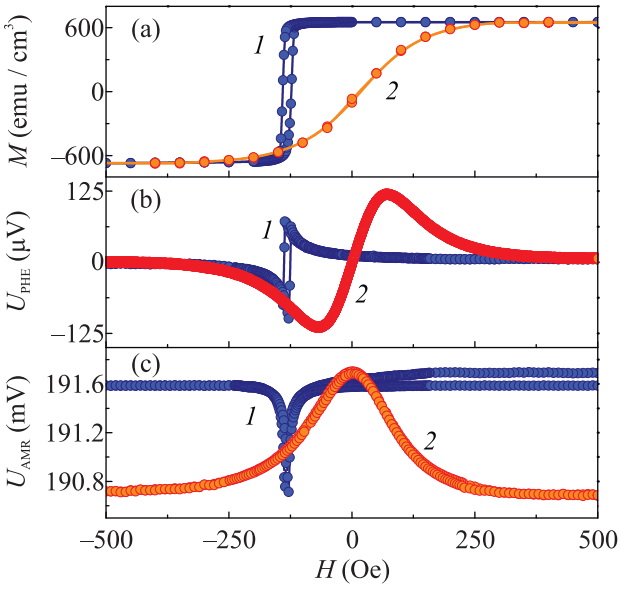

Рис. 1. (Цветной онлайн) Петля магнитного гистерезиса (a), полевые зависимости планарного эффекта Холла (b) и анизотропного магнитосопротивления (c) для образца NiFe/IrMn при комнатной температуре в легкой (*1*) и трудной (*2*) оси намагничивания.

Петли гистерезиса при других углах показаны в дополнительных материалах на рис. S2. При перпендикулярной ориентации H и H_{EX} гистерезис практически отсутствовал, но центр полевой зависимости был при $H = 0$, т.е. обменное смещение было равно нулю. Мы также измеряли планарный эффект Холла (PHE) и соответствующее напряжение U_{PHE} в перпендикулярном току направлении (рис. 1b) и анизотропное магнитосопротивление AMR и соответствующее ему напряжение UAMR в параллельном току направлении (рис. 1c), как функции приложенного поля. Видно, что зависимость $U_{PHE}(H)$ в целом повторяет петлю магнитного гистерезиса и характеризуется теми же значениями коэрцитивной силы и обменного смещения.

В целом и зависимость $U_{\mathrm{PHE}}(H)$ и зависимость $U_{\mathrm{AMR}}(H)$ локализованы в области значений поля, равного полю обменного смещения при параллельной ориентации векторов H и H_{EX}. Эти зависимости становятся более пологими в перпендикулярной ориентации. Таким образом, электрические свойства образца чувствительны к намагниченности ферромагнитного слоя и управляются обменным смещением на интерфейсе. Это позволяет ожидать, что эффекты, связанные с SOT, о которых сообщалось в [6], могут наблюдаться и в наших образцах.

В следующей серии экспериментов было исследовано влияние электрического тока на спектры BLS. Внешнее магнитное поле H лежало в плоскости образца и было перпендикулярно плоскости падения света. Сначала был записан спектр BLS в магнитном поле $H = +3$ кЭ при нулевом электрическом токе (рис. 2, кривая *1*). При приложении электрического тока $j = +0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 в конфигурации, когда ток, поле и намагниченность коллинеарны (см. вставку на рис. 2), амплитуда стоксовой линии увеличивается, а амплитуда анти-стоксовой линии снижается (рис. 2, кривая *2*).

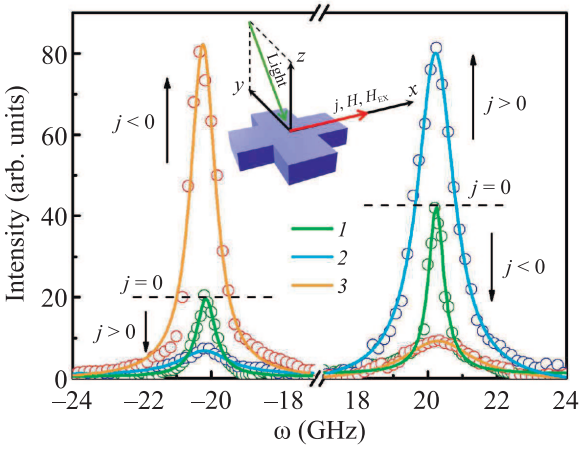

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры BLS при нулевом токе (*1*), при токе $j = +0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 (*2*), направленном вдоль внешнего поля +3 кЭ, при токе $j = -0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 (*3*), направленном против поля. На вставке представлена взаимная ориентация векторов плотности тока j, внешнего поля H и поля обменного смещения H_{EX} для случая $j > 0$. Стрелками показаны направления изменения амплитуды при протекании тока. Пунктирными горизонтальными линиями показаны амплитуды в образце без протекания тока

Частота максимума ~ 21 ГГц при этом не меняется. Напротив, изменение направления тока на обратное $j = -0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 увеличивает амплитуду анти-стоксовой линии и уменьшает амплитуду стоксовой линии (рис. 2, кривая *3*). Таким образом, намагниченность, вызванная электрическим током и перемагничиванием слоев антиферромагнетика, близких к интерфейсу, под действием SOT перераспределяет асимметрию стоксовых и антистоксовых линий.

Серия спектров BLS, записанных при различных плотностях тока, представлена на рис. 3a–d. Видно, что изменение плотности тока с $j = +0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 на $j = -0.35 \times 10^{10}$ А/м^2 плавно меняет амплитуду анти-стоксовой линии (рис. 3a и c), увеличивая ее в положительном поле +3 кЭ и уменьшая в отрицательном поле −3 кЭ. Такое же уменьшение j с положительного на отрицательные значения приводит к противоположному результату для стоксовой линии – она плавно уменьшается в положительном поле и растет в отрицательном поле (рис. 3b и d).

Таким образом, намагниченность интерфейсных слоев антиферромагнетика, установленная в [6] при аналогичных условиях эксперимента, создает изменение направления H_{EX} и перераспределяет амплитуды стоксовой и анти-стоксовой линий. В нашей предыдущей работе ранее сообщалось о влиянии инверсии магнитного поля на асимметрию стоксовых и анти-стоксовых линий в структуре NiFe/IrMn [20]. Нами также были выполнены эксперименты в условиях, когда плотность тока перпендикулярна направлению коллинеарных векторов внешнего поля H и поля обменного смещения H_{EX} (рис. S3 в дополнительных материалах). В этой конфигурации также наблюдался аналогичный эффект влияния электрического тока на асимметрию линий Стокса и антистокса. В других двух конфигурациях, когда внешнее поле было перпендикулярно полю обменного смещения, а плотность тока была вдоль и перпендикулярно внешнему полю, влияния тока на асимметрию спектров BLS не наблюдалось (см. рис. S4 и S5 в дополнительных материалах).

Мы также проверили, что спектры BLS паттернированного образца совпадают со спектрами сплошного образца при разных углах падения лазерного луча на образец (рис. S6 в дополнительных материалах) и при разных значениях внешнего магнитного поля (рис. S7 в дополнительных материалах). Это свидетельствует о том, что эксперименты BLS, выполненные на сплошных образцах, без изменений могут быть распространены и на паттернированные образцы, на которых выполнялись электрические измерения. О том же свидетельствует запись петель магнитного гистерезиса, одинакового для сплошных и паттернированных образцов. Таким образом, поля рассеяния паттернированных образцов не влияют на результаты экспериментов.

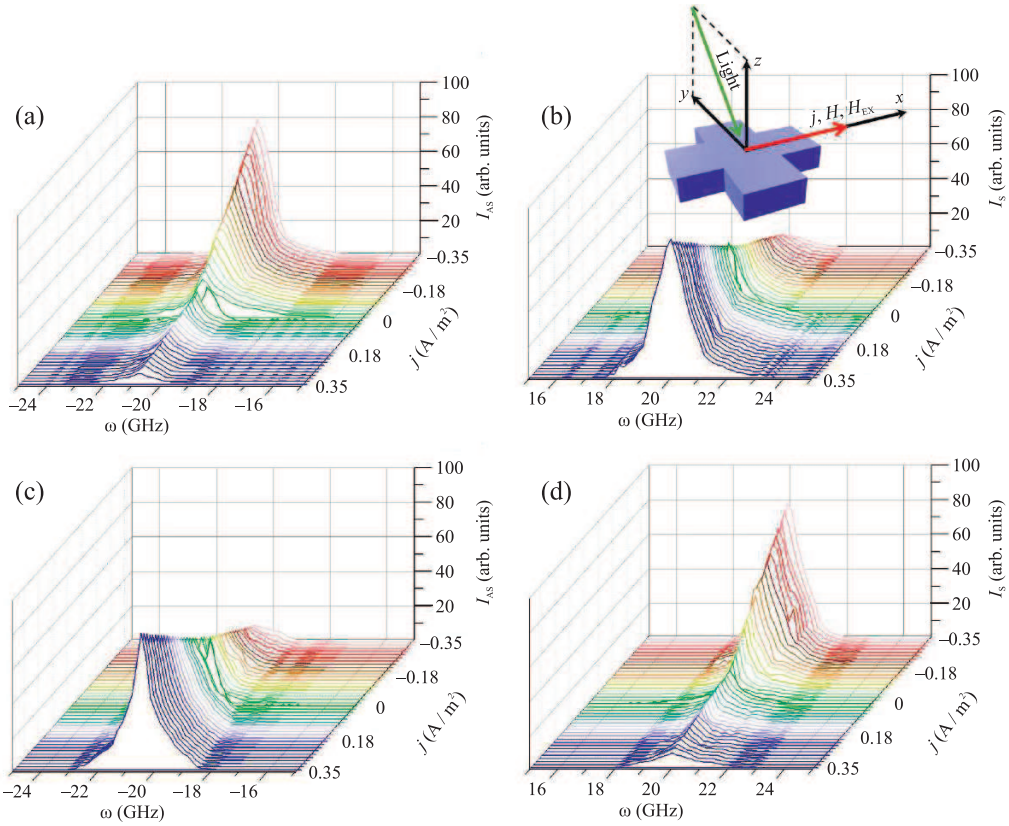

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a), (c) – Анти-стоксова и (b), (d) – Стоксова линии спектра BLS, записанного при ориентациях внешнего поля $H = +3$ кЭ (a), (b) и $H = -3$ кЭ (c), (d), тока и поля обменного смещения в соответствии со схемой на вставке при разных значениях плотности тока

Полученные результаты позволяют сформулировать следующее объяснение наблюдаемого эффекта. При пропускании электрического тока происходит спиновая поляризация носителей заряда в ферромагнитном слое, а затем эти носители заряда попадают в антиферромагнитный слой в область интерфейса, прилежащую к ферромагнетику (рис. 4).

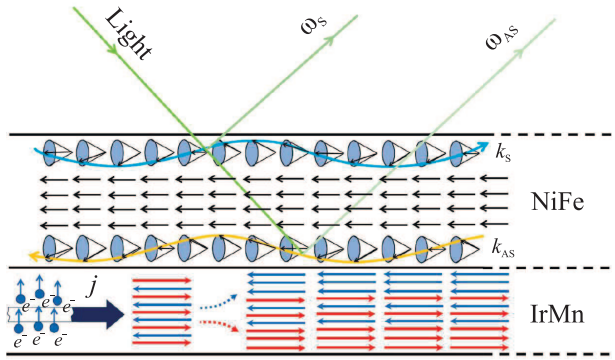

Рис. 4. (Цветной онлайн) Схема эксперимента по измерению спектра BLS при пропускании тока через образец NiFe/IrMn

Далее электроны проводимости в этой области передают свой вращательный момент локализованным электронам, принадлежащим ионам кристаллической решетки ферромагнетика. Это происходит с помощью спин-орбитального взаимодействия, а соответствующий магнитный момент называют Spin Orbit Torque (SOT). Намагничивание интерфейсного слоя антиферромагнетика ведет к изменению направления поля обменного смещения и оси одноосной анизотропии. В результате перераспределения ориентации намагниченности на интерфейсе и изменения обменного смещения распространение спиновых волн в ферромагнитном слое изменяется таким образом, что при направлении тока вдоль поля подавляется анти-стоксова компонента, а при направлении тока против поля – стоксова. Поскольку реальная частота отраженного света содержит две компоненты с частотами $\omega_0 + \omega_S$ и $\omega_0 + \omega_{AS}$, перераспределение интенсивностей компонент спектра эквивалентно изменению частоты отраженного луча [21]. Поэтому результат всей перечисленной цепочки процессов заключается в изменении частоты света отраженного от поверхности образца

под действием протекающего в нем электрического тока.

4. Выводы. Обнаружено влияние электрического тока, проходящего в антиферромагнитном слое IrMn, на спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света соседнего ферромагнитного слоя NiFe в структурах NiFe/IrMn. Пропускание электрического тока вдоль внешнего магнитного поля приводит к подавлению анти-стоксовой составляющей спектра BLS, а пропускание электрического тока в направлении, противоположном полю, приводит к исчезновению Стоксовой составляющей. Эффект наблюдается только при ориентации внешнего магнитного поля параллельно или антипараллельно полю обменного смещения. При перпендикулярной взаимной ориентации упомянутых полей влияние электрического тока на спектры BLS отсутствует. Это согласуется с представлениями о передаче спин-орбитального момента от электронов проводимости к локализованным электронам, принадлежащим ионам кристаллической решетки ферромагнетика, а также с электрическими измерениями других авторов на аналогичных образцах.

Пропускание тока через гетероструктуру вызывает изменение направления поля обменного смещения под действием спин-орбитального момента, генерируемого в слое IrMn вблизи границы раздела NiFe/IrMn спин-поляризованными носителями заряда. Передача спин-орбитального момента ионам кристаллической решетки изменяет обменное смещение и соответствующее поле однонаправленной анизотропии в антиферромагнитном слое IrMn, что, в свою очередь, влияет на распространение спиновых волн в ферромагнетике NiFe и на амплитуды линий в соответствующих спектрах BLS. Это влияет на асимметрию спектров BLS, значительно перераспределяя амплитуды стоксовой и анти-стоксовой линий.

Электрическое переключение частоты лазерного луча, отраженного от поверхности гетероструктуры, является новым электро-оптическим эффектом, который может быть использован для считывания информации в элементах магнитной памяти или для создания перестраиваемой частоты лазеров.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках тематической карты Федерального исследовательского центра проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3. Р. Б. Моргунов поддержан грантом Российского научного фонда # 22-19-20157. А. В. Садовников поддержан грантом Российского научного фонда # 20-79-10191.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Nature Nanothech. **11**, 231 (2016); https://doi.org/10.1038/nnano.2016.18
2. H. Yan, Z. Feng, P. Qin, X. Zhou, H. Guo, X. Wang, H. Chen, X. Zhang, H. Wu, C. Jiang, and Z. Liu, Adv. Mater. **32**, 1905603 (2020); https://doi.org/10.1002/adma.201905603.
3. Б. А. Иванов, ЖЭТФ **158**, 103 (2020); https://doi.org/10.31857/S004445102007010X.
4. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005; https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015005
5. J. Zelezny, P. Wadley, K. Olejnik, A. Hoffmann, and H. Ohno, Nature Phys. **14**, 220 (2018); https://doi.org/10.1038/s41567-018-0062-7.
6. J. Kang, J. Ryu, J.-G. Choi, T. Lee, J. Park, S. Lee, H. Jang, Y. S. Jung, K.-J. Kim, and B.-G. Park, Nat. Commun. **12**, 6420 (2021); https://doi.org/10.1038/s41467-021-26678-x.
7. D. C. Ralph and M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008); https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.12.019.
8. Z. Diao, Z. Li, S. Wang, Y. Ding, A. Panchula, E. Chen, L.-C. Wand, and Y. Huai, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 165209 (2007); https://doi.org/10.1088/0953-8984/19/16/165209.
9. C. H. Marrows, Adv. Phys. **54**, 585 (2005); https://doi.org/10.1080/00018730500442209.
10. Q. Shao, P. Li, L. Liu, H. Yang, S.Fukami, A. Razavi, H. Wu, K. Wang, F. Freimuth, Y. Mokrousov, M. D. Stiles, S. Emori, A. Hoffmann, J. Akerman, K. Roy, J.-P. Wang, S.-H. Yang, K. Garello, and W. Zhang, IEEE Trans. Magn. **57**, 1 (2021); https://doi.org/10.1109/TMAG.2021.3078583.
11. J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996); https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5.
12. L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.9353.
13. L. Berger, J. Appl. Phys. **81**, 4880 (1997); https://doi.org/10.1063/1.364902.
14. L. Berger, IEEE Trans. Magn. **34**, 3837 (1998); https://doi.org/10.1109/20.728292.
15. C. Mathieu, M. Bauer, B. Hillebrands, J. Fassbender, G. Guntherodt, R. Jungblut, J. Kohlhepp, and A. Reinders, J. Appl. Phys. **83**, 2863 (1998); https://doi.org/10.1063/1.367049.
16. P. Miltenyi, M. Gruyters, J. Guntherodt, J. Nogues, and I. K. Schuller, Phys. Rev. B **59**, 3333 (1999); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.3333.

17. R. L. Rodriduez-Suarez, A. B. Oliveira, F. Estrada, D. S. Maior, M. Arana, O. A. Santos, A. Azevedo, and S. M. Rezende, J. Appl. Phys. **123**, 043901 (2018); https://doi.org/10.1063/1.5009461.
18. R. Ziveri, P. Vavassori, L. Giovannini, F. Nizzoli, E. E. Fullerton, M. Grimsditch, and V. Metlushko, Phys. Rev. B **65**, 165406 (2002); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.65.165406.
19. Т. С. Величкина, А. М. Дьяконов, О. И. Васильева, В. В. Александров, И. А. Яковлев, Письма в ЖЭТФ **35**, 438 (1982).
20. M. Bakhmetiev, A. Talantsev, A. Sadovnikov, and R. Morgunov, J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 105001 (2022); https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac3ce7.
21. E. R. Moog, S. D. Bader, and J. Zak, Appl. Phys. Lett. **56**, 2687 (1990); https://doi.org/10.1063/1.102827.