

05,01

Частота спин-инжекционного излучения в магнитном переходе с учетом спиновой подвижности электронов

© Е.А. Вилков¹, С.А. Никитов¹, О.А. Бышевский-Конопко¹, А.Р. Сафин², Л.А. Фомин³, С.Г. Чигарев¹

¹ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

³ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

С учетом разности подвижностей электронов с разными проекциями спина рассчитаны частоты спин-инжекционного излучения в магнитном контакте с током, образованном двумя ферромагнетиками. Показано, что при определенной плотности тока, превышающей пороговое значение, эти частоты лежат в терагерцевом диапазоне, причем плотность тока, необходимая для генерации терагерцевого излучения, даже при небольших значениях разности подвижностей может быть на два порядка меньше, чем при одинаковой подвижности. Проанализировано влияние отношения спиновых поляризацій ферромагнетиков, образующих магнитный переход, на частоту излучения.

Ключевые слова: магнитный переход, металлический ферромагнетик, частота терагерцевого излучения, спиновая поляризация.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49778.19H

1. Введение

В настоящее время интересными объектами исследований являются магнитные наноконтакты с протекающим по ним спин-поляризованным током [1–11]. Этот интерес связан с перспективами их многочисленных применений в терагерцевой спинтронике [12], в трехмерных наноманитных устройствах [13], а также в запоминающих устройствах и сенсорах [14]. Известно, что спиновая инжекция током через наноконтакт двух магнетиков может приводить к значительному неравновесному накоплению спина в области непосредственно вблизи контакта [3]. Было также показано, что вследствие инжекции неравновесных по спину горячих электронов в ферромагнетик может возникнуть инверсная заселенность его спиновых подзон [15]. При этом вероятность излучательных спин-флип переходов электронов проводимости может быть значительно увеличена посредством влияния поля электромагнитной волны на константу $s-d$ -обменного взаимодействия (обменно-усиленные переходы) [15,16]. Частота излучения при таких переходах лежит в терагерцевом диапазоне, что представляет интерес с точки зрения создания терагерцевых лазеров. Однако на пути создания лазеров на магнитных наноконтактах стоит множество нерешенных задач, в частности, преодоление высокого порога накачки током. Тем не менее, теоретически предсказанные значения порогового тока на несколько порядков превышают экспериментальные, наблюдаемые при регистра-

ции терагерцевого излучения [17,18]. В недавней нашей работе [19] было получено уравнение для неравновесной спиновой поляризации на границе магнитного контакта с током, образованного двумя ферромагнетиками, и оценена частота излучения для спин-флип переходов между неравновесными квазиуровнями Ферми с учетом непрямых электронных переходов с участием фононов. Однако в ней, как и в других работах [20,21], подвижности электронов с противоположными проекциями спина всегда полагались равными, хотя известно, что в ферромагнетиках они, как правило, отличаются друг от друга [3,4]. Связано это с большой разницей в плотности состояний малоподвижных d -электронов со спинами вверх и вниз. Подвижные s -электроны рассеиваются в d -состояния, и, согласно золотому правилу Ферми, обратное время рассеяния тем больше, чем больше плотность состояний, в которые может рассеяться электрон. Число актов рассеяния с переворотом спина значительно меньше, чем без переворота [3], так что в первом приближении можно считать, что электроны со спином вверх и вниз образуют два отдельных канала проводимости [5], подвижность электронов в которых сильно различается. Возможно, пренебрежение этим различием является одной из причин несоответствия теоретических и экспериментальных значений тока, при которых возможно возникновение терагерцевого излучения.

В настоящей работе получено и численно решено уравнение для неравновесной спиновой поляризации в магнитном переходе с учетом разной подвижности элек-

тронов проводимости. Рассмотрено также влияние отношения спиновых поляризаций ферромагнетиков магнитного перехода на частоту спин-инжекционного перехода с учетом непрямых межподзонных излучательных переходов электронов.

2. Расчет неравновесной спиновой поляризации электронов проводимости с учетом неравенства их подвижностей

Рассмотрим протекание электрического тока через интерфейс между двумя пространственно однородными ферромагнитными слоями с проводящим буферным слоем немагнитного металла или туннельного диэлектрика, устраняющим обменную связь между ними и не влияющим на спиновую поляризацию тока (рис. 1). Пусть векторы намагниченности ферромагнетиков, соответствующие осям квантования в них, образуют некоторый угол рассогласования φ . Равновесную спиновую поляризацию ферромагнетика, из которого инжектируются спин-поляризованные электроны (инжектора) обозначим P_1 , а рабочей области (ферромагнетика, в который инжектируются электроны) — P_2 . Под спиновой поляризацией мы понимаем здесь величину $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$, где n_+ и n_- — число электронов с направлением спина по направлению и против направления намагниченности ферромагнетика. Будем считать, что ток течет вдоль оси x , перпендикулярной плоскости контакта, и его плотность не меняется в пространстве ($j = \text{const}$). При расчете мы предполагаем, что точечный контакт между двумя ферромагнетиками имеет диаметр d . При этом диаметр контакта удовлетворяет неравенству $d > l_0$, где l_0 — длина свободного пробега электрона, которая для металлов составляет несколько нанометров. В этом случае протекание тока в магнитном переходе носит диффузный характер [22].

За начало отсчета по оси x выберем границу рабочей области с буферным слоем. В рабочей области носители тока в разных спиновых подзонах обладают разными

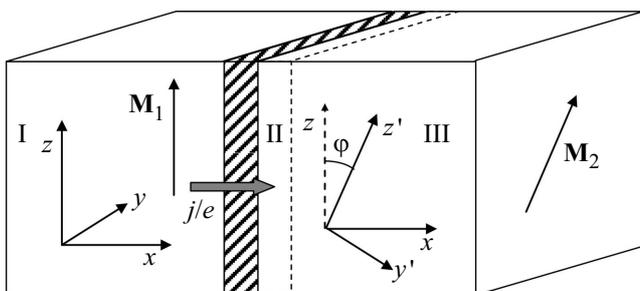


Рис. 1. Схема магнитного спин-инжекционного перехода. I — первый ферромагнетик, играющий роль инжектора; II — инжекционная область второго ферромагнетика; III — часть второго ферромагнетика вне области инжекции.

подвижностями и коэффициентами диффузии:

$$\mu_- \neq \mu_+, \quad D \neq D_+, \quad (1)$$

где знак „+“ („-“) обозначает положительную (отрицательную) проекцию спина электрона проводимости на ось квантования, соответствующую направлению намагниченности рабочей области. Из уравнения движения магнитного момента μ неравновесных электронов [23] в стационарных условиях ($\partial\mu/\partial t = 0$) можно получить следующее уравнение [19]:

$$\nabla J_s(x) = -\mu_B \frac{P(x) - P_2}{\tau}, \quad (2)$$

где τ — время продольной спиновой релаксации, μ_B — магнетон Бора, J_s — плотность спинового потока:

$$J_s(x) = \frac{\mu_B}{en} [j_+(x) - j_-(x)]. \quad (3)$$

Здесь e — заряд электрона, n — концентрация электронов проводимости, j_{\pm} — парциальные плотности тока для электронов со спином вверх и вниз, определяемые, при наличии электрического поля E_x и градиентов парциальных концентраций, соотношением

$$j_{\pm} = e\mu_{\pm}n_{\pm}(x)E(x) - eD_{\pm} \frac{dn_{\pm}}{dx}, \quad (4)$$

где μ_{\pm} и D_{\pm} — парциальные подвижности и коэффициенты диффузии электронов. Полная плотность тока $j = j_+(x) + j_-(x)$, как изначально предполагалось в постановке задачи, не зависит от x . Для плотности спинового потока, выражая $E(x)$ через j с учетом (1) и (2), получим

$$J_s(x) = (\mu_B/en) \{Q(P)j - enD(P)\nabla P\}, \quad (5)$$

где

$$Q(P) = \frac{\mu_+ - \mu_- + (\mu_+ + \mu_-)P}{\mu_+ + \mu_- + (\mu_+ - \mu_-)P},$$

$$D(P) = \frac{\mu_+D_- + \mu_-D_+ + (\mu_+D_- - \mu_-D_+)P}{\mu_+ + \mu_- + (\mu_+ - \mu_-)P}. \quad (6)$$

С учетом условия сохранения электрического заряда $\nabla j = 0$, подставив выражения (5) и (6) в (2), получим уравнение, описывающее неравновесную спиновую поляризацию в магнитном переходе

$$-\frac{d^2P}{dx^2} \{(\mu_+D_- + \mu_-D_+)(\mu_+ + \mu_-) + 2P(\mu_+^2D_- - \mu_+ - \mu_-^2D_+) + (\mu_+ - \mu_-) \times (\mu_+D_- - \mu_-D_+)P^2\} \frac{dP}{dx} \frac{j}{en} 2(\mu_+ + \mu_-) + 2\mu_+\mu_-(D_+ - D_-) \left(\frac{dP}{dx}\right)^2 + (\mu_+ + \mu_-)^2 \frac{(P - P_2)}{\tau} + 2(\mu_+^2 - \mu_-^2) \frac{(P^2 - P_2P)}{\tau} + (\mu_+ - \mu_-)^2 \frac{(P^3 - P_2P^2)}{\tau} = 0, \quad (7)$$

где τ — усредненное по всем спином время спиновой релаксации.

Проводимость и коэффициент диффузии свободных электронов в металле связаны соотношением: $\sigma_{\pm} = e^2 E_{\pm} g_{\pm}$ [24]. Согласно этому выражению коэффициент диффузии запишем в виде

$$D_{\pm} = \sigma_{\pm} / e^2 g_{\pm}, \quad (8)$$

где параметры g_{\pm} обозначают плотности состояний на уровнях Ферми. Учитывая, что $\sigma_{\pm} = en_{\pm}\mu_{\pm}$ получим из уравнения (8):

$$D_{\pm} = n_{\pm}\mu_{\pm} / eg_{\pm}. \quad (9)$$

В дальнейших преобразованиях примем, что разница в коэффициентах диффузии для электронов с разным направлением спинов определяется только разностью подвижностей. Предположим, что $\mu_{-} = b\mu_{+}$, где константу b можно задать (например, $b = 0.8$). Исходное уравнение (7) переписывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P}{dx^2} \{ b(1+b) + (-b+1)P \} - \frac{dP}{dx} \frac{j}{j_D l} b \\ - \left(\frac{dP}{dx} \right)^2 b(1-b^2) - \frac{(P-P_2)}{2l^2} (1+b)^2 \\ - (1-b^2) \frac{(P^2-P_2P)}{l^2} - (1-b)^2 \frac{(P^2-P_2P^2)}{l^2} = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где введены обозначения: $l = \sqrt{D_+ \tau}$ — длина спиновой релаксации, а $j_D = enD_+ / l$ — плотность диффузионного тока для электронов со спином вверх (по направлению намагниченности). В пределе одинаковых подвижностей и коэффициентов диффузии, $\mu_{-} = \mu_{+} = \mu$, $D_{-} = D_{+} = D$, т.е. $b = 1$ уравнение (10), принимает такой же вид, как и в работе [15]:

$$\frac{d^2 P}{dx^2} - \frac{j}{j_D^* l} \frac{dP}{dx} - \frac{P-P_2}{l^2} = 0. \quad (11)$$

Предположим, что спиновая поляризация инжектора остается неизменной во времени величиной или возмущается крайне слабо, что может быть достигнуто подбором соответствующих материалов [18]. Как показано в работе [18], если спиновая поляризация много больше, чем спиновая поляризация рабочей области, то это условие хорошо выполняется. Поэтому при $P_1/P_2 = 5$ и даже при $P_1/P_2 = 2$ расчеты выполнены с достаточной степенью точности. Тогда из условия непрерывности спинового потока (5) на границе между двумя ферромагнетиками [18] можно записать граничное условие для уравнения (10):

$$\begin{aligned} J_s(0) &= \frac{\mu_B}{en} \left\{ jQ(P) \Big|_{x=0} - enD(P) \nabla P \Big|_{x=0} \right\} \\ &= \frac{\mu_B}{en} P_1 j \cos \varphi. \end{aligned} \quad (12)$$

Влиянием отраженного обратно в инжектор от границы потока электронов на спиновую поляризацию прошедших в рабочую область электронов можно пренебречь.

Из уравнения (10) с учетом формул (8) и (10) для поляризации на границе рабочей области получается выражение

$$P(0) = \frac{(b-1) + P_1(1+b) \cos \varphi + 2bl(j_D/j)(\partial P/\partial x) \Big|_{x=0}}{(1+b) + (b-1)P_1 \cos \varphi}. \quad (13)$$

Для получения в явном виде выражения для примем следующее приближение:

$$(\partial P/\partial x) \Big|_{x=0, b \neq 1} \approx (\partial P/\partial x) \Big|_{x=0, b=1}. \quad (14)$$

Такое допущение в первом приближении позволяет оценить граничные значения спиновой поляризации в зависимости от соотношения подвижностей. Таким образом, учитывая, что при $b = 1$ [15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=0} &= \lambda_1 \frac{j}{j_D} \frac{P_1 \cos \varphi - P_2}{(j/j_D) - \lambda_1 l}, \\ \lambda_1 &= \frac{j}{2j_D l} - \sqrt{\left(\frac{j}{2j_D l} \right)^2 + \frac{1}{l^2}}, \end{aligned}$$

получим первое граничное условие в виде

$$\begin{aligned} P(0) &= \frac{(b-1) + P_1(1+b) \cos \varphi + 2bld}{(1+b) + (b-1)P_1 \cos \varphi}, \\ d &= \frac{P_1 \cos \varphi - P_2}{(j/j_D) - \lambda_1 l} \lambda_1. \end{aligned} \quad (15)$$

Второе граничное условие очевидно

$$P(\infty) = P_2. \quad (16)$$

При расчете предполагалось, что в области вблизи контакта, размеры которой не превосходят длину спиновой релаксации, подвижность электронов с проекцией спина вверх (по намагниченности) выше, чем у электронов с противоположным спином. Следовательно, число неравновесных электронов со спином вниз в рабочей области около контакта должно расти за счет неравенства подвижностей. Это подтверждается результатами численного расчета в соответствии с уравнением (12), показанными на рис. 2, 3. Из этих рисунков видно, что при различных углах φ между намагниченностями слоев и отношениях спиновой поляризации инжектора и рабочей области P_1/P_2 неравновесное значение спиновой поляризации P вблизи границы $x = 0$ тем больше, чем больше отношение подвижностей B . Кроме того расчет показал, что при малых значениях плотностей токов по сравнению с током диффузии ($j/j_D = 0.1$, см. рис. 2) спиновая поляризация рабочей области становится сравнимой с равновесной ($P/P_2 \approx 1$) на расстояниях от границы контакта приблизительно в пять раз меньших, по сравнению с теми, на которых достигается условие $P/P_2 \approx 1$ при больших плотностях тока ($j/j_D = 5$, см. рис. 3). Это легко можно объяснить тем, что при диффузионном характере протекания

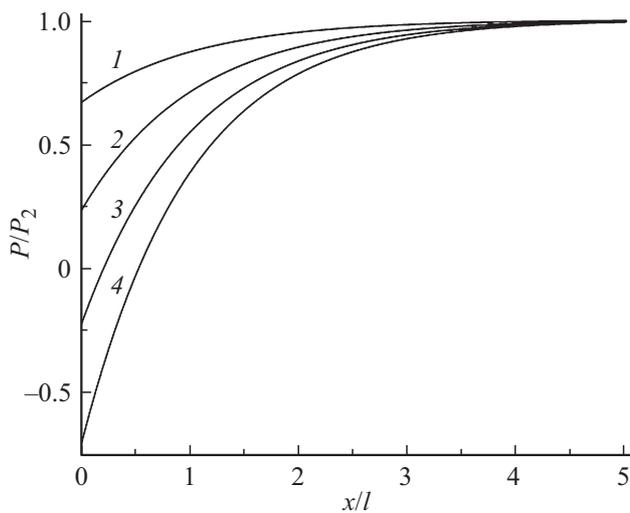


Рис. 2. Пространственное распределение спиновой поляризации (отнесенной к равновесному значению) вблизи границы двух ферромагнетиков при различных отношениях подвижностей: $b = 1$ (1), 0.9 (2), (0.8) (3), 0.7 (4); угол между направлениями намагниченностей 120° , $P_1/P_2 = 5$, $j/j_D = 0.1$.

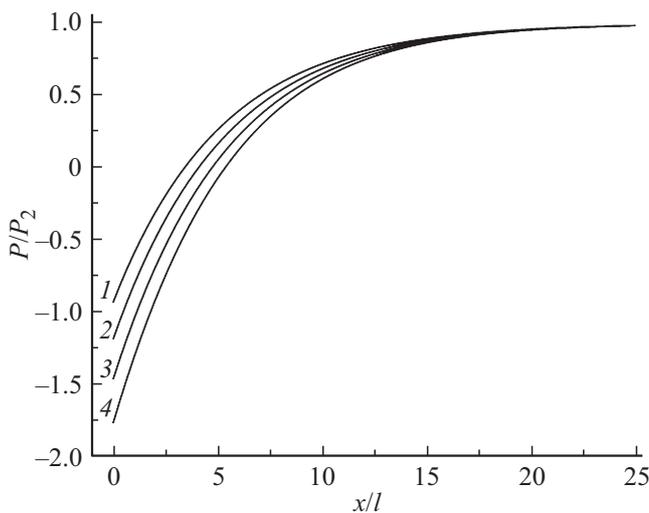


Рис. 3. Пространственное распределение спиновой поляризации (отнесенной к равновесному значению) вблизи границы двух ферромагнетиков при различных отношениях подвижностей: $b = 1$ (1a), 0.9 (2), (0.8) (3), 0.7 (4); угол между направлениями намагниченностей 120° , $P_1/P_2 = 2$ и $j/j_D = 5$.

тока большая плотность тока в магнитном переходе способна компенсировать диффузионный ток, который способствует утечке неравновесных электронов из рабочей области, а значит, нарушению условия существования терагерцевого излучения вследствие излучательных энергетических переходов электронов с переворотом спина. Вследствие этого и расстояние, на котором спиновая поляризация рабочей области становится сравнимой с равновесной, увеличивается пропорционально плотности тока [15].

Также, согласно рис. 2,3, для того чтобы возникла инверсная заселенность спиновых подзон, то есть, неравновесная спиновая поляризация была отрицательной $\Delta P = P - P_2 < 0$, необходимо, согласно формуле (15), наличие неравенства $P_1 \cos \varphi < P_2$, что выполняется всегда при $\varphi > \pi/2$. Однако, для $\varphi < \pi/2$ инверсия также возможна при определенном соотношении P_1 и P_2 . Более подробный анализ влияния угла φ на спиновую инжекцию проведен в работе [15]. В этой работе все расчеты сделаны для угла $\varphi > 120^\circ$, поскольку при $\varphi > 120^\circ$ достигаются максимальные значения неравновесной спиновой поляризации, что позволяет лучшим образом провести анализ влияния зависимости спиновой подвижности на спиновую инжекцию. Более того, при достаточно больших значениях b и углах $\varphi > \pi/2$ (см. рис. 2) можно добиться инверсной заселенности спиновых подзон с абсолютным значением спиновой поляризации даже больше, чем равновесная спиновая поляризация рабочей области (область значений x/l от нуля приблизительно до 2 на рис. 3).

3. Зависимость частоты спин-инжекционного излучения от спиновой поляризации

Время спиновой релаксации, в уравнении [2] связано со всеми процессами, которые приводят к перевороту спина. Мы предполагаем, что часть этих энергетических переходов между спиновыми подзонами сопровождается терагерцевым излучением, что подтверждают и результаты экспериментальных исследований [17,25]. Вклад излучательных переходов в общее число переходов предполагается определить в дальнейшем. При этом излучательные (прямые и не прямые) переходы происходят между спиновыми подзонами (с переворотом спина) из занятых состояний в свободные, которые определяются неравновесными квазиуровнями Ферми. В терагерцевом диапазоне частот можно приближенно считать, что колебания намагниченности магнитной решетки ферромагнетиков слабо выражены, поскольку типичные собственные частоты таких колебаний лежат в пределах $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Поэтому в первом приближении допустимо считать магнитную решетку неподвижной. Кроме того, колебания и перемагничивание решетки наблюдаются в слоях магнетиков порядка нескольких нанометров. В рассматриваемой работе мы предполагаем, что слои рабочей области много больше этого размера, поэтому энергетически выгодными становятся состояния со стационарным направлением намагниченности ферромагнетика. Таким образом, считается, что процессы передачи крутильного момента от электронов проводимости магнитной решетке и влияние встроенных полей из-за неравновесной аккумуляции спинов либо пренебрежимо малы из-за малой плотности тока инжекции и неравновесной аккумуляции спинов,

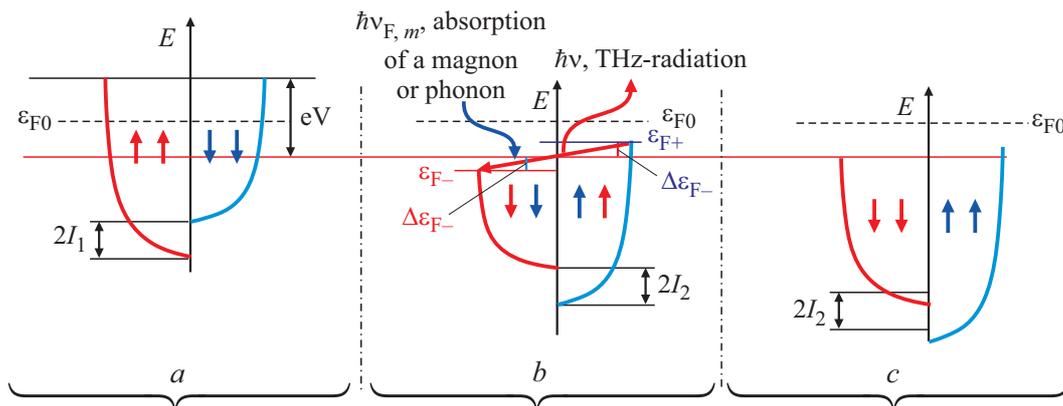


Рис. 4. Схема энергетических электронных зон и квазиуровней Ферми: *a* — в первом ферромагнетике, *b* — для неравновесных электронов во втором ферромагнетике, *c* — для равновесных электронов во втором ферромагнетике вне области инжекции; V — разность потенциалов между стержнем и пленкой; $I_{1,2}$ — обменная энергия в стержне и пленке; наклонная стрелка — не прямой межзонный переход электрона с переворотом спина между двумя неравновесными квазиуровнями Ферми $\varepsilon_{F\pm}$ с поглощением третьей частицы; ε_{F_0} — равновесное значение уровня Ферми в отсутствие прикладываемого напряжения.

либо такие процессы (например, перемагничивание магнитной решетки) уже произошли. В этом случае магнитная решетка характеризуется стационарной намагниченностью, при этом частоты спиновой подсистемы электронов проводимости много больше, чем частоты для $3d$ -электронов, что позволяет пренебречь динамикой магнитной решетки на таких частотах. Таким образом, будем предполагать, что в результате инжекции спинов в рабочую область ее перемагничивание не происходит и основным процессом спиновой релаксации являются излучательные электронные переходы.

Схема энергетических уровней электронов проводимости для магнитного контакта (рис. 1) показана на рис. 4. Слева ферромагнетик с намагниченностью M_1 является инжектором. В нем спин-поляризованные электроны находятся в состоянии равновесия и расположены ниже уровня Ферми (ε_{F_0}), который поднят по энергетической шкале относительно его исходного значения из-за прикладываемой разности потенциалов между ферромагнетиками. Спиновые подзоны в ферромагнетиках расщеплены на удвоенную обменную энергию $I_{1,2} = \mu_B \alpha_{sd1,2} M_{1,2}$, где $\alpha_{sd1,2}$ — безразмерная константа обменного взаимодействия [8]. Штрихпунктирной вертикальной линией изображена граница между двумя контактирующими ферромагнитными слоями. При пропускании тока через магнитный контакт и прохождении спин-поляризованных электронов из инжектора в рабочую область (ферромагнетика с намагниченностью M_1 и M_2 соответственно) в ней формируется вблизи границы неравновесное спиновое состояние электронов (см. рис. 4, *b*). Оно релаксирует к равновесному для рабочего тела состоянию по мере удаления от границы ферромагнетиков на расстояниях порядка длины спиновой диффузии при малых токах (см. рис. 4, *c* — энергетические спиновые подзоны). Масштаб неравновесной области в этом случае рабочего тела харак-

теризуется длиной спиновой диффузии l , которая для ферромагнитных металлов при комнатных температурах составляет 5–60 нм [26,27]. Например, у кобальта при комнатной температуре длина спиновой релаксации равна приблизительно 40–60 нм [26].

В неравновесных условиях возможны электронные переходы из занятых состояний, расположенных ниже квазиуровня Ферми ε_{F+} для минорной спиновой подзоны, в свободные электронные состояния, расположенные выше квазиуровня Ферми ε_{F-} для мажорной спиновой подзоны (см. рис. 4). Если квазиуровень Ферми ε_{F+} смещен выше относительно равновесного значения уровня Ферми рабочей области на величину $\Delta\varepsilon_{F+} = \varepsilon_{F+} - (\varepsilon_{F_0+} - eV/2)$, а квазиуровень Ферми ε_{F-} ниже на величину $\Delta\varepsilon_{F-} = (\varepsilon_{F_0-} - eV/2) - \varepsilon_{F-}$, то максимальную частоту излучения можно также представить в виде суммы величин $\Delta\varepsilon_{F+}$ и $\Delta\varepsilon_{F-}$, деленной на постоянную Планка \hbar [15]:

$$\nu \equiv \frac{\Delta\varepsilon_{F+} + \Delta\varepsilon_{F-}}{2\pi\hbar} = \frac{|\varepsilon_{F+} - \varepsilon_{F_0+}| + |\varepsilon_{F-} - \varepsilon_{F_0-}|}{2\pi\hbar}. \quad (17)$$

Мы ввели здесь знаки модуля, чтобы эта формула соответствовала любому знаку $\Delta P = P - P_2$.

Максимальная частота (17) в общем случае может соответствовать и непрямоу излучательному переходу (с участием третьей частицы, например, фонона, магнона и т.д.; частота третьей частицы на рис. 4 обозначена как $\nu_{F,m}$). В работе [22] показано, что процесс релаксации электронов в металлах, связанный с переворотом спина, в значительной степени может протекать с участием фононов. Формула (17) записана при условии, что частота третьей частицы пренебрежимо мала. В общем случае в выражении (17) из ν необходимо вычесть $\nu_{F,m}$, поскольку часть энергии расходуется на рождение третьей частицы. Отметим также, что если $\Delta\varepsilon_{F+} + \Delta\varepsilon_{F-} \geq 2I_2$, то возможны и прямые

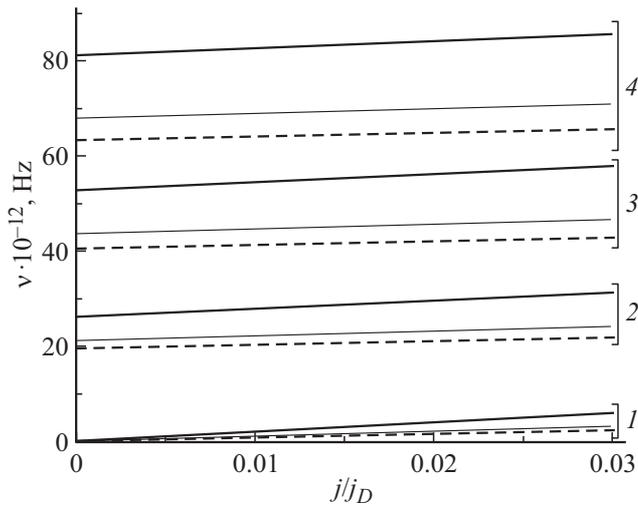


Рис. 5. Зависимость частоты спин-инжекционного излучения от безразмерной плотности тока j/j_D при угле $\varphi = 120^\circ$ и различных отношениях подвижностей $b = 1$ (прямые 1), 0.9 (прямые 2), (0.8) (прямые 3), 0.7 (прямые 4). Утолщенные прямые — $P_1/P_2 = 5$, тонкие прямые — $P_1/P_2 = 2$, штрих-пунктирные прямые $P_1/P_2 = 1$.

излучательные переходы, однако в этом случае, значения частот выходят из диапазона терагерцевого излучения и значительно превышают частоты, полученные в эксперименте [17,18].

Значения квазиуровней подзон зависят от неравновесной спиновой поляризации ΔP и энергетического обменного расщепления (I_2):

$$\varepsilon_{F+} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left[\left(\frac{1 - P_2 + |\Delta P|}{2} \right)^{2/\beta} \right] + 2I_2,$$

$$\varepsilon_{F-} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left[\left(\frac{1 + P_2 - |\Delta P|}{2} \right)^{2/\beta} \right],$$

где было использовано предположение, что на один электрон приходится фазовый объем $(2\pi\hbar)^3$ и количество электронов с одним направлением спина $n_{\mp} = n(1 \pm P)/2$ равно объему сферы с радиусом, равным импульсу Ферми деленному на $(2\pi\hbar)^3$. Далее удобнее выразить изменение квазиуровней через равновесное значение (P_2) и неравновесную добавку (ΔP) следующим образом:

$$\Delta\varepsilon_{F+} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left| \left(\frac{1 - P_2 - \Delta P}{2} \right)^{2/\beta} - \left(\frac{1 - P_2}{2} \right)^{2/\beta} \right|, \quad (18)$$

$$\Delta\varepsilon_{F-} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3} \left| \left(\frac{1 + P_2}{2} \right)^{2/\beta} - \left(\frac{1 + P_2 + \Delta P}{2} \right)^{2/\beta} \right|, \quad (19)$$

Здесь масса электрона, — концентрация электронов проводимости в металле. В формулах (18) и (19) знак

изменений квазиуровней зависит от знака неравновесной спиновой добавки и может быть, как положительным, так и отрицательным.

На рис. 5 представлены зависимости частоты излучения от тока, рассчитанные по формулам (17)–(19) для нескольких значений b при различных отношениях P_1/P_2 . Видно, что чем больше отношение P_1/P_2 , тем круче наклон прямых зависимостей $\nu(j)$ и тем больше значение частоты для заданных значений плотности тока. Кроме того, из рис. 5 видно, что даже при равенстве спиновых поляризации ($P_1/P_2 = 1$), но при разных углах между направлениями намагниченностей слоев магнитного перехода возможно возникновение неравновесной заселенности спиновых подзон, а значит релаксационных излучательных переходов с частотой в терагерцевом диапазоне (5–40 THz). Из рисунка также следует, что учет разностей проводимости и коэффициентов диффузии электронов в разных спиновых подзонах понижает теоретическое значение плотности тока для нижней (5 THz) и верхней (40 THz) границ спин-инжекционного излучения на порядок при $b \approx 0.9$ и на два порядка при $b = 0.7$. Это позволяет объяснить существенное (примерно на два порядка) различие между теоретической оценкой [15], основанной на равенстве спиновых подвижностей, и измерениями пусковых плотностей тока, соответствующих терагерцевому диапазону излучения, в эксперименте [17,18]. Согласно рис. 5, диапазону частот спин-инжекционного излучения 5–40 THz соответствуют плотности тока примерно на три-четыре порядка меньше (при $b = 0.85–0.95$), чем плотность тока диффузии. Исходя из оценки тока диффузии $j_D \sim 10^{10}–10^{11}$ A/cm², получаем плотности тока в магнитном переходе $j \sim 10^6–10^7$ A/cm², что вполне достижимо экспериментально без теплового пробоя магнитного контакта. Более низкие частоты соответствуют меньшим плотностям тока. Однако при этом необходимо учитывать затухание электромагнитных волн, возникающее, главным образом, благодаря поглощению этих волн в слоях магнитного контакта. Как показано в работе [16], для того чтобы превысить уровень мощности, соответствующий потерям в слоях магнитного контакта и уровню тепловых шумов, необходимо превысить некоторое пусковое значение плотности тока, обеспечивающее соответствующий уровень мощности излучения. Это может служить объяснением того, почему в эксперименте [17,18] спин-инжекционное излучение появляется, лишь начиная с некоторого порогового значения плотности тока.

4. Заключение

С учетом разности подвижностей электронов с противоположным спином выведено и численно решено уравнение для неравновесной спиновой поляризации на границе магнитного контакта с током, образованного

двумя ферромагнетиками. Показано, что при различных отношениях спиновой поляризации инжектора и рабочей области неравновесное значение спиновой поляризации вблизи границы $x = 0$ тем больше, чем больше разность подвижностей электронов с противоположным спином. Расчет частот спин-инжекционного излучения показал, что при определенной плотности тока, превышающей пороговое значение, эта частота лежит в терагерцевом диапазоне. Установленный факт, что в одинаковом диапазоне частот плотность тока даже при небольшой разнице в подвижностях электронов со спином вверх и вниз может быть на два порядка меньше, при одинаковой подвижности, позволяет объяснить расхождение теоретических оценок и результатов эксперимента для пороговой плотности тока генерации THz излучения. Установлено, что чем больше отношение P_1/P_2 , тем круче наклон прямых зависимостей $\nu(j)$ и тем больше значение частоты одного и тоже значения плотности.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантом РФФИ 19-19-00607.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Fert, J.-M. George, H. Jaffrés, R. Mattana, P. Seneor. *Europhys. News.* **34**, 227 (2003).
- [2] J.F. Gregg, I. Petej, E. Jouguelet, C. Dennis. *J. Phys. D* **35**, R121 (2002).
- [3] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [4] *Concepts in Spin Electronics* / Ed. S. Maekawa. Oxford University Press, N.Y. (2006).
- [5] A. Fert. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1517 (2008).
- [7] P.A. Grunberg. *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1531 (2008).
- [8] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. *УФН* **179**, 359 (2009).
- [9] А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский. *УФН* **178**, 436 (2008).
- [10] G. Yu, P. Upadhyaya, Y. Fan, J.G. Alzate, W. Jiang, K.L. Wong, S. Takei, S.A. Bender, L.-T. Chang, Y. Jiang, M. Lang, J. Tang, Y. Wang, Y. Tserkovnyak, P.-K. Amiri, K.L. Wang. *Nature Nanotechnol.* **9**, 548 (2014).
- [11] Y.-C. Lau, D. Betto, K. Rode, J.M.D. Coey, P. Stamenov. *Nature Nanotechnol.* **11**, 758 (2016).
- [12] J. Walowski, M. Munzenberg. *J. Appl. Phys.* **120**, 140901 (2016).
- [13] A. Fernandez-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fisher, R.P. Cowburn. *Nature Commun.* **8**, 15756 (2017).
- [14] 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. Renaud, A. Seeds, A. Stöhr, M. Naftaly, N. Ridler, R. Clarke, J.E. Cunningham, M.B. Johnston. *J. Phys. D* **50**, 043001 (2017).
- [15] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.Г. Чигарев, Ю.В. Гуляев, В.Н. Коренинский, С.А. Никитов, А.Н. Славин. *Радиотехника и электроника* **61**, 9, 844 (2016).
- [16] A. Kadigrobov, Z. Ivanov, T. Claeson, R.I. Shekhter, M. Jonson. *Europhys. Lett.* **67**, 948 (2004).
- [17] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, И.В. Маликов, Г.М. Михайлов, А.И. Панас, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн. *Письма в ЖЭТФ* **93**, 289 (2011).
- [18] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев. *Радиотехника и электроника* **60**, 441 (2015).
- [19] Е.А. Вилков, С.А. Никитов, М.В. Логунов, С.Г. Чигарев. *Радиотехника и электроника* **64**, 12, 1228 (2019).
- [20] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Р.Дж. Эллингтон. *Радиотехника и электроника* **48**, 1030 (2003).
- [21] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. *Письма в ЖЭТФ* **85**, 192 (2007).
- [22] Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson. *Point-Contact Spectroscopy*. Springer, N.Y. (2005). 297 p.
- [23] Е.А. Вилков, Г.М. Михайлов, С.А. Никитов, А.Р. Сафин, М.В. Логунов, V.N. Korenivskii, С.Г. Чигарев, Л.А. Фомин. *ЖЭТФ* **154**, 6, 1108 (2018).
- [24] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М. (1988).
- [25] V. Korenivskii, A. Iovan, A. Kadigrobov, R.I. Shekhter. *Europhys. Lett.* **104**, 27011 (2013).
- [26] L. Piraux, S. Dubois, A. Fert, L. Belliard. *Eur. Phys. J. B* **4**, 413 (1998).
- [27] J. Bass, W.P. Pratt Jr. *J. Phys. Condens. Matter.* **19**, 183201 (2007).

Редактор Е.Ю. Флегонтова