Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 3, с. 215 – 222

Спектральные свойства ТГц излучения латерально структурированных спинтронных источников

Е. А. Караштин[+*1)], *Н. С. Гусев*[+], *М. В. Сапожников*[+*], *П. Ю. Авдеев*[×], *А. Л. Алферьев*[×], *Е. Д. Лебедева*[×], *А. М. Буряков*[×], *Е. Д. Мишина*[×]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*МИРЭА – Российский технологический университет, 119454 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 8 ноября 2024 г.
После переработки 4 декабря 2024 г.
Принята к публикации 5 декабря 2024 г.

В работе экспериментально исследованы спектральные свойства терагерцового излучения спинтронного эмиттера на основе гетероструктуры ферромагнетик/тяжелый металл (Co(2 нм)/Pt(2 нм)), а также изготовленной из нее периодической системы полос (период от 4 мкм до 1 мм). Продемонстрированы два основных механизма, определяющие ТГц спектр таких источников. Первый из них наблюдается как в сплошной многослойной пленке, так и в периодической решетке. Он заключается в том, что в результате интерференции сигнала от разных пространственных областей эмиттера амплитуда волны спадает с увеличением угла между нормалью к пленке и направлением распространения излучения, причем характерный масштаб спада зависит от длины волны. Это приводит к смещению максимума спектральной амплитуды излучения в область более низких частот при увеличении угла направления распространения излучения. Второй механизм проявляется только в периодической системе полос. Он состоит в том, что при намагничивании периодических решеток с малым периодом вдоль полос ТГц излучение подавляется в результате накопления заряда на их границах. Данный эффект является более существенным для больших длин волн и поэтому сопровождается сдвигом спектрального максимума в область высоких частот. Исследованные в настоящей работе механизмы позволят в перспективе создавать спинтронные источники ТГц излучения с заданным положением максимума спектральной амплитуды ТГц излучения.

DOI: 10.31857/S0370274X25020076, EDN: FGMBHD

В последние годы, начиная с первой экспериментальной демонстрации в 2013 г. [1] активно исследуются перспективные источники терагерцового (ТГц) излучения, основанные на многослойных магнитных наноструктурах. Такие структуры состоят из тонкого ферромагнитного слоя (ФМ), граничащего с тонким немагнитным слоем (НМ), который чаще всего представляет собой металл с большой константой спин-орбитального взаимодействия [2]. Эти системы позволяют создавать широкополосные импульсные ТГц излучатели, сопоставимые по эффективности с полупроводниковыми фотопроводящими антеннами и нелинейными кристаллами [3].

При облучении указанной структуры фемтосекундным оптическим импульсом большой интенсивности протекает короткий импульс спинового тока из ФМ в НМ. Это приводит к возникновению электрического (зарядового) тока, обычно за счет обратного спинового эффекта Холла в НМ [4–6], а иногда также за счет обратного эффекта Рашба–Эдельштейна [7–9]). В результате излучается короткий и широкополосный импульс электромагнитного поля. Поскольку длительность индуцированного импульса спинового тока составляет порядка 1 пс, излучаемый электромагнитноый импульс имеет частотный спектр, соответствующий ТГц-диапазону. Исследования последних лет направлены на повышение амплитуды поля волны различными методами [10], что позволило достигнуть уровня 1.5 МВ/см [11]. Среди этих методов – увеличение эффективности поглощения оптического излучения за счет возбуждения плазмонных мод [12, 13], оптимизация параметров материалов в гетероструктуре и их толщин [3, 14], модификация границы между слоями [15, 16], создание периодических структур [17–19]. Особое внимание уделяется управлению амплитудой [20–22] и поляризацией [23–26] излучаемого ТГц сигнала. Эти параметры обычно регулируются с помо-

1)e-mail: eugenk@ipmras.ru

щью внешнего магнитного поля (изменением его величины и направления).

Спинтронные источники ТГц излучения характеризуются широким частотным диапазоном (от 0.1 до 30 ТГц) [2, 3]. Однако до сих пор предпринято немного попыток контроля спектральных характеристик таких источников. Численно показана существенная зависимость спектров от направления распространения волны [27]; соответствующие экспериментальные исследования отсутствуют (как правило, излучение собирается в широком диапазоне углов с помощью параболического зеркала). Для паттернированных спинтронных источников, изготовленных на основе тонкопленочных структур методами литографии, показана зависимость амплитуды генерируемого ТГц сигнала от направления приложенного к ним магнитного поля [22, 28, 29]. Кроме того, для больших периодов структуры (200–500 мкм) обнаружена слабая зависимость спектров излучения от ширины полосы [27]. Для малых периодов, при которых наблюдалось наиболее существенное подавление ТГц сигнала при намагничивании структуры вдоль полос, исследования спектральных характеристик не проводились. В то же время из теоретических соображений ясно, что такое подавление должно быть частотно-завсисимым (см. [22]). Система периодических полос фактически является источником с интегрированной антенной, который при этом предоставляет уникальную возможность управления направлением протекания переменного электрического тока по отношению к геометрии антенны.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию спектральных характеристик спинтронных источников ТГц излучения в виде сплошных пленок и паттернированных структур на их основе. Для этой цели мы изготовили периодические решетки полос из пленок Co(2 нм)/Pt(2 нм) с периодом от 4 до 1000 мкм. Показано, что при приложении насыщающего поля вдоль полос подавление излучения ТГц сигнала сопровождается существенным сдвигом максимума спектральной амплитуды в область высоких частот. Кроме того, мы провели исследования диаграммы направленности ТГц излучения спинтронного источника. Продемонстрировано, что при отклонении направления распространения волны от нормали к поверхности образца (оси симметрии) высокочастотный ТГц сигнал спадает существенно быстрее низкочастотного. При этом максимум спектральной амплитуды смещается в область низких частот.

Многослойные тонкопленочные магнитные наноструктуры Co(2 нм)/Pt(2 нм) были изготовлены на кварцевой подложке методом магнетронного распыления в атмосфере Ar (давление $4 \cdot 10^{-3}$ торр). Во время роста пленок было приложено постоянное магнитное поле величиной около 1 кЭ для наведения одноосной магнитной анизотропии в заданном направлении. Методом оптической литографии из полученных пленок были изготовлены массивы полос с периодом 4, 50, 100, 300, 500, 1000 мкм и коэффициентом заполнения 1/2, а также структуры с периодом 8 мкм и шириной металлических полос 6 мкм (коэффициент заполнения 3/4). Общая площадь каждой структуры составляла порядка 1 см^2. Были изготовлены структуры с магнитной анизотропией, направленной как вдоль, так и поперек полос. Магнитные свойства полученных образцов контролировались путем измерения магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в меридиональной геометрии с использованием высокостабилизированного He-Ne лазера на длине волны 632 нм в качестве источника.

Для исследования ТГц генерации изготовленных структур в качестве спинтронных источников излучения использовался стандартный метод ТГц спектроскопии во временной области, подробно описанный, например, в [30]. В этом методе проводятся измерения ТГц-сигнала ΔS, генерируемого спинтронными структурами в конфигурации накачки–зонда. Изменение временной задержки между импульсами накачки и зонда позволяет проводить исследования временного спектра излучения. Также выполняются стробоскопические измерения ТГц-сигнала ΔS при фиксированной временной задержке во время изменения магнитного поля для изучения гистерезиса сигнала. Сигнал, регистрируемый синхронным детектором (Stanford Research SR830), определяется как $\Delta S\,(t) = S_{\text{probe}} \cdot \cos\Theta\,(t)$, где S_{probe} – интенсивность сигнала, зарегистрированного приемником, а Θ – разность фаз между $\Delta S\,(t)$ и опорным сигналом, при этом t – время задержки. В качестве источника оптических фемтосекундных импульсов использовался Ti:Sapphire лазер с длиной волны 800 нм, частотой следования импульсов 3 кГц и длительностью одного импульса 35 фс. Диаметр пятна лазерного излучения на образце составлял 3 мм, плотность энергии в импульсе накачки 0.47 мДж/см^2. Исследуемые структуры находились в зазоре электромагнита, позволяющего получать постоянное магнитное поле величиной до 2 кЭ, и ориентировались перпендикулярно лучу накачки. Магнитное поле прикладывалось в y-направлении лабораторной системы координат (рис. 1). Терагерцовое излучение, генерируемое исследуемым спинтронным источником, преобразовывалось в плоскопараллельный пучок с по-

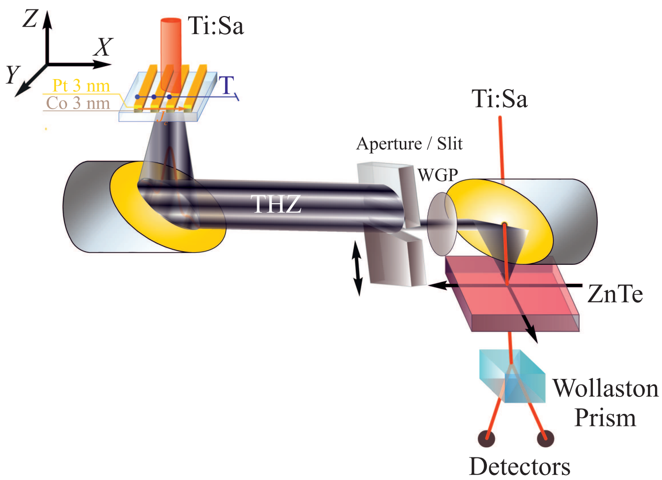

Рис. 1. (Цветной онлайн) Геометрия эксперимента по исследованию спектральных ТГц характеристик периодической системы полос Co(2 нм)/Pt(2 нм)

мощью параболического зеркала (образец находится в фокусе зеркала; фокусное расстояние 15 см). При этом на зеркале формировалась интерференционная картина, которая затем исследовалась с помощью диафрагмы, отсекавшей часть плоскопараллельного пучка (рис. 1). Диафрагма представляла собой щель шириной 2 мм в поглощающем экране. Прошедшее через диафрагму излучение фокусировалось на ТГц приемнике (кристалл ZnTe; особенности работы приемника описаны в [30]) с помощью второго параболического зеркала. Между диафрагмой и вторым зеркалом был установлен поляризатор ТГц излучения, благодаря чему приемник регистрирует x-компоненту электрического поля в зависимости от времени. Спектральные характеристики были далее рассчитаны быстрым преобразованием Фурье огибающей временных импульсов. Для того, чтобы избавиться от искажения спектра в результате поглощения излучения парами воды, измерения проводились в сухом боксе (относительная влажность составляла 2–4 %). К неидеальностям оптической схемы можно отнести конечные размеры области спинтронного источника, из-за чего лишь его центр находится в фокусе, а периферические области – вне фокуса. Вследствие этого волна, излученная разными участками источника, отражается от первого зеркала под разным углом, что приводит к размытию интерференционной картины в области диафрагмы. Кроме того, интенсивность волны накачки, сфокусированной в пятно диаметром 3 мм на образце, спадает не скачком, а плавно, что приводит к неэквивалентности амплитуды ТГц сигнала, излученного различными точками образца.

Характерные петли магнитного гистерезиса, полученные методом МОЭК в меридиональной геометрии при приложении поля в плоскости образца вдоль оси легкого и трудного намагничивания, показаны на рис. 2. Приведены зависимости для сплошной плен-

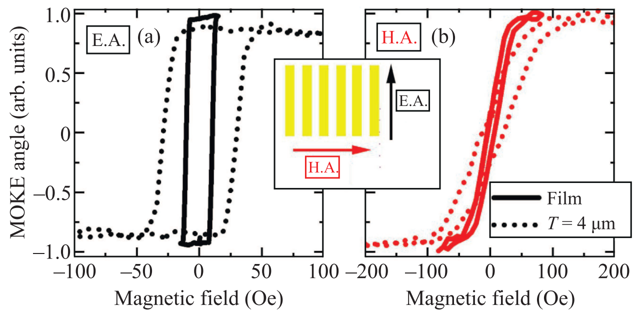

Рис. 2. (Цветной онлайн) Гистерезис МОЭК для пленки Co(2 нм)/Pt(2 нм) (сплошная линия) и периодической системы полос с периодом $T = 4$ мкм (пунктирная линия) в зависимости от поля, приложенного: (a) – вдоль оси легкого намагничивания (E.A.) и (b) – вдоль оси трудного намагничивания (H.A.)

ки и для периодической системы полос с периодом 4 мкм (ширина полос 2 мкм), который являлся минимальным для наших структур. Видно, что, хотя ширина петли гистерезиса для системы узких полос примерно втрое больше, чем для пленки, качественно петли имеют одинаковый вид. При намагничивании вдоль легкой оси петля близка к прямоугольной, а характерное поле насыщения составляет не более 50 Э. Для направления, перпендикулярного легкой оси, петля имеет наклонный вид и относительно небольшую ширину, а поле насыщения составляет 100–150 Э. Стоит заметить, что для всех изготовленных образцов направление оси анизотропии определялось направлением оси в пленке, которое было индуцировано полем, приложенным во время ее роста, и не зависело от ориентации полос по отношению к этому направлению.

Зависимости величины ΔS (и пропорционального ей терагерцового электрического поля) от времени имеют вид, типичный для спинтронных источников ТГц излучения. На рисунке 3 приведены указанные зависимости для нескольких различных углов между нормалью к образцу и направлением распространения волны (до первого параболического зеркала), которая после отражения от зеркала проходит сквозь диафрагму (будем далее называть его углом отклонения ЭМВ), для периода структуры $T = 1000$ мкм и $T = 4$ мкм при приложении насыщающего (400 Э) магнитного поля перпендикулярно полосам. Измерения проводились в диапазоне углов отклонения ЭМВ

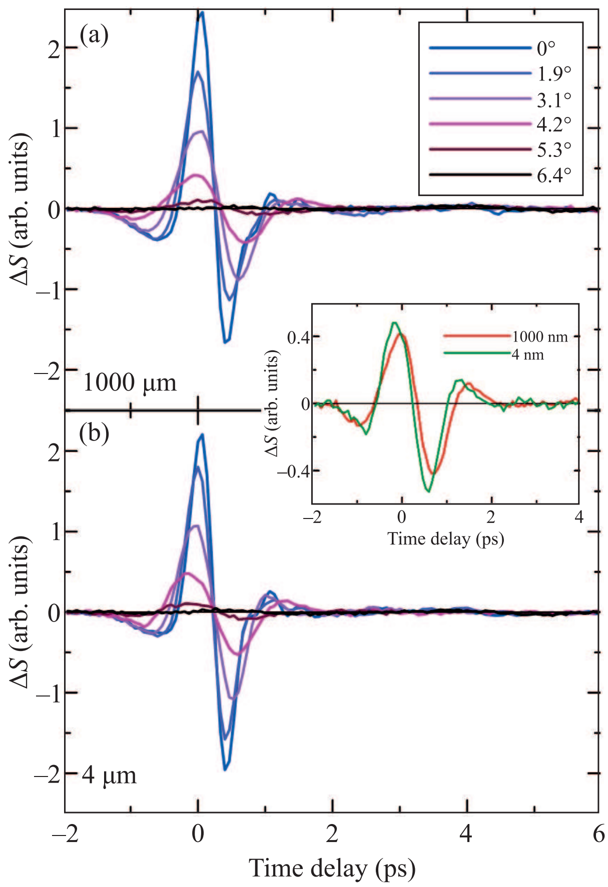

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость амплитуды электрического поля от времени для различных углов между нормалью к образцу и направлением распространения волны до первого параболического зеркала (угол отклонения ЭМВ), и периода структуры: (a) – 1000 мкм и (b) – 4 мкм. На вставке приведены сигналы для структур с периодом 1000 мкм и 4 мкм при угле отклонения ЭМВ, равном 4.2°

от $-7.5°$ до $+7.5°$. Максимальные величины пиков электрического поля для обоих периодов решетки достигаются при нулевом значении угла; эти величины совпадают в пределах погрешности и составляют примерно 0.13 от величины пика, полученного для тех же структур без диафрагмы. С увеличением угла амплитуда ТГц поля спадает и при угле 6.4° (черные кривые) не наблюдается на фоне шумов. Форма сигнала при ненулевом угле отклонения ЭМВ отличается на рис. 3a и b. На вставке к рис. 3 показана временная зависимость сигнала для структур с периодом 1000 и 4 мкм при угле отклонения 4.2°. Видно, что для 4 мкм интервал между нулями (и пиками) сигнала меньше, чем для 1000 мкм, соответственно, сигнал смещен в высокочастотную область. Для детального анализа этого эффекта ниже исследуются спектральные плотности амплитуды (спектры) ТГц сигнала, полученные методом преобразования Фурье огибающей временных импульсов, приведенных на рис. 3 и аналогичных им для других углов (шаг по углу составляет примерно 0.38°) и периодов структуры.

На рисунке 4 приведены характерные зависимости спектральной плотности амплитуды ТГц сигнала от угла отклонения ЭМВ для структуры с периодом $T = 1000$ мкм, взятой при разных значениях частот. Небольшая видимая асимметрия, вероятно, связана с асимметричностью используемых в оптической схеме параболических зеркал и точностью позиционирования диафрагмы; кроме того, расстояние между образцом и разными участками зеркала немного отличается, что приводит к небольшим отличиям в интенсивности излучения, отраженного от ближнего и дальнего по отношению к образцу краев зеркала (см. рис. 1). В условиях эксперимента должна наблюдаться интерференционная картина, обусловленная конечным размером ТГц источника, который, в свою очередь, определяется размером пятна лазерного излучения на образце (поскольку после диафрагмы все излучение в достаточно широком телесном угле собирается параболическим зеркалом). При этом условие $\frac{\rho^2}{z\lambda} = 1$ (ρ – смещение относительно оси симметрии в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны, $z = 150$ мм – расстояние между образцом и первым параболическим зеркалом, λ – длина волны излучения), соответствующее переходу от дифракции Френеля к дифракции Фраунгофера, достигается для частоты 1 ТГц при смещении $\rho \approx 7$ мм. Таким образом, наша конфигурация соответствует случаю дифракции Френеля для низких частот (заметим еще раз, что в действительности мы наблюдаем интерференцию волн от разных областей источника). Тем не менее экспериментально полученная и представленная на рис. 4a интерференционная картина трудно интерпретируема, а на рис. 4b имеются лишь едва различимые намеки на интерференционные минимумы. Это связано с размытием интерференционной картины из-за неидеальности оптической схемы эксперимента. Во-первых, интенсивность волны накачки, сфокусированной в пятно диаметром 3 мм на образце, спадает не скачком, а плавно, что приводит к неэквивалентности амплитуды ТГц сигнала, излученного различными точками образца. Во-вторых, образец имеет конечные размеры, поэтому лишь центральная область источника находится в фокусе, а периферические области находятся вне фокуса, вследствие чего волна, излученная разными участками источника отражается от первого зеркала под разным углом, что также приводит к размытию

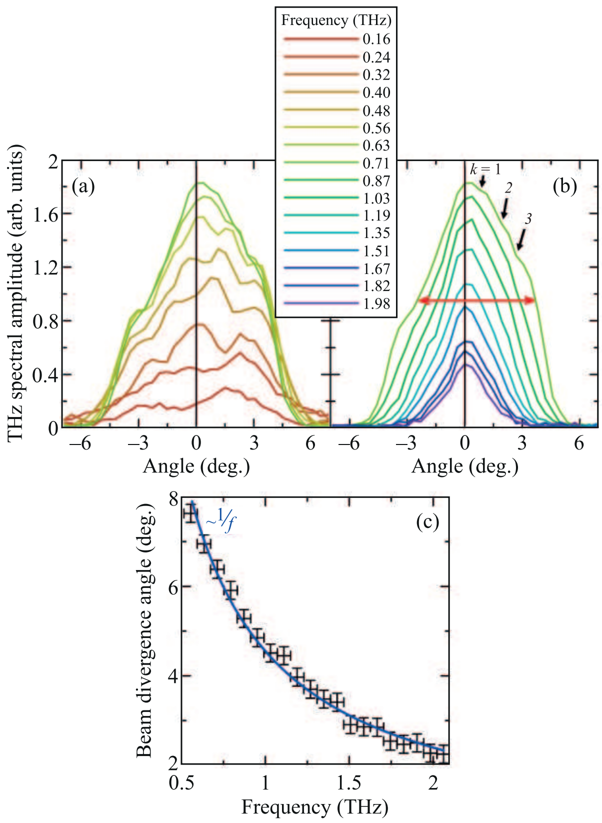

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость спектральной амплитуды электрического поля от угла отклонения ЭМВ для структуры с периодом 1000 мкм в области: (a) – низких и (b) – высоких частот. Стрелками показаны положения интерференционных минимумов, рассчитанные для размера источника 3 мм. (c) – Зависимость угла расхождения ТГц излучения от его частоты, определенная по ширине пика на полувысоте. Сплошная линия – аппроксимация гиперболической функцией $\sim 1/f$. Магнитное поле приложено перпендикулярно полосам структуры

интерференционной картины в области диафрагмы. На рисунке 4b стрелками указаны углы $\phi\,(\lambda)$ первых трех интерференционных минимумов, рассчитанных по формуле $\sin\phi = k\frac{\lambda}{a}$ (k – целое число, определяющее номер минимума) в предположении, что диаметр пятна лазера на образце составляет $a = 3$ мм.

Наиболее яркий эффект, который виден на рис. 4a, b, состоит в том, что угол расхождения ТГц излучения уменьшается с ростом его частоты. Зависимость угла расхождения, соответствующего ширине на полувысоте (пример определения ширины для частоты $f = 0.71$ ТГц показан на рис. 4b красной двойной стрелкой), от частоты излучения приведена на рис. 4c для частоты больше 0.5 ТГц. Она соответствует формуле для дифракции Фраунгофера: характерный угол расхождения, определяемый по ширине огибающей интенсивности, обратно пропорционален квадрату частоты, а для модуля поля – обратно пропорционален частоте. Соответствующая аппроксимация экспериментальных данных гиперболической функцией $\sim 1/f$ ($f = \frac{c}{\lambda}$ – частота волны, c – скорость света) показана на рис. 4c сплошной синей линией. Стоит отметить, что близкая картина наблюдается для ТГц эмиттера, представляющего собой сплошную пленку.

Зависимость угла расхождения ТГц излучения от частоты приводит к изменению его спектральных свойств в зависимости от угла отклонения ЭМВ. На рисунке 5a приведены спектры для структуры с периодом $T = 1000$ мкм, полученные для угла отклонения ЭМВ $0°$, $3.4°$, $4.6°$. Видно, что для такого большого периода намагничивание вдоль и поперек полос дает один и тот же результат в пределах погрешности. Величина максимума спектральной амплитуды непрерывно спадает с увеличением угла и при $4.6°$ уменьшается примерно втрое по сравнению с $0°$. Частота, соответствующая максимуму, при этом смещается от (0.75 ± 0.08) до (0.48 ± 0.08) ТГц (синяя стрелка сверху рис. 5), что согласуется с рис. 4c. Аналогичный, однако несколько более слабый по величине, эффект наблюдается и для структур с меньшим периодом следования полос, а также для сплошной пленки.

Спектры для структур с периодом $T = 8$ мкм, коэффициентом заполнения $3/4$ и ориентацией полос вдоль либо поперек оси легкого намагничивания приведены на рис. 5b. В результате увеличения коэффициента заполнения максимум спектральной амплитуды при намагничивании поперек полос возрос в 1.26 раза по сравнению со структурой с периодом 1000 мкм, а интегральная мощность – в 1.42 раза, что близко к ожидаемому значению 1.5 (отличие составляет менее 6 % и может объясняться погрешностью измерений). При этом для структур с направлением оси легкого намагничивания вдоль и поперек полос различия несущественны; определяющим является направление насыщающего магнитного поля, т.е. намагниченности по отношению к полосам. При намагничивании структуры поперек полос максимум спектральной амплитуды соответствует немного большей частоте, чем для структуры с периодом 1000 мкм, что может быть связано с незначительным снижением эффективности излучения низкочастотного сигнала для систем с малым периодом.

Выше показано, что сдвиг диафрагмы относительно положения оси симметрии позволяет подавить высокочастотную часть спектра (пунктирная и штрих-пунктирная кривые на рис. 5a). Ес-

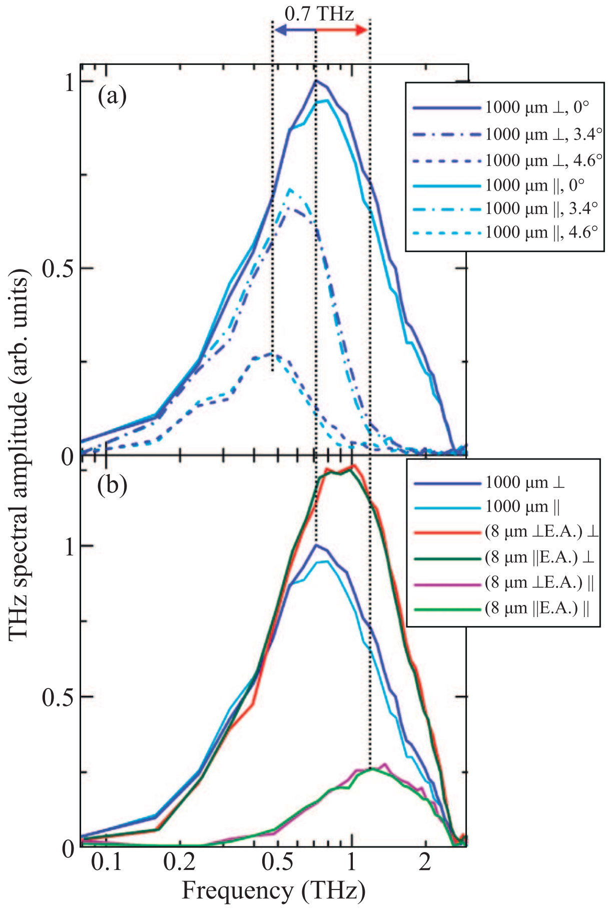

Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектральная амплитуда ТГц поля (a) для образца с периодом 1000 мкм при разной величине угла отклонения ЭМВ, насыщающее поле приложено вдоль (|| на вставке) или поперек (⊥ на вставке) полос; (b) – для образцов с периодом 8 мкм, коэффициентом заполнения 3/4 и ориентацией полос вдоль либо поперек оси легкого намагничивания (||E.A. и ⊥ E.A. на вставке соответственно), а также для 1000 мкм (для удобства сравнения), при нулевом угле отклонения ЭМВ. Амплитуда всех сигналов нормирована на максимум сигнала для 1000 мкм ⊥. Стрелка указывает диапазон перестройки максимума спектральной амплитуды с учетом двух эффектов: увеличения угла отклонения ЭМВ и уменьшения периода структуры (показаны синим и красным соответственно)

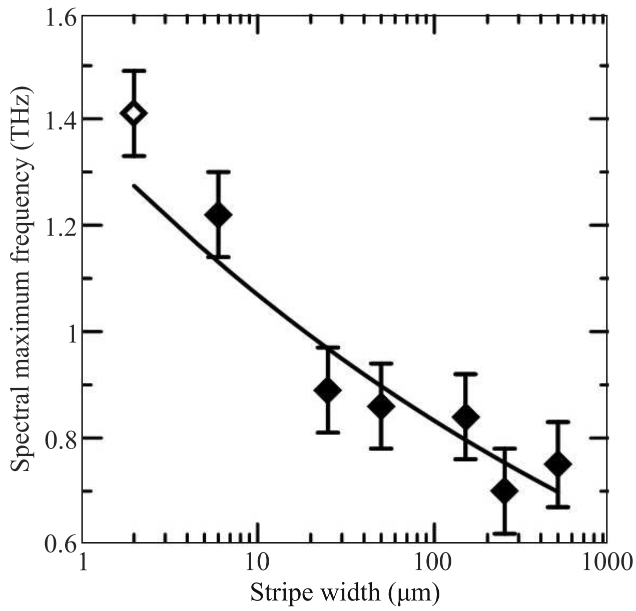

Рис. 6. Зависимость частоты, соответствующей максимуму спектральной амплитуды, от ширины полос образца. Линия проведена для облегчения визуального восприятия

ли же намагничивать структуру с периодом 8 мкм вдоль полос, происходит увеличение частоты, соответствующей максимуму спектральной амплитуды, от (0.87 ± 0.08) ТГц до (1.22 ± 0.08) ТГц (указаны положения центров пиков); при этом амплитуда излучения уменьшается примерно в пять раз. Это объясняется тем, что излучение электромагнитной волны при протекании переменного электрического тока поперек полос заметно подавляется за счет накопления зарядов на краях полос. В соответствии с формулой (3) из работы [22], степень подавления зависит от частоты f как $\sqrt{1 + \frac{h}{\pi \rho f d} \mathrm{Log}\left(\frac{L}{d}\right)}$, где h и L – толщина структуры и ее рабочий размер (в направлении, перпендикулярном полосам), d – ширина полосы, ρ – удельное сопротивление. Видно, что с уменьшением частоты степень подавления возрастает. Также она растет с уменьшением ширины полос d. Поэтому для эффективного смещения пика излучения в высокочастотную область необходимы структуры с узкими полосами. Сдвиг максимума спектральной амплитуды, который наблюдался в наших структурах при уменьшении ширины полос (и приложении насыщающего поля вдоль них), показан сверху рис. 5 красной стрелкой; общий диапазон изменения положения пика с учетом двух описанных выше эффектов составляет примерно 0.7 ТГц (от 0.48 до 1.22 ТГц, погрешность ± 0.08 ТГц).

На рисунке 6 показана зависимость частоты, соответствующей максимуму спектральной амплитуды, от ширины полос структуры d. Видно, что эта частота монотонно меняется в указанном выше диапазоне (растет с уменьшением d). При этом наиболее существенные изменения происходят при ширине полос порядка 10 мкм и меньше. Заметим, что для структуры с периодом 4 мкм (и шириной полос 2 мкм) имеет место сильное подавление сигнала, поэтому трудно идентифицировать значение частоты, соответствующей максимуму спектральной амплитуды.

Таким образом, в данной работе проведено исследование пространственных и частотных спектральных характеристик спинтронных источников терагерцового излучения, представляющих собой как сплошные пленки, так и периодические системы полос шириной от 2 до 500 мкм и периодом от 4 до 1000 мкм, методом диафрагмирования генерируемого излучения по углу. Показано, что с увеличением угла между нормалью к источнику излучения и направлением его распространения высокочастотный ТГц сигнал спадает существенно быстрее низкочастотного. Это объясняется зависимостью интерференционной картины от частоты. С другой стороны, при намагничивании периодической структуры вдоль полос низкочастотный ТГц сигнал спадает заметно быстрее высокочастотного с уменьшением периода решетки. Продемонстрированные свойства приводят к смещению максимума спектральной амплитуды ТГц источника (мы наблюдали сдвиг в диапазоне 0.5–1.2 ТГц). Полученные результаты открывают новые возможности в создании управляемых магнитным полем спинтронных источников терагерцового излучения с заданными характеристиками.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 23-22-00295).

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

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, Nat. Nanotechnol. **8**, 256 (2013).
2. T. Seifert, S. Jaiswal, U. Martens et al. (Collaboration), Nat. Photonics **10**, 483 (2016).
3. C. Bull, S. M. Hewett, R. Ji, C.-H. Lin, T. Thomson, D. M. Graham, and P. W. Nutter, APL Mater. **9**, 090701 (2021).
4. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
5. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Письма в ЖЭТФ **13**, 657 (1971).
6. Е. А. Караштин, Письма в ЖЭТФ **108**, 88 (2018).
7. J. C. Rojas Sánchez, L. Vila, G. Desfonds, S. Gambarelli, J. P. Attané, J. M. De Teresa, C. Magén, A. Fert, Nat. Commun. **4**, 2944 (2013).
8. E. Lesne, Yu Fu, S. Oyarzun et al. (Collaboration), Nat. Mater. **15**, 1261 (2016).
9. 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, and D. Sun, Nat. Commun. **12**, 5744 (2021).
10. E. Th. Papaioannou and R. Beigang, Nanophotonics **10**(4), 1243 (2021).
11. 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, and T. Kampfrath, Phys. Rev. Applied **19**, 034018 (2023).
12. L. Zhang, X. Zeng, D. Zhang, T. Wen, Z. Zong, H. Zhang, and L. Jin, Appl. Phys. Lett. **125**, 152401 (2024).
13. А. А. Гуськов, Н. В. Безвиконный, С. Д. Лавров, Russian Technological Journal **12**, 96 (2024).
14. H. Cheng, Y. Wang, H. He, Q. Huang, and Y. Lu, Phys. Rev. B **105**, 155141 (2022).
15. G. Li, R. Medapalli, R. V. Mikhaylovskiy, F. E. Spada, Th. Rasing, E. E. Fullerton, and A. V. Kimel, Phys. Rev. Mater. **3**, 084415 (2019).
16. L. Scheuer, M. Ruhwedel, D. Karfaridis, I. G. Vasileiadis, D. Sokoluk, G. Torosyan, G. Vourlias, G. P. Dimitrakopoulos, M. Rahm, B. Hillebrands, Th. Kehagias, R. Beigang, and E. Th. Papaioannou, iScience **25**, 104319 (2022).
17. D. Yang, J. Liang, C. Zhou, L. Sun, R. Zheng, S. Luo, Y. Wu, and J. Qi, Adv. Opt. Mater. **4**, 1944 (2016).
18. D. M. Nenno, R. Binder, and H. C. Schneider, Phys. Rev. Appl. **11**, 054083 (2019).
19. Z. Feng, R. Yu, Y. Zhou, H. Lu, W. Tan, H. Deng, Q. Liu, Z. Zhai, L. Zhu, J. Cai, B. Miao, and H. Ding, Adv. Opt. Mater. **6**, 1800965 (2018).
20. Y. Ogasawara, Y. Sasaki, S. Iihama, A. Kamimaki, K. Z. Suzuki, and S. Mizukami, Appl. Phys. Express **13**, 063001 (2020).
21. M. Fix, R. Schneider, S. Michaelis de Vasconcellos, R. Bratschitsch, and M. Albrecht, Appl. Phys. Lett. **117**, 132407 (2020).
22. E. A. Karashtin, N. S. Gusev, M. V. Sapozhnikov, P. Yu. Avdeev, E. D. Lebedeva, A. V. Gorbatova, A. M. Buryakov, and E. D. Mishina, Phys. Rev. Applied **22**, 054075 (2024).
23. D. Kong, X. Wu, B. Wang, T. Nie, M. Xiao, C. Pandey, Y. Gao, L. Wen, W. Zhao, C. Ruan, J. Miao, Y. Li, and L. Wang, Adv. Opt. Mater. **7**, 1900487 (2019).
24. P. Li, S. Liu, X. Chen, C. Geng, and X. Wu, Front. Optoelectron. **15**, 12 (2022).
25. S. M. Hewett, C. Bull, A. M. Shorrock, C.-H. Lin, R. Ji, M. T. Hibberd, T. Thomson, P. W. Nutter, and D. M. Graham, Appl. Phys. Lett. **120**, 122401 (2022).
26. A. M. Buryakov, A. V. Gorbatova, 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, and V. L. Preobrazhensky, Appl. Phys. Lett. **123**, 082404 (2023).

27. W. Wu, S. Lendinez, M. Taghipour Kaffash, R. D. Schaller, H. Wen, and M. B. Jungfleisch, J. Appl. Phys. **128**, 103902 (2020).
28. B. Song, Y. Song, S. Zhang, K. Jin, W. Zhu, Q. Li, Z. Zhang, X. Lin, Y. Dai, and X. Yan, Appl. Phys. Express **12**, 122003 (2019).
29. Z. Jin, S. Zhang, W. Zhu, Q. Li, W. Zhang, Z. Zhang, S. Lou, Y. Dai, X. Lin, G. Ma, and J. Yao, Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett. **13**, 1900057 (2020).
30. A. Buryakov, P. Avdeev, D. Khusyainov, N. Bezvikonnyy, A. Coclet, A. Klimov, N. Tiercelin, S. Lavrov, and V. Preobrazhensky, Nanomaterials **13**(11), 1710 (2023).