

05,08

Механизмы сверхбыстрого размагничивания и обратного спинового эффекта Холла в терагерцевых тонкопленочных излучателях на основе кобальта

© М.С. Лаптева, А.В. Горбатова, П.Ю. Авдеев, Е.Д. Лебедева, Е.С. Шахурин,
А.А. Климов, А.М. Буряков

Российский технологический университет — МИРЭА,
Москва, Россия

E-mail: lapteva@mirea.ru, buryakov@mirea.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Проанализировано влияние толщины слоя кобальта на магнитные характеристики в серии спинтронных терагерцевых эмиттеров. Рассмотрено как однослойные пленки $\text{Co}(d)$, где d — варьируемая толщина от 3 до 10 нм, так и двухслойные структуры $\text{Co}(d)/\text{W}(3 \text{ нм})$ и $\text{W}(3 \text{ нм})/\text{Co}(d)$ с одноосной магнитной анизотропией. Результаты подчеркивают критическую роль структурных параметров, особенно в тонких слоях, где наблюдается увеличение магнитной жесткости и коэрцитивного поля из-за увеличения плотности дефектов на интерфейсах. Показано, что оптимальные магнитные характеристики и энергоэффективность достигаются в ферромагнитных пленках толщиной около 10 нм, что важно для разработки ТГц-эмиттеров с высокой управляемостью поляризации. Исследование демонстрирует, что структура $\text{Co}(10 \text{ нм})/\text{W}(3 \text{ нм})$ обеспечивает лучший баланс между эффективностью ТГц-эмиссии и коэрцитивным полем, благодаря сочетанию механизмов сверхбыстрого размагничивания и обратного спинового эффекта Холла.

Ключевые слова: сверхбыстрое размагничивание, спин-зарядовая конверсия, обратный спиновый-эффект Холла, терагерцевое излучение, спинтронный эмиттер, магнетронное распыление, кобальт.

DOI: 10.61011/FTT.2024.07.58377.45NN

1. Введение

В последние годы область терагерцевой (ТГц) спинтроники продемонстрировала значительные достижения, предложив инновационные подходы для эффективной генерации ТГц-излучения через сверхбыстрое управление намагниченностью и спиновой динамикой в тонких ферромагнитных (ФМ) и ФМ/немагнитных (НМ) металлических пленках. Особое внимание уделяется пленкам толщиной порядка нескольких нанометров, где эти процессы особенно выражены. Ключевой прорыв в данной области был совершен группой Kampfrath в 2013 г. [1], которая впервые продемонстрировала спинтронный ТГц-эмиттер, функционирующий на основе обратного спинового эффекта Холла. Это открытие предоставило новые возможности для создания технологически простых и высокоэффективных источников ТГц-излучения, генерирующих интенсивные и широкополосные (до 10 ТГц) импульсы ТГц-излучения, сравнимые по величине пиковых электрических полей с органическими кристаллами [2,3]. Сама концепция спинтронного ТГц-эмиттера обеспечивает возможность управления поляризацией ТГц-излучения за счет изменения ориентации магнитного момента ферромагнитного слоя [4]. Эти характеристики выделяют спинтронные ТГц-эмиттеры среди широкого многообразия ТГц-источников и делают их перспективными для ши-

рокого спектра применений, от биомедицины до телекоммуникаций.

С момента открытия спинтронных ТГц-эмиттеров было предпринято немало усилий по их оптимизации для достижения наиболее эффективной ТГц-генерации. Основная стратегия по оптимизации основана на решении следующих задач: 1) подбор оптимальных материалов ФМ- и НМ-слоя, 2) оптимизация их толщин. Обзор, обобщающий основные продвижения в этом направлении за последние десять лет, представлен в работе [3]. Был рассмотрен не только огромный спектр ферромагнитных материалов, используемых в качестве источника спинового тока, но также широкая группа материалов, которые можно использовать для преобразования спинового тока в ток зарядовый. Материалы, используемые в ТГц спинтронных эмиттерах для спин-зарядового преобразования отличаются широким разнообразием свойств, среди них: тяжелые немагнитные металлы [3,5] и магнетики [4], в том числе антиферромагнетики [6–8] с высоким значением спинового угла Холла, топологические изоляторы [9–12] и полупроводники [13–18].

Что касается анализа влияния толщин металлических слоев на эффективность ТГц-излучения, то в этом направлении тоже проделано много работы [5,19–21]. Корреляции между толщиной ФМ- и НМ-слоев и амплитудой генерируемой ТГц-волны в классических спинтронных эмиттерах на основе обратного спинового эф-

Параметры созданной серии образцов

Sample description	Layer thickness, nm	H_c (E.A.), Oe [MOKE]/[THz]	H_c (H.A.), Oe [MOKE]/[THz]
Co(10 nm)/W(3 nm)	$10.0 \pm 1.5/3.1 \pm 0.5$	56/41	19/22
Co(5 nm)/W(3 nm)	$5.2 \pm 0.3/3.3 \pm 0.2$	106/70	40/47
Co(3 nm)/W(3 nm)	$3 \pm 0.3/3 \pm 0.1$	141/84	65/62
W(3 nm)/Co(10 nm)	$3 \pm 0.1/10.1 \pm 0.1$	57/32	2/28
W(3 nm)/Co(5 nm)	$3.3 \pm 0.2/5.3 \pm 0.3$	37/37	22/22
W(3 nm)/Co(3 nm)	$3 \pm 0.01/2.9 \pm 0.1$	95/79	1/63
Co(10 nm)	11.6 ± 1.0	63/46	63/48
Co(5 nm)	4.9 ± 0.3	229/199	157/137
Co(3 nm)	3.5 ± 0.3	181/169	110/98

факта Холла подробно проанализированы в работе [19]. В соответствии с представленной в работе [19] моделью, при выборе толщины металлических слоев необходимо исходить из компромисса между тремя основными параметрами [19]: 1) величиной оптической мощности P_{abs} , поглощенной структурой и напрямую влияющей на величину генерируемого THz-поля, 2) критическим значением толщины ФМ-слоя d_0 (~ 0.8 nm для железа), определяющим порог генерации спинового тока для его последующей транспортировки в слой НМ и, следовательно, определяющим начальный порог THz-генерации, 3) параметром, характеризующим экспоненциальное затухание THz-сигнала при прохождении металлических слоев и определяющим обратную зависимость THz-интенсивности от суммарной толщины спинтронного эмиттера.

Если же говорить об управлении поляризацией THz-излучения, то первостепенное значение при изготовлении спинтронных эмиттеров имеет создание внутрислоистой магнитной анизотропии с ярко выраженной осью трудного намагничивания [4,22–27]. Однако, несмотря на обширные исследования в этой области, мало внимания уделяется влиянию структурных характеристик тонких ФМ-пленок и их интерфейсов на магнитные свойства, которые, в свою очередь, имеют решающее значение для управления THz-поляризацией. Лишь в работе [19] был проведен небольшой анализ важнейших для контроля THz-поляризации магнитных характеристик спинтронного эмиттера на основе Fe/Pt. Авторы показывают что при толщинах ФМ-слоя порядка нескольких нанометров структура характеризуется магнитной петлей, соответствующей оси легкого намагничивания, а с уменьшением толщины ферромагнитного слоя Fe ниже критического значения d_0 поведение структуры сводится к суперпарамагнитному случаю.

В данной работе мы направляем наше внимание на анализ влияния толщины ферромагнитного слоя Co на магнитные характеристики и эффективность генерации THz-излучения в серии спинтронных эмиттеров, включая структуры Co/W и W/Co с фиксированной толщиной НМ-слоя 3 nm. Наша задача — определить,

как изменение толщины ФМ-слоя влияет на ключевые параметры THz-эмиттеров.

2. Описание эксперимента

В настоящей работе мы рассматривали три серии образцов спинтронных THz-излучателей: однослойные пленки кобальта, двухслойные структуры типа ФМ/НМ, где в роли ФМ выступал Co, а НМ — W. Мы рассматривали два типа двухслойных структур, отличающихся порядком чередования слоев: W/Co(d) и Co(d)/W. Тонкие пленки эмиттеров были изготовлены методом магнетронного распыления на установке DST-3A (VacCoat) на подложках SiO₂ во внешнем магнитном поле с напряженностью $H_{ext} = 3.5$ kOe для создания внутрислоистой одноосной магнитной анизотропии. Давление в камере перед осаждением составляло 10^{-5} Torr. Пленки напылялись при комнатной температуре в атмосфере рабочего газа аргона. Давление аргона в процессе осаждения всех образцов составляло $9.7 \cdot 10^{-3}$ Torr, мощность RF-источника — 210 W для Co и 150 W для W. В изготовленной серии образцов толщина пленок Co составляла 3, 5 и 10 nm. Толщина немагнитного слоя W оставалась постоянной — 3 nm. Описание изготовленных образцов представлено в таблице.

Анализ магнитных характеристик (поля насыщения, поля анизотропии и коэрцитивного поля) изготовленных структур осуществлялся при помощи стандартной методики меридионального магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) в продольной геометрии намагничивания структуры относительно падающего на образец света. Также был проведен анализ поверхностных характеристик пленок методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Результаты измерения шероховатости, созданной серии структур, не позволили выявить влияния толщины ФМ-слоя на параметры шероховатости. Значения средней шероховатости (R_a) соответствовали 0.647 ± 0.2 nm, а среднеквадратичной шероховатости (R_q) — 1.037 ± 0.4 nm для всех рассматриваемых пленок.

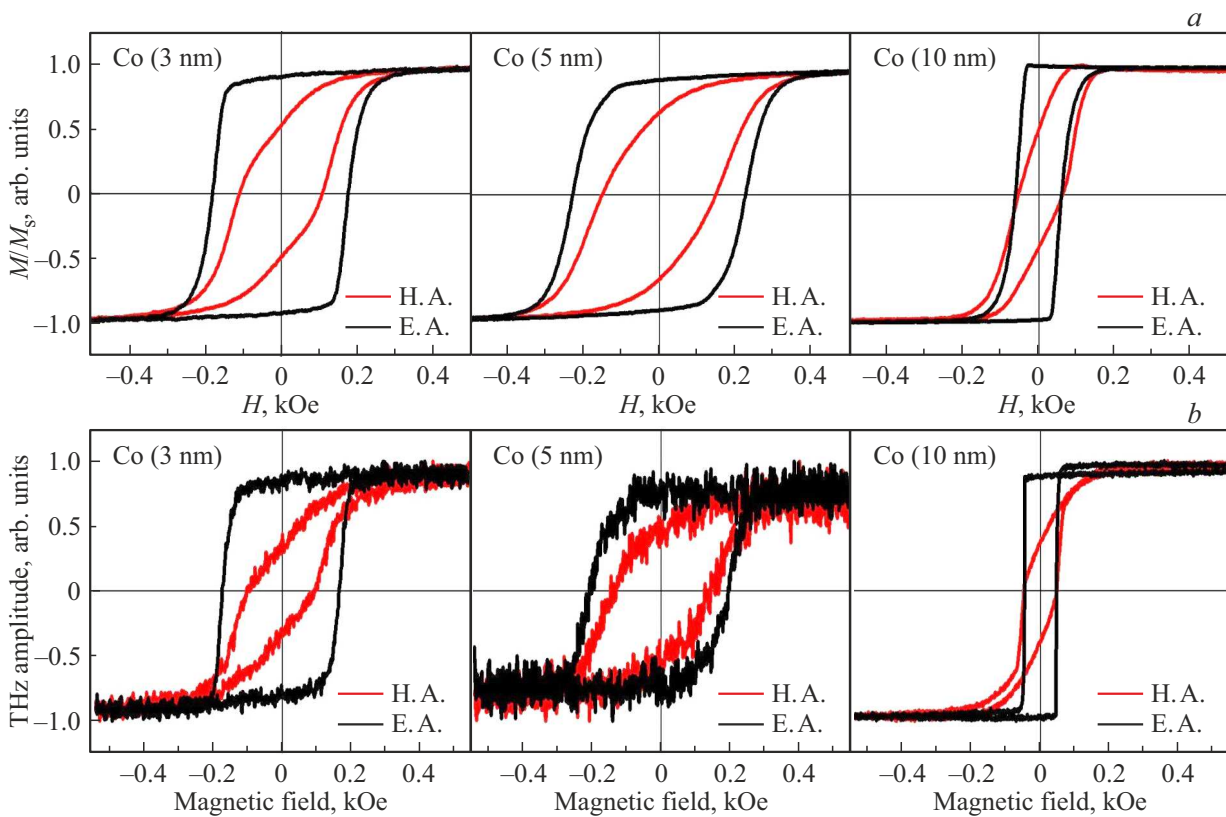


Рис. 1. Магнитооптический гистерезис (а) и магнитный THz-гистерезис (б) для пленок Co, толщиной 3, 5 и 10 nm.

В рамках исследования THz-излучения использовалась стандартная методика эмиссионной терагерцевой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDS). В качестве возбуждающего излучения использовался фемтосекундный Ti:Sapphire лазер с длиной волны 800 nm, частотой импульсов 3 kHz и длительностью около 35 fs. Для изучения влияния магнитного поля на генерацию THz-излучения образец размещался в постоянном магнитном поле, создаваемое электромагнитом. Подробное описание установки, а также метода регистрации THz-излучения приведено в наших работах [4,28].

3. Результаты и обсуждение

Толщины металлических пленок в серии изготовленных образцов спинтронных эмиттеров подтверждены методом эллипсометрии. Результаты оценки толщин слоев представлены в таблице. Петли магнитного гистерезиса в геометрии „трудная“ (H.A. — hard axis) и „легкая“ (E.A. — easy axis) ось, полученные методом МОКЕ, представлены на рис. 1. Анализ результатов выявил увеличение коэрцитивного поля H_c при уменьшении толщины ферромагнитного слоя Co. Конкретные значения H_c для каждого образца указаны в таблице.

Из рис. 1 видно, что петли магнитного гистерезиса, полученные при помощи метода МОКЕ, и петли THz-гистерезиса для серии структур на основе Co

качественно совпадают для всех толщин ферромагнитного металла. Как видно из полученных петель, уменьшение толщины Co сопровождается увеличением коэрцитивного поля H_c , что отчетливо наблюдается как для МОКЕ-петель, так и для петель магнитного THz-гистерезиса. Результаты исследования подтвердили наличие выраженной магнитной анизотропии с четко определенными осями легкого и трудного намагничивания, что имеет ключевое значение для контроля поляризации THz-излучения. Все полученные из анализа петель значения H_c приведены в таблице.

На рис. 2 схематически изображены исследуемые в данной работе образцы спинтронных эмиттеров на основе пленок ферромагнитного слоя кобальта (рис. 2, а) и бислойных структур ФМ/НМ на примере W/Co (б). Для этих двух типов THz-генераторов механизм генерации THz-генерации будет разным. В первом случае THz-генерация обусловлена процессом сверхбыстрого размагничивания в ферромагнитном слое, во втором — процессом спин-зарядового преобразования в результате обратного спинового эффекта Холла. На рис. 3, с приведена временная динамика THz-сигналов для однослойных образцов кобальта с толщиной 3, 5 и 10 nm, измеренная в магнитном поле +2 kOe для двух ориентаций образцов относительно направления распространения магнитного поля: FS — при облучении структуры со стороны магнитных пленок, BS — при облуче-

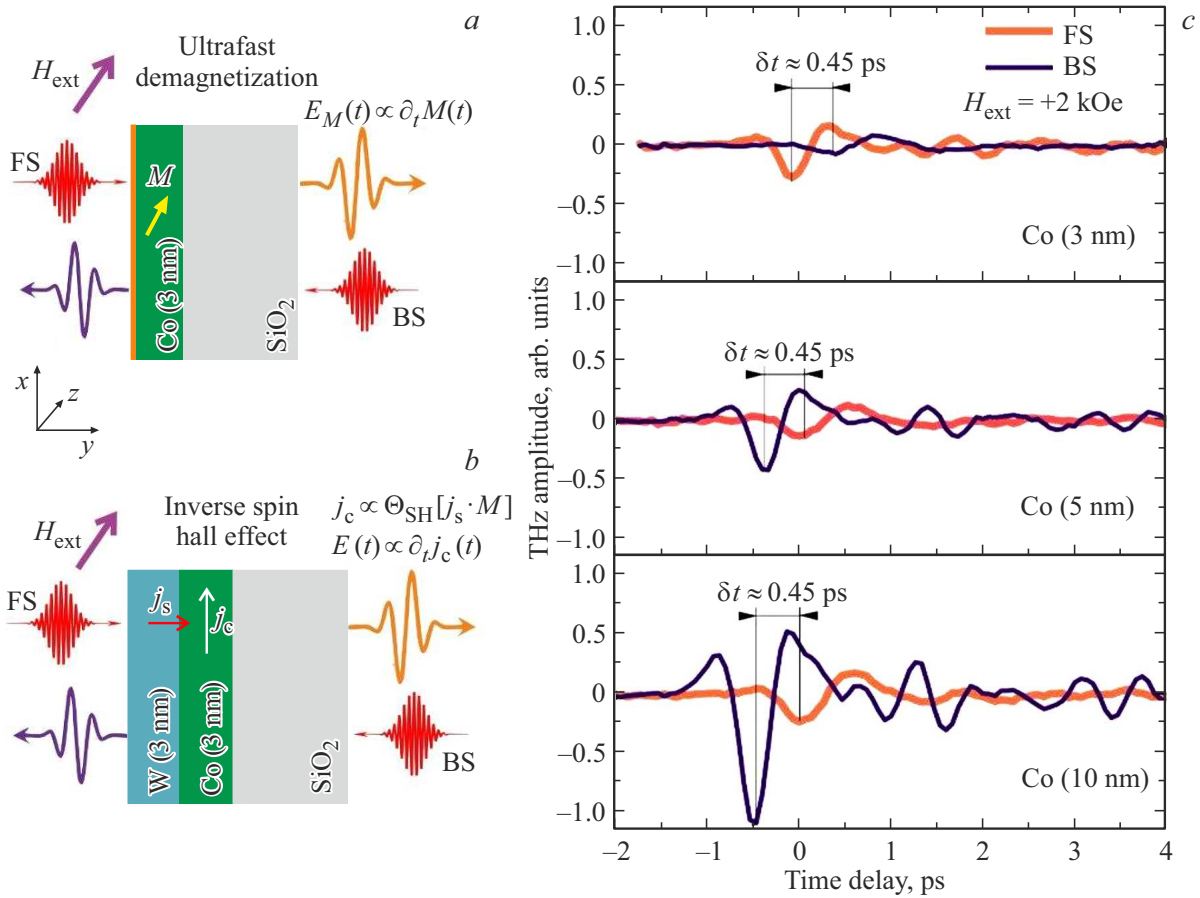


Рис. 2. (a) Схема генерации THz-излучения в случае сверхбыстрого размагничивания в ферромагнитных пленках кобальта. (b) Процесс спин-зарядового преобразования в случае обратного эффекта Холла в классическом спинтронном эмиттере типа W/Co. (c) Временная динамика THz-сигнала, генерируемого серией простых излучателей на основе пленок кобальта с толщиной 3, 5 и 10 нм, измеренная во внешнем магнитном поле +2 кОе в конфигурациях FS и BS.

нии со стороны подложки. Временная задержка между THz-сигналами, измеренными в геометриях FS и BS, обусловлена различиями в индексах преломления для оптического ($n = 1.4526$) и THz-излучения ($n \approx 2.127$) в подложке SiO₂. Различие в амплитуде THz-сигнала для двух ориентаций объясняется различным поглощением THz-излучения в стеклянной подложке. Как видно из рис. 3, смена ориентации образца относительно лазерного луча для FS- и BS-конфигураций не сопровождается инвертированием фазы THz-сигнала, что характерно для механизма сверхбыстрого размагничивания.

Для бислойных структур ФМ/НМ фаза THz-сигнала будет определяться не только направлением приложения внешнего магнитного поля, определяющим направление магнитного момента в пленке кобальта, но и направлением распространения спинового тока. В свою очередь направление распространения спинового тока в таких структурах будет зависеть от изменения ориентации образца. На рис. 3, а представлены временные динамики THz-сигналов, полученные для образцов W(3 нм)/Co(5 нм) и Co(5 нм)/W(3 нм) во внешнем магнитном поле +2 кОе, ориентированном параллельно оси

легкого намагничивания. Как видно из рис. 3, а, изменение конфигурации образца с FS на BS (см. рис. 2, б) ведет к смене полярности терагерцевого импульса. Изменение фазы THz-сигнала при переходе от лицевой к обратной стороне в структурах типа ФМ/НМ служит подтверждением вклада обратного спинового эффекта в генерацию THz-излучения.

Результаты, приведенные на рис. 3, б, демонстрируют влияние толщины слоя Co в серии структур Co/W на THz-гистерезис при приложении магнитного поля вдоль Н.А. (сверху) и Е.А. (снизу) соответственно. С ростом толщины кобальта наблюдается заметное уменьшение коэрцитивного поля, как и в случае однослойных спинтронных эмиттеров на основе Co (рис. 1). Уменьшение коэрцитивного поля с увеличением толщины ферромагнитной пленки является результатом сложного взаимодействия между доменной структурой, магнитными взаимодействиями в материале и структурными характеристиками пленки. Магнитные домены в тонких пленках отличаются малыми размерами и более сложной структурой из-за высокой поверхностной энергии по сравнению с толстыми пленками, что сопро-

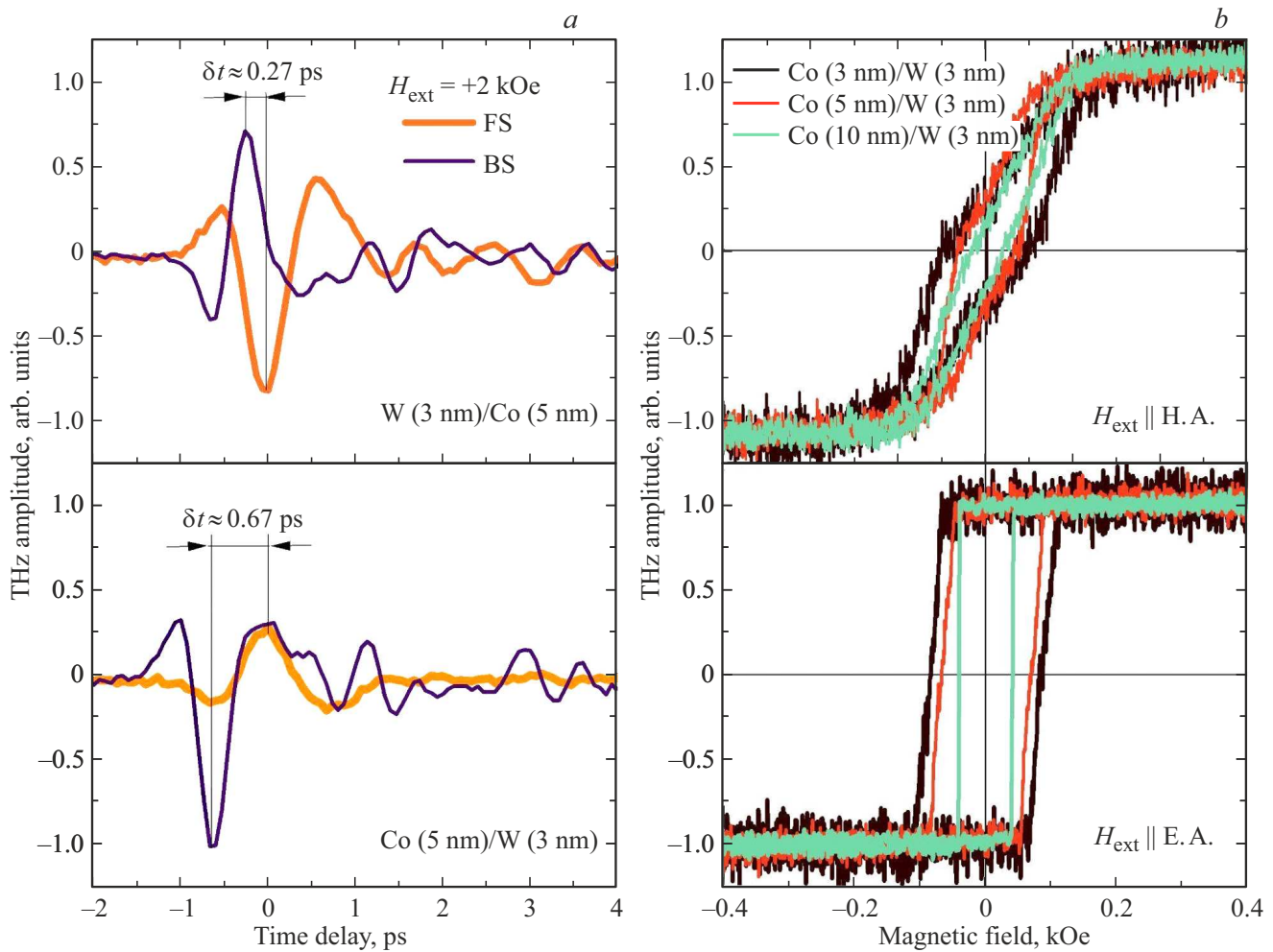


Рис. 3. (а) Временные профили терагерцевого сигнала для структур W/Co и Co/W для конфигураций BS и FS, полученные в магнитном поле +2 кОе. (б) Магнитный THz-гистерезис, полученный для серии структур Co(3,5,10 нм)/W(3 нм) при намагничивании вдоль Н.А. и Е.А.

вождается заметным увеличением магнитной жесткости. С ростом толщины ферромагнетика размер доменов также увеличивается, что облегчает их перемагничивание и, следовательно, снижает коэрцитивное поле. Кроме того, в очень тонких пленках дефекты, особенно на границах раздела, а также на границах зерен также могут приводить к увеличению коэрцитивности, тогда как в толстых пленках распределение напряжений может быть более однородным, упрощая их перемагничивание. В частности, в случае образцов спинтронных излучателей на основе бислоев Co/W, коэрцитивное поле для образца с толщиной кобальта в 3 нм составляет 84 Ое и уменьшается в 2 раза до 41 Ое при увеличении толщины образца до 10 нм, подчеркивая тенденцию к снижению коэрцитивности с увеличением толщины слоя.

На рис. 4 представлен результат анализа эффективности THz-генерации в рассматриваемых нами структурах, в которых механизм генерации THz-излучения обусловлен процессами сверхбыстрого размагничивания (однослойные эмиттеры на основе пленок Co и двух-

слойные структуры Co/W(3 нм)) и обратным спиновым эффектом Холла (W(3 нм)/Co), в зависимости от толщины ферромагнитного слоя. Амплитуда THz-сигналов, представленная на рис. 4, рассчитана как сумма максимального и минимального значений THz-сигнала (Peak-to-Peak amplitude), что соответствует полной амплитуде колебаний одиночного THz-импульса.

Для структуры W/Co наблюдается равномерное падение амплитуды THz-сигналы с увеличением толщины слоя Co, что согласуется с множеством других работ [5,19–21]. Такое поведение предсказуемо, если учесть модель, представленную в работе [19], описывающую зависимость генерируемого THz-сигнала от толщин слоев ферромагнитного и немагнитного металлов.

В контексте образцов одиночных слоев Co и образцов Co/W, описанных ранее в данной статье, было показано, что сверхбыстрое размагничивание в таких структурах является основным (доминирующим для Co/W) механизмом генерации THz-излучения, что также согласуется с другими работами, например для кобальта [29].

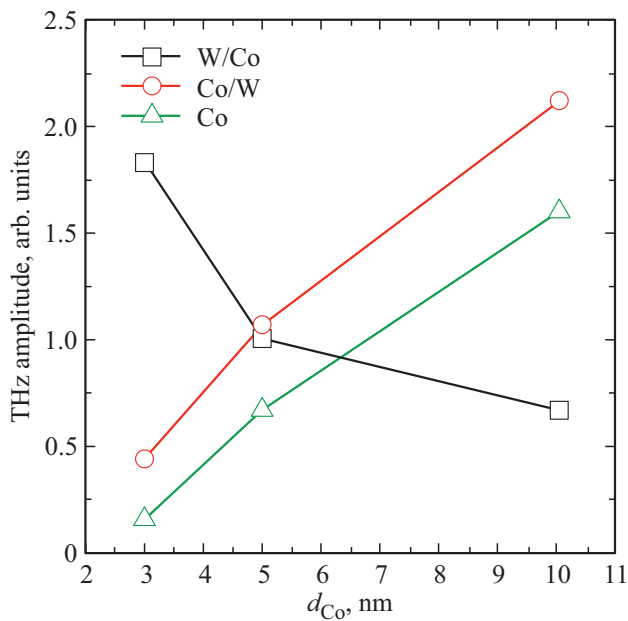


Рис. 4. Эффективность ТГц-генерации в зависимости от толщины слоя Co в структурах W/Co, Co/W и Co.

Увеличение амплитуды ТГц-сигнала в этих эмиттерах с ростом толщины ферромагнитной пленки связано с ростом внутриплоскостной составляющей намагниченности в слое кобальта по мере увеличения его толщины [29]. Этот вывод основан на предположении о том, что оптический импульс накачки когерентно возбуждает элементарные магнитные диполи, вызывая изменение намагниченности во времени, что приводит к возникновению электрического поля, излучаемого в дальней зоне и поляризованного в направлении x , где $E_x(t)$ пропорционально M_x , x — компоненте вектора намагниченности ферромагнитного слоя.

Обратная зависимость амплитуды ТГц-излучения от толщины слоя кобальта в серии образцов Co/W представляет собой несколько неожиданный случай, поскольку, как было показано выше, механизм генерации ТГц-излучения должен быть связан с обратным спиновым эффектом Холла. Однако монотонное увеличение амплитуды ТГц-излучения с ростом толщины Co для этого образца указывает на доминантную роль в механизме ТГц-генерации сверхбыстрого размагничивания. В то же время результаты, представленные на рис. 3 для образца Co(5 nm)/W(3 nm), подтверждают инвертирование ТГц-сигнала вследствие изменения направления зарядового тока для конфигураций FS и BS, что согласуется с обратным спиновым эффектом Холла. Таким образом, можно сделать вывод, что для образцов серии Co/W в генерации ТГц-излучения участвуют одновременно два механизма: сверхбыстрое размагничивание и спин-зарядовое преобразование вследствие обратного спинового эффекта Холла, причем первый имеет доминирующий характер, что видно по зависимости амплитуды

ТГц-сигнала от толщины кобальта (рис. 4). Это, в свою очередь, объясняет большее значение ТГц-амплитуды по сравнению с пленками чистого кобальта на рис. 4.

Магнитные гистерезисные петли, исследованные для слоев кобальта толщиной 3 и 5 nm (рис. 3, b), показывают значительное повышение коэрцитивного поля, что соответствует ожиданиям, учитывая наличие неоднородностей, таких как шероховатость поверхности пленки кобальта, и других структурных дефектов, присущих тонким пленкам. Было обнаружено, что наиболее тонкая пленка Co толщиной 3 nm, в серии образцов Co/W, где воздействие поверхностных эффектов максимально, показывает наименьшую амплитуду ТГц-излучения, подчеркивая влияние микроструктурных характеристик на эффективность эмиссии.

Подводя итог, следует подчеркнуть, что для создания эффективных ТГц-эмиттеров с управляемой поляризацией особо перспективными являются структуры типа Co(10 nm)/W(3 nm). Эта конфигурация демонстрирует высокую амплитуду ТГц-излучения, которая сопоставима с теми, что наблюдаются у классических двухслойных тонкопленочных эмиттеров типа W(3 nm)/Co(3 nm), работающих на основе обратного спинового эффекта Холла. В дополнение, структура Co(10 nm)/W(3 nm) превосходит однослойные пленки кобальта по эффективности генерации ТГц-излучения, что подчеркивает преимущества использования сложных многослойных систем в сравнении с однослойными, опирающимися исключительно на эффект сверхбыстрого размагничивания. Таким образом, результаты нашего исследования акцентируют внимание на значимости структурных особенностей ферромагнитных пленок для разработки и оптимизации спинтронных ТГц-эмиттеров, направленных на управление поляризацией ТГц-излучения.

4. Заключение

В настоящей работе было проведено исследование серии ТГц-эмиттеров на основе тонких пленок кобальта с различной толщиной (3, 5, и 10 nm): Co, W(3 nm)/Co и Co/W(3 nm). Детальный анализ механизмов ТГц-генерации в этих структурах позволил выявить, что в однослойных пленках Co генерация ТГц-излучения тесно связана с процессом сверхбыстрого размагничивания. Это было подтверждено наблюдением увеличения интенсивности ТГц-излучения с ростом толщины кобальта, а также отсутствием зависимости фазы ТГц-сигнала от направления облучения структуры лазерным импульсом. В двухслойных структурах W/Co, функционирующих на основе обратного спинового эффекта Холла, наибольшая амплитуда ТГц-излучения была зафиксирована при минимальной толщине кобальта (3 nm), что подчеркивает важность интерфейсных эффектов и оптимального распределения спинового тока для эффективного спин-зарядового преобразования. В структурах Co/W была обнаружена

обратная зависимость амплитуды THz-излучения, указывающая на более сложный механизм генерации, который включает в себя как сверхбыстрое размагничивание, так и спин-зарядовое преобразование вследствие обратного спинового эффекта Холла. Подводя итог, наши результаты акцентируют внимание на критической важности структурных и интерфейсных характеристик ферромагнитных пленок для оптимизации THz-эмиттеров. Это влияние особенно заметно в пленках малой толщины, где сложные взаимодействия на микроскопическом уровне могут значительно модифицировать магнитные и, как следствие, терагерцевые свойства. Таким образом, наши исследования не только расширяют понимание фундаментальных физических процессов в спинтронных системах, но и предоставляют практические рекомендации для улучшения их эффективности и функциональности, включая управление поляризацией THz-излучения.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-79-10353 (<https://rscf.ru/project/21-79-10353>).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Kampfrath, M. Battiato, P. Maldonado, G. Eilers, J. Nötzold, S. Mährlein, V. Zbarsky, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, M. Wolf, I. Radu, P.M. Oppeneer, M. Münzenberg. *Nature Nanotechnol.* **8**, 256 (2013).
- [2] R. Rouzegar, A.L. Chekhov, Y. Behovits, B.R. Serrano, M.A. Syskaki, C.H. Lambert, D. Engel, U. Martens, M. Münzenberg, M. Wolf, G. Jakob, M. Kläui, T.S. Seifert, T. Kampfrath. *Phys. Rev. Appl.* **19**, 034018 (2023).
- [3] C. Bull, S.M. Hewett, R. Ji, C.-H. Lin, T. Thomson, D.M. Graham, P.W. Nutter. *APL Mater.* **9**, 090701 (2021).
- [4] D. Khusyainov, S. Ovcharenko, M. Gaponov, A. Buryakov, A. Klimov, N. Tiercelin, P. Pernod, V. Nozdrin, E. Mishina, A. Sigov, V. Preobrazhensky. *Sci. Rep.* **11**, 697 (2021).
- [5] T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens, J. Hannegan, L. Braun, P. Maldonado, F. Freimuth, A. Kronenberg, J. Henrizi, I. Radu, E. Beaupaire, Y. Mokrousov, P.M. Oppeneer, M. Jourdan, G. Jakob, D. Turchinovich, L.M. Hayden, M. Wolf, M. Münzenberg, M. Kläui, T. Kampfrath. *Nature Photonics* **10**, 483 (2016).
- [6] X. Wu, H. Wang, H. Liu, Y. Wang, X. Chen, P. Chen, P. Li, X. Han, J. Miao, H. Yu, C. Wan, J. Zhao, S. Chen. *Adv. Mater.* **34**, 2204373 (2022).
- [7] C. Li, B. Fang, L. Zhang, Q. Chen, X. Xie, N. Xu, Z. Zeng, Z. Wang, L. Fang, T. Jiang. *Phys. Rev. Appl.* **16**, 024058 (2021).
- [8] X. Zhou, B. Song, X. Chen, Y. You, S. Ruan, H. Bai, W. Zhang, G. Ma, J. Yao, F. Pan, Z. Jin, C. Song. *Appl. Phys. Lett.* **115**, 182402 (2019).
- [9] X. Wang, L. Cheng, D. Zhu, Y. Wu, M. Chen, Y. Wang, D. Zhao, C.B. Boothroyd, Y.M. Lam, J.-X. Zhu, M. Battiato, J.C.W. Song, H. Yang, E.E.M. Chia. *Adv. Mater.* **30**, 1802356 (2018).
- [10] E. Rongione, S. Fragkos, L. Baringthon, J. Hawecker, E. Xenogiannopoulou, P. Tsipas, C. Song, M. Mičica, J. Mangeney, J. Tignon, T. Boulier, N. Reyren, R. Lebrun, J.-M. George, P. Le Fèvre, S. Dhillon, A. Dimoulas, H. Jaffrés. *Adv. Opt. Mater.* **10**, 2102061 (2022).
- [11] H. Park, S. Rho, J. Kim, H. Kim, D. Kim, C. Kang, M.-H. Cho. *Adv. Sci.* **9**, 2200948 (2022).
- [12] X. Chen, H. Wang, H. Liu, C. Wang, G. Wei, C. Fang, H. Wang, C. Geng, S. Liu, P. Li, H. Yu, W. Zhao, J. Miao, Y. Li, L. Wang, T. Nie, J. Zhao, X. Wu. *Adv. Mater.* **34**, 2106172 (2022).
- [13] M. Chen, Y. Wu, Y. Liu, K. Lee, X. Qiu, P. He, J. Yu, H. Yang. *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1801608 (2019).
- [14] J. Liu, K. Lee, Y. Yang, Z. Li, R. Sharma, L. Xi, T. Salim, C. Boothroyd, Y.M. Lam, H. Yang, M. Battiato, E.E.M. Chia. *Phys. Rev. Appl.* **18**, 034056 (2022).
- [15] D. Khusyainov, A. Guskov, S. Ovcharenko, N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, A. Buryakov, A. Sigov, E. Mishina. *Materials (Basel)*. **14**, 6479 (2021).
- [16] K. Cong, E. Vetter, L. Yan, Y. Li, Q. Zhang, Y. Xiong, H. Qu, R.D. Schaller, A. Hoffmann, A.F. Kemper, Y. Yao, J. Wang, W. You, H. Wen, W. Zhang, D. Sun. *Nature Commun.* **12**, 5744 (2021).
- [17] A. Comstock, M. Biliroglu, D. Seyitliyev, A. McConnell, E. Vetter, P. Reddy, R. Kirste, D. Szymanski, Z. Sitar, R. Collazo, K. Gundogdu, D. Sun. *Adv. Opt. Mater.* **11**, 2201535 (2023).
- [18] L. Cheng, X. Wang, W. Yang, J. Chai, M. Yang, M. Chen, Y. Wu, X. Chen, D. Chi, K.E.J. Goh, J.-X. Zhu, H. Sun, S. Wang, J.C.W. Song, M. Battiato, H. Yang, E.E.M. Chia. *Nature Phys.* **15**, 347 (2019).
- [19] G. Torosyan, S. Keller, L. Scheuer, R. Beigang, E.Th. Pappaioannou. *Sci. Rep.* **8**, 1311 (2018).
- [20] Y. Wu, M. Elyasi, X. Qiu, M. Chen, Y. Liu, L. Ke, H. Yang. *Adv. Mater.* **29**, 1603031 (2017).
- [21] T.S. Seifert, N.M. Tran, O. Gueckstock, S.M. Rouzegar, L. Nadvornik, S. Jaiswal, G. Jakob, V.V. Temnov, M. Münzenberg, M. Wolf. *J. Phys. D* **51**, 364003 (2018).
- [22] D. Khusyainov, S. Ovcharenko, A. Buryakov, A. Klimov, P. Pernod, V. Nozdrin, E. Mishina, A. Sigov, V. Preobrazhensky, N. Tiercelin. *Phys. Rev. Appl.* **17**, 044025 (2022).
- [23] A.M. Buryakov, A.V. Gorbatoeva, P.Y. Avdeev, E.D. Lebedeva, K.A. Brekhov, A.V. Ovchinnikov, N.S. Gusev, E.A. Karashtin, M.V. Sapozhnikov, E.D. Mishina, N. Tiercelin, V.L. Preobrazhensky. *Appl. Phys. Lett.* **123**, 082404 (2023).
- [24] G. Lezier, P. Koleják, J.-F. Lampin, K. Postava, M. Vanwollegem, N. Tiercelin. *Appl. Phys. Lett.* **120**, 152404 (2022).
- [25] P. Agarwal, L. Huang, S.T. Lim, R. Singh. *Nature Commun.* **13**, 4072 (2022).
- [26] P. Koleják, G. Lezier, K. Postava, J.-F. Lampin, N. Tiercelin, M. Vanwollegem. *ACS Photonics* **9**, 1274 (2022).
- [27] D. Kong, X. Wu, B. Wang, T. Nie, M. Xiao, C. Pandey, Y. Gao, L. Wen, W. Zhao, C. Ruan, J. Miao, Y. Li, L. Wang. *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1900487 (2019).
- [28] F.A. Zainullin, D.I. Khusyainov, M. V. Kozintseva, A.M. Buryakov. *Russ. Technol. J.* **10**, 74 (2022).
- [29] N. Kumar, R.W.A. Hendrikx, A.J.L. Adam, P.C.M. Planken. *Opt. Express* **23**, 14252 (2015).

Редактор Т.Н. Василевская