

01,05

Сходство механизмов возбуждения THz-излучения в магнитных наноконтактах и в наногетероструктуре с тяжелым металлом Mo

© Е.А. Вилков, С.Г. Чигарев, О.А. Бышевский-Конопко

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Московск. обл. Россия

E-mail: chig50@mail.ru

Поступила в Редакцию 12 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 22 июня 2023 г.

Принята к публикации 13 июля 2023 г.

Проведено сравнение режимов возникновения электромагнитных колебаний THz-диапазона при протекании тока в магнитных наноконтактах и в гетерогенной структуре Fe/Mo с нанопленкой тяжелого металла Mo. Установлено сходство зависимостей изменения излучаемой мощности от изменения тока в области возникновения излучения. На основании этого делается вывод об идентичности процессов формирования THz-излучения в исследуемых структурах и возможности распространения физических представлений о возбуждении THz-излучения при спиновой инжекции током на случай гетерогенной структуры Fe/Mo с нанопленкой тяжелого металла.

Ключевые слова: THz-излучение, спин-поляризованный ток, анизотропное обменное взаимодействие, взаимодействие Дзялошинского–Мории.

DOI: 10.21883/FTT.2023.09.56241.60

1. Введение

В последние годы наблюдается повышенный интерес к излучению THz-диапазона, охватывающего частоты от долей до десятков терагерц [1–3]. Однако его широкому применению в науке и технике препятствует недостаток общедоступных, надежных и компактных источников и детекторов THz-излучения, работающих в широком температурном диапазоне. Поэтому актуален поиск новых принципов генерации и детектирования излучения в этом диапазоне частот. Для этого многообещающим является использование принципов спинтроники.

Так, в работах [4,5] исследована слоистая тонкопленочная структура Pt — антиферромагнетик (АФМ) с током электропроводности в слое платины. В такой структуре наблюдается скос и вращение антиферромагнитных подрешеток под действием спинового тока, возникающего в слое платины вследствие спин-орбитального рассеяния электронов проводимости. При этом за счет неравномерного вращения АФМ-подрешеток, обусловленного кристаллической анизотропией АФМ, наблюдается генерация излучения в диапазоне от 0.5 до 2 THz.

В работе [6] рассматривалась генерация терагерцового излучения за счет перехода электронов проводимости между спиновыми подзонами в неколлинеарном ферромагнетике с геликоидальной магнитной структурой. При этом неравновесные по спину электроны должны накачиваться в него из ферромагнитного инжектора. Связь спиновых и орбитальных степеней свободы в предлагаемой системе достигается за счет пространственно-неоднородного неколлинеарного распределения намагниченности. Благодаря этому, константа sd -обменного

взаимодействия будет зависеть от квазиимпульса d - или f -электронов.

Иной подход, связанный с использованием структур, образованных магнитными тонкопленочными контактами, рассмотрен, например, в [7–9]. В таких структурах формирование электромагнитного излучения наблюдается при спиновой инжекции током плотностью более 10^6 A/cm² (см., например, [10–16]). При этом акцент делался на sd -обменном взаимодействии электронов проводимости с магнитным полем решетки, приводящем к расщеплению спинэнергетических подзон по энергии и образованию в них квазиуровней Ферми. В результате этого возникают условия для возбуждения электромагнитного излучения за счет межзонных излучательных спин-флип-переходов [13–15] при воздействии на электроны проводимости внешнего сигнала.

Расширением представлений о спининжекционном механизме THz-излучения, по нашему мнению, может служить наблюдаемое нами излучение на частотах ~ 7 THz в гетероструктуре с нанопленкой тяжелого металла Mo, контактирующего со слоем Fe при прохождении через нее тока плотностью более 10^6 A/cm² [17]. По нашему предварительному предположению это излучение связано с возникновением слабого магнетизма в слое тяжелого металла, а также взаимодействием Дзялошинского–Мории [18,19], приводящего к спин-флип-переходам электронов проводимости между расщепленными по спину энергетическими подзонами, аналогично наблюдаемому в магнитных нанопереходах [7,16]. Однако применение к формированию THz-излучения в гетероструктуре с Mo представлений, развитых и применяемых для описания процессов в магнит-

ных нанопереходах при спиновой инжекции током, таких как „расщепление спинэнергетических подзон“, „квазиуровни Ферми“, „излучательные спин-флип-переходы“, требует более детального подтверждения.

Решение этого вопроса в данной статье проводится на основе сравнения экспериментально измеренных зависимостей мощности излучения от тока при формировании THz-излучения в переходах Mo/Fe и Fe/Fe, а также сравнения физических представлений о формировании в этих переходах излучения изложенных в [16] и [17].

2. Эксперимент

Исследования режимов возбуждения THz-излучения в переходах Fe/Mo и Fe/ферромагнетик проводились в излучателе со структурой „стержень–пленка“ [20], схема которого представлена на рис. 1. В излучателе использовались образцы, изготовленные для проведения экспериментов в ИПТМ РАН (Черноголовка), представляющие собой пленки Mo толщиной 20 nm, Fe толщиной 30 nm и 60 nm и Fe₃O₄ толщиной 30 nm, выращенные на R-плоскости сапфира методом импульсного лазерного испарения в сверхвысоком вакууме.

Для представления большей общности наблюдаемых эффектов использовались пленки Fe различной толщины. Так как толщина пленки определяет в ней величину потерь THz-излучения, то при использовании более толстой пленки регистрируемая мощность меньше, а сам сигнал менее устойчив, что, тем не менее, как показано ниже, не нарушает общего характера формирования излучения.

В качестве источника питания использовался источник постоянного тока с плавной регулировкой стабилизированного напряжения, подаваемого на исследуемый излучатель. Генерируемое в точке контакта стержень–пленка излучение фокусировалось менисковой линзой из

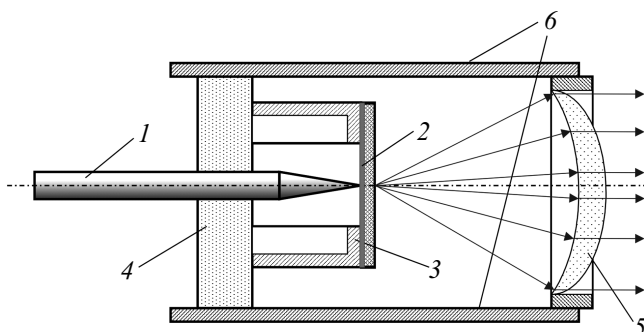


Рис. 1. Спин-инжекционный излучатель со структурой „стержень–пленка“. 1 — ферромагнитный стержень (Fe) с диаметром острия 10–50 мкм, 2 — пленка Mo или ферромагнетика на диэлектрической подложке, 3 — держатель подложки, 4 — диэлектрическая базовая площадка излучателя, 5 — менисковая фокусирующая линза, 6 — держатель линзы. Стрелками показан поток излучения.

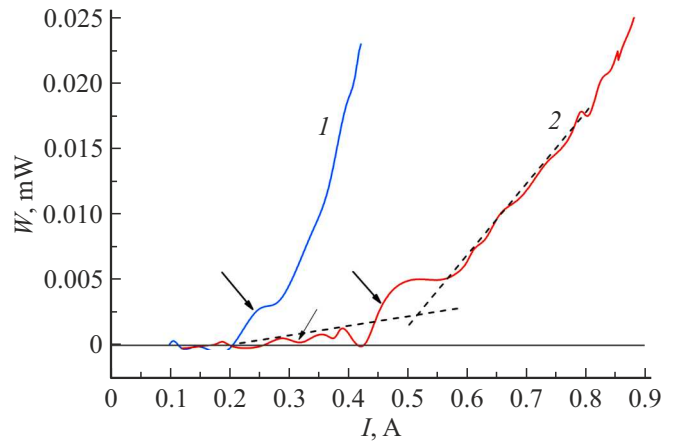


Рис. 2. Зависимость мощности излучения W от тока спин-инжекционного излучателя I со структурой „стержень–пленка“ при использовании в нем пленки тяжелого металла Mo (кривая 1) и ферромагнетика Fe (кривая 2).

высокоомного кремния. Сигнал регистрировался ячейкой Голея фирмы „Тидекс“. Аналоговые величины для дальнейшей обработки оцифровывались с помощью запоминающего осциллографа АКТАКОМ АСК-3117. Измерения проводились в области пусковых токов при плавном, непрерывном увеличении подаваемого на излучатель напряжения, а значит и непрерывном увеличении тока. Уровень шума в проводимых измерениях не превышал 5% от измеряемой величины. Шероховатость на полученных кривых „сглаживалась“ при помощи сплайн-интерполяции.

На рис. 2 представлены результаты измерения мощности при плавном, непрерывном увеличении тока, пронизывающего гетероструктуры Mo/Fe и Fe/Fe.

При этом пленка Mo была толщиной 20 nm, пленка Fe — 60 nm. Как видно из рисунка, возникновение излучения при использовании перехода Mo/Fe (кривая 1 на рис. 2) имеет резкий характер, т.е. при увеличении тока возникновение излучения приводит к изменению мощности от 0 до 2 мВт в узком диапазоне значения тока 0.23–0.235 А (резкое изменение мощности отмечено жирной стрелкой) с последующим плавным увеличением мощности при дальнейшем увеличении тока. С другой стороны, в переходе Fe/Fe появление сигнала, т.е. превышение им нулевого уровня, наблюдается при токе 0.19 А с последующим плавным его увеличением до уровня 2.1 мВт при токе 0.38 А. В этом случае на начальном участке кривой зависимости $W(I)$ увеличение мощности от 0 до 2.1 мВт происходит при увеличении тока в 2 раза от 0.19 до 0.38 А. Далее изменение мощности от 2.1 до 5 мВт, более чем в 2 раза, происходит при изменении тока всего на 0.02 А (~5%). Такое сравнительно резкое изменение мощности в области тока 0.39 А (на рисунке отмечен жирной стрелкой), аналогично резкому изменению мощности, наблюдаемому при использовании пленки Mo. После резкого изменения

мощности наблюдается плавное увеличение мощности с ростом тока, однако при этом крутизна нарастания мощности увеличивается по сравнению с крутизной нарастания до этого. Аппроксимация крутизны нарастания мощности представлена штриховыми прямыми. Таким образом, в случае использования перехода Fe/Fe резкое изменение мощности характеризуется не только существенным увеличением мощности (в 2 раза) при сравнительно малом изменении тока ($\sim 5\%$), но и изменением крутизны нарастания мощности после него. Это отличает отмеченное резкое изменение мощности от шероховатостей рассматриваемой кривой. Для примера на кривой 2 рис. 2 шероховатость отмечена тонкой стрелкой при токе 0.25 А. Наблюдаемые перед резким изменением мощности „провалы“ мощности имеют физическое обоснование, связанное с возникновением в работающем генераторе косых межзонных квантовых переходов, требующих поглощения третьей частицы фонона, что приводит к снижению температуры излучателя, а значит и суммарной регистрируемой мощности. При дальнейшем плавном увеличении тока влияние „охлаждения“ излучателя [21,22] компенсируется увеличением эффективности работы излучателя, характеризующейся крутизной кривой $W(I)$.

Сравнивая две кривые, полученные для двух различных нанопереходов, можно предположить, что в обоих случаях резкие изменения мощности имеют качественно идентичную природу, что может говорить о частичной тождественности процессов формирования излучения в них.

Что касается объяснения разных величин пороговых токов для генерации в Fe/Mo и Fe/Fe то, распространяя на пленку Mo связь эффективности генерации THz сигнала с плотностью тока, показанную для магнитных нанопереходов, грубо можно сказать, что в более тонкой пленке Mo (20 nm) требуемая плотность тока достигается при меньших токах. Однако более корректный ответ на вопрос о требуемой для возбуждения излучения плотности тока в пленке Mo пока остается открытым до завершения проводимых исследований по количественной оценке параметров режима формирования излучения в пленках тяжелых металлов.

Как показали исследования режимов работы спининжекционных генераторов с магнитными переходами, для них резкое увеличение мощности генерации в уже работающих излучателях имеет общий характер. Так, ранее это было отмечено для THz-излучения в структуре с использованием массива многослойных нанопроволок, образованных слоями Fe/Ni [21,22].

Также, для примера, на рис. 3 представлены кривые возбуждения электромагнитных колебаний в структурах „стержень–пленка“ использующих две различные ферромагнитные пленки: пленку Fe толщиной 30 nm, для которой равновесная спиновая поляризация $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-) \sim 0.4$, где n_+ парциальная концентрация электронов с различной ориентацией спинов относительно намагниченности пленки и пленки Fe₃O₄

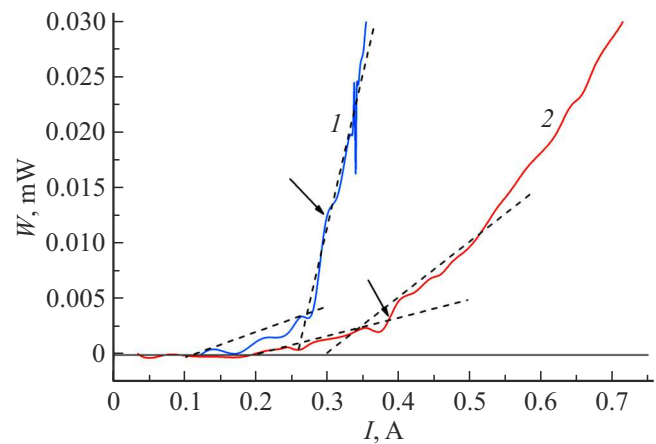


Рис. 3. Зависимость изменения мощности при изменении тока для двух магнитных переходов: кривая 1 — Fe₃O₄/Fe, кривая 2 — Fe/Fe. Штриховые прямые линейная аппроксимация отдельных участков кривых зависимости.

толщиной 30 nm, для которой $P \sim 1$. Стержень в обоих структурах выполнен из Fe с заострением диаметром $d \sim 30 \mu\text{m}$. Из этого рисунка видно, что для обоих ферромагнетиков наблюдается качественно идентичная картина. Во-первых, при превышении некоторого значения тока, для Fe $I = 0.19$ А, а для Fe₃O₄ $I = 0.1$ А, при котором излучаемая мощность начинает превышать нулевой уровень, наблюдается плавное нарастание мощности излучения. Во-вторых, при токах для Fe $I = 0.38$ А, а для Fe₃O₄ $I = 0.27$ А, наблюдается резкое изменение мощности после которого, в обоих случаях наблюдается изменение крутизны нарастания кривых $W(I)$. Что демонстрируется линейной аппроксимацией участков кривых $W(I)$ штриховыми линиями. Отметим, что оба процесса в исследуемых структурах наблюдаются при различных значениях тока. Наблюдаемые резкие изменения мощности с последующим изменением ее крутизны нарастания с ростом тока при использовании ферромагнитных пленок может говорить о возникновении излучения, имеющего иную природу, чем та, которая приводит к плавному нарастанию мощности от нулевого значения на начальном участке генерации. Видно, что для Fe₃O₄, материала с большим значением равновесной спиновой поляризации P , зависимость имеет более острый характер. Провести количественную оценку расхождения результатов, представленных на рис. 3 для магнитных пленок с различным значением равновесной спиновой поляризации P , существующая теория спининжекционной генерации пока не дает возможности. Подробное рассмотрение сложного характера возбуждения электромагнитных колебаний в магнитных переходах выходит за рамки темы данной статьи.

Ниже для установления идентичности процессов в магнитных наноконтактах и в гетероструктуре Mo/Fe обращается внимание главным образом на наличие во всех

рассматриваемых случаях резкого изменения мощности и его объяснение.

3. Интерпретация полученных результатов

Согласно [17] возбуждение THz-излучения в гетероструктуре Mo/Fe объясняется возникновением анизотропии на границе слоев и наличия сильного спин-орбитального взаимодействия в Mo, в результате которого на границе с железом для электронов проводимости возникает взаимодействие типа Дзялошинского–Мории (ДМ). Анизотропию обменного взаимодействия между электронами проводимости и связанных электронов представлено в [17] в виде

$$H_{DM} = D_{SD}(\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2), \quad (1)$$

где $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$ операторы спинов электронов проводимости и связанных электронов. Добавление члена ДМ (D_{SD}) к гамильтониану Гейзенберга позволило представить эффективное обменное взаимодействие в тензорной форме

$$\hat{J} = \begin{pmatrix} J & D_{SD3} & -D_{SD2} \\ -D_{SD3} & J & D_{SD1} \\ D_{SD2} & -D_{SD1} & J \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где J — константа обменного взаимодействия Гейзенберга, $D_{SD1}, D_{SD2}, D_{SD3}$ — компоненты вектора Дзялошинского для взаимодействия электронов проводимости и связанных электронов. Однако развитие в [17] представления не дают основания для объяснения порогового характера возбуждения THz излучения. Поэтому воспользуемся более развитой теорией о спининжекционной генерации в магнитных нанопереходах.

Согласно общим представлениям о работе спининжекционных излучателей [7,16], образованных как минимум двумя магнитными нанослоями, имеющих существенно различные магнитные характеристики (например ориентацию намагниченности), ток, пронизывающий переход, спинполяризуется в одном из слоев, называемом инжектором. Спинполяризованный ток, инжектируемый во второй, рабочий, слой, нарушает в нем равновесное спиновое состояние. При этом в рабочем слое спинэнергетические подзоны, уравновешенные до этого по спинам, раздвигаются по энергии с образованием в каждой из подзон квазиуровней Ферми e_{F+} и e_{F-} , разнесенных выше и ниже по энергии относительно равновесного уровня Ферми e_F . В одной из подзон с e_{F+} „минорити“ появляются спиннеуравновешенные, энергетически возбужденные („горячие“) электроны, а во второй подзоне с e_{F-} „мажорити“ появляются вакантные энергетические уровни. Согласно [16] гамильтониан,

описывающий этот процесс имеет вид

$$\hat{H} = \hat{\sigma}_o \cdot \frac{p^2}{2m} - \hat{\sigma} \mathbf{I}(\mathbf{p}) + \hat{\sigma} \cdot \frac{e}{2c} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \mathbf{A} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \right). \quad (3)$$

Здесь $\hat{\sigma}_o$ — единичная матрица размером два на два, $p^2/2m^*$ — кинетическая энергия электрона, p — импульс электрона проводимости, m^* — эффективная масса электрона проводимости, $\hat{\sigma}$ — матрицы Паули, $\mathbf{I} = \mu_B G(\mathbf{p}) \mathbf{M}_2(\mathbf{r})$ — энергия sd -обменного взаимодействия, $G(\mathbf{p})$ — тензор sd -обмена, аналогичный по форме, описываемой формулой (2), μ_B — магнетон Бора, \mathbf{A} — векторный потенциал внешнего электромагнитного поля.

Первые два члена в уравнении (3) описывают возникновение излучения в магнитных переходах на начальном участке с образованием квазиуровней Ферми (см. рис. 3), третий член описывает процесс формирования излучения за счет спин-флип переходов с резким изменением мощности. Третий член не равен нулю только в случае анизотропии среды и описывается матрицей с ненулевыми недиагональными членами

$$\hat{H}_e = - \begin{pmatrix} -J_z & -J_x - iJ_y \\ -J_x + iJ_y & J_z \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Здесь

$$\mathbf{J} = \frac{e}{2c} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \mathbf{A} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{p}} \right)$$

— вектор, проекции которого образуют матрицу (4).

Таким образом, как и в случае с пленкой Mo, в магнитных нанопереходах анизотропия среды создает предпосылки для перехода „горячих“ электронов, находящихся в подзоне „минорити“, в другую энергетическую подзону, „мажорити“, с переворотом спина, совершив излучательный спин-флип переход. Однако, для этого излучательного процесса, согласно [7,8,11], необходимо создать условия инверсной заселенности спиновых подзон, когда концентрация „горячих“ электронов в подзоне „минорити“ превысила бы концентрацию электронов в подзоне „мажорити“, то есть спиновая поляризация приобрела бы отрицательное значение.

Согласно [7,8] инверсная заселенность спиновых подзон определяется плотностью тока, пронизывающего магнитный переход. Это иллюстрируется на рис. 4, взятого из [8]. Как видно из этого рисунка, инверсная заселенность, соответствующая отрицательным значениям спиновой поляризации $P(R)$ инжектированного потока электронов, появляется только при достижении определенных плотностей тока и зависит от отношения поляризации стержня к равновесной поляризации пленки. Следовательно, в этом случае излучательные межзонные спин-флип переходы появляются только при превышении некоторого значения тока, то есть процесс имеет пороговый характер по току.

Определяющая роль анизотропии среды на возникновение резкого изменения мощности в обоих случаях, а также схожий формализм описания процессов

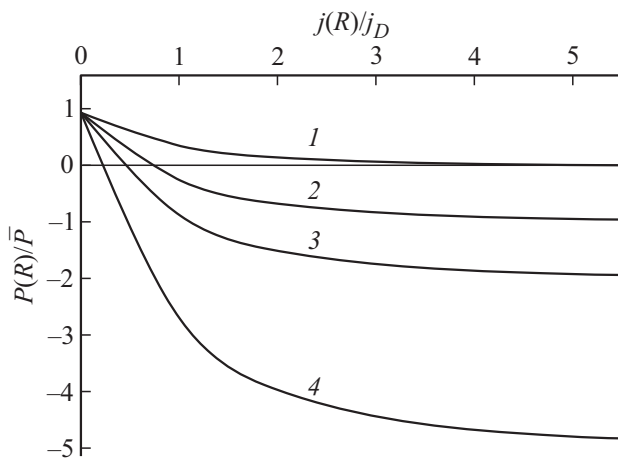


Рис. 4. Спиновая поляризация на границе между стержнем и пленкой (отнесенная к равновесному значению) $P(R)/P$ в зависимости от (безразмерной) плотности тока $j(R)/j_D$ при $R/l = 20$ и различных значениях отношения поляризации стержня к равновесной поляризации пленки: 0 (1), 1 (2), 2 (3), 5 (4). R — радиус стержня, l — длина спиновой релаксации.

излучения матрицами с ненулевыми недиагональными членами позволяет сделать предположение о схожести формирования излучения в магнитных наноструктурах и в гетероструктурах с пленками тяжелого металла.

Дополнительным подтверждением идентичности процессов формирования излучения в этих структурах может служить наблюдаемый в обоих случаях „провал“ мощности перед его резким изменением, что выше объясняется некоторым понижением температуры излучателя, связанным с поглощением фононов при непрямых квантовых переходах.

4. Заключение

В работе экспериментально установлен характер возбуждения THz-излучения с резким изменением мощности как в наногетероструктуре с пленкой тяжелого металла Mo, так и в магнитном переходе при спиновой инжекции током за счет излучательных межзонных спин-флип переходов с изменением ориентации спинов. В обоих случаях спин-флип переходы связаны с анизотропией среды, хотя и имеют различные условия для их осуществления. В случае пленки Mo это сильное спин-орбитальное взаимодействие, порождающее на границе раздела слоев взаимодействие Дзялошинского–Мории, а в случае магнитного перехода — sd -обменное взаимодействие электронов проводимости со связанными электронами решетки. Тем не менее, наличие в обоих случаях возникновения излучения с резким изменением мощности позволяет распространить представления, развитые для спининжекционного THz-излучения об излучательных спин-флип переходах, на процесс формирования THz-излучения в гетероструктурах с пленками тяжелых металлов.

Отметим, что в общем случае формирование THz-излучения при спиновой инжекции током в магнитных наноконтактах имеет более сложный характер, объяснение которого выходит за рамки данной статьи и требует дополнительных исследований.

Благодарности

Авторы благодарят И.Ю. Маликова (ИПТМ РАН, Черноголовка), за любезно предоставленные образцы для проведения экспериментов, а также Л.А. Фомина (ИПТМ РАН, Черноголовка) за участие в обсуждении полученных результатов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН на 2023 г. № 075-01110-23-01.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них отсутствует конфликт интересов.

Список литературы

- [1] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 1, 015005 (2018).
- [2] S.S. Dhillon, M.S. Vitiello, E.H. Linfield, A.G. Davies, M.C. Hoffmann, J. Booske, C. Paoloni, M. Gensch, P. Weightman, G.P. Williams, E. Castro-Camus, D.R.S. Cumming, F. Simoens, I. Escorcia-Carranza, J. Grant, S. Lucyszyn, M. Kuwata-Gonokami, K. Konishi, M. Koch, C.A. Schmuttenmaer, T.L. Cocker, R. Huber, A.G. Markelz, Z.D. Taylor, V.P. Wallace, J.A. Zeitler, J. Sibik, T.M. Korter, B. Ellison, S. Rea, P. Goldsmith, K.B. Cooper, R. Appleby, D. Pardo, P.G. Huggard, V. Krozer, H. Shams, M. Fice, C. Renaud28, A. Seeds, A. Stöhr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J.E. Cunningham, M.B. Johnston. *J. Phys. D* **50**, 4, 043001 (2017).
- [3] F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Dürr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A.V. Kimel, B. Koopmans, I.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink. *Rev. Mod. Phys.* **89**, 2, 025006 (2017).
- [4] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B.A. Ivanov, A. Slavin. *Sci. Rep.* **7**, 43705 (2017).
- [5] O.R. Sulymenko, O.V. Prokopenko, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin, B.A. Ivanov, R.S. Khymyn. *Phys. Rev. Appl.* **8**, 6, 064007 (2017).
- [6] Е.А. Караштин. *Письма в ЖЭТФ* **112**, 2, 121 (2020).
- [7] A.M. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson. *Europhys. Lett.* **67**, 6, 948 (2004).
- [8] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн. *Радиотехника и электроника* **55**, 6, 715 (2010).
- [9] A.M. Kadigrobov, R.I. Shekhter, M. Jonson. *Low Temp. Phys.* **38**, 12, 1133 (2012).

- [10] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт. Радиотехника и электроника **48**, 9, 1030 (2003).
- [11] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. Письма в ЖЭТФ **85**, 3, 192 (2007).
- [12] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн. Радиотехника и электроника **55**, 10, 1211 (2010).
- [13] A.M. Kadigrobov, R.I. Shekhter, S.I. Kulinich, M. Jonson, O.P. Balkashin, V.V. Fisun, Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson, S. Andersson, V. Korenivski. New J. Phys. **13**, 2, 023007 (2011).
- [14] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев. Письма в ЖЭТФ **98**, 11, 837 (2013).
- [15] V. Korenivski, A. Iovan, A. Kadigrobov, R.I. Shekhter. Europhys. Lett. **104**, 27011 (2013).
- [16] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.А. Никитов, А.Р. Сафин, М.В. Логунов, V.N. Korenivskii, С.Г. Чигарев, Л.А. Фомин. ФТТ **61**, 6, 1021 (2019).
- [17] Е.А. Вилков, С.Г. Чигарев, И.В. Маликов, Л.А. Фомин. ФТТ **63**, 9, 1193 (2021).
- [18] I.A. Dzyaloshinsky. J. Phys. Chem. Solids **4**, 241 (1958).
- [19] Т. Мориya. Phys.Rev. **120**, 1, 91 (1960).
- [20] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн, С.Г. Чигарев. Твердотельный источник электромагнитного излучения. Патент РФ № 2464683. Бюл. № 29, 20.10.2012.
- [21] А.И. Панас, С.Г. Чигарев, Е.А. Вилков, О.А. Бышевский-Конопко, Д.Л. Загорский, И.М. Долуденко. Изв. РАН. Сер. физ. **86**, 7, 1013 (2022).
- [22] S.G. Chigarev, L.A. Fomin, D.P. Rai, E.A. Vilkov, O.A. Byshevsky-Konopko, D.L. Zagorsky, I.M. Doludenko, A.I. Panas. SPIN **13**, 1, 2350010 (2023).

Редактор Т.Н. Василевская