

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 35-14537.67

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
ПРИ СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ ТОКОМ В ТУНЕЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПЕРЕХОДЕ СО СПЕЙСЕРОМ ИЗ NiO

© 2021 г. Е. А. Вилков^а, С. Г. Чигарев^{а,*}, И. В. Маликов^б, А. В. Черных^б, С. Н. Марышев^с

^аФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

^бИнститут проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
ул. Академика Осипьяна, 6, Черноголовка Московской обл., 142432 Российская Федерация

^сНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Российская Федерация

*E-mail: chig50@mail.ru

Поступила в редакцию 27.06.2019 г.

После доработки 15.10.2020 г.

Принята к публикации 22.10.2020 г.

Впервые рассмотрена работа спин-инжекционного излучателя электромагнитных колебаний с туннельным магнитным переходом Ni/NiO/Fe. С использованием NiO в качестве непроводящего спейсера в магнитном переходе определено влияние интерфейсной разности потенциалов на границе раздела магнитных слоев на эффективность работы спин-инжекционных излучателей. Приведено теоретическое описание модели исследуемого излучателя и результаты экспериментального сравнения эффективности работы излучателя с туннельным магнитным переходом и магнитным переходом без спейсера Ni/Fe. Показана возможность увеличения эффективности работы спин-инжекционного излучателя при использовании туннельного магнитного перехода.

DOI: 10.31857/S003384942104015X

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время спинтроника и магноника являются одними из наиболее интенсивно развивающихся направлений электроники [1–3]. При этом магнитные гетероструктуры, пронизываемые током, являются основными объектами исследования. Это связано с перспективами их использования в трехмерных наноманитных устройствах [4], в запоминающих устройствах и сенсорах [5]. На их основе возможно создание компактных твердотельных генераторов и приемников электромагнитных колебаний, в том числе в терагерцовом диапазоне частот [6, 7]. Примером могут служить спин-инжекционные источники электромагнитного колебания, которые относятся к квантовым генераторам с токовой накачкой. Их диапазон частот включает наименее освоенный в настоящее время дальний инфракрасный диапазон, в том числе и терагерцовый. Это делает актуальным работы по оптимизации механизмов работы таких источников. В предлагаемой статье рассматривается вопрос оптимизации гетероструктур этих источников.

Магнитные гетероструктуры, или магнитные переходы, как правило, состоят из магнитных слоев, либо контактирующих непосредственно,

либо разделенных немагнитными спейсерами (немагнитный металл или тонкий слой диэлектрика, либо полупроводника) [8–10]. Использование спейсеров устраняет обменную связь между намагниченностями соседних магнитных слоев [2], обеспечивая тем самым резкий магнитный переход между магнитными слоями, что способствует более эффективному взаимодействию электронов с многослойной магнитной средой. В случае диэлектрического спейсера за счет туннелирования возникает еще и резкое падение напряжения на непроводящем спейсере [8–10].

Исходя из сказанного выше для генераторов электромагнитных сигналов, можно предположить, что наличие непроводящего спейсера должно влиять на эффективность спин-инжекционного излучателя не только за счет резкого изменения намагниченностей на границе раздела магнитных слоев, но и за счет появления разности потенциалов на непроводящем спейсере. Представляет интерес отдельно исследовать влияние каждого из этих факторов. До последнего времени влияние спейсера на эффективность работы спин-инжекционных генераторов практически не рассматривалось. В экспериментальных, да и в теоретических работах, как правило, пред-

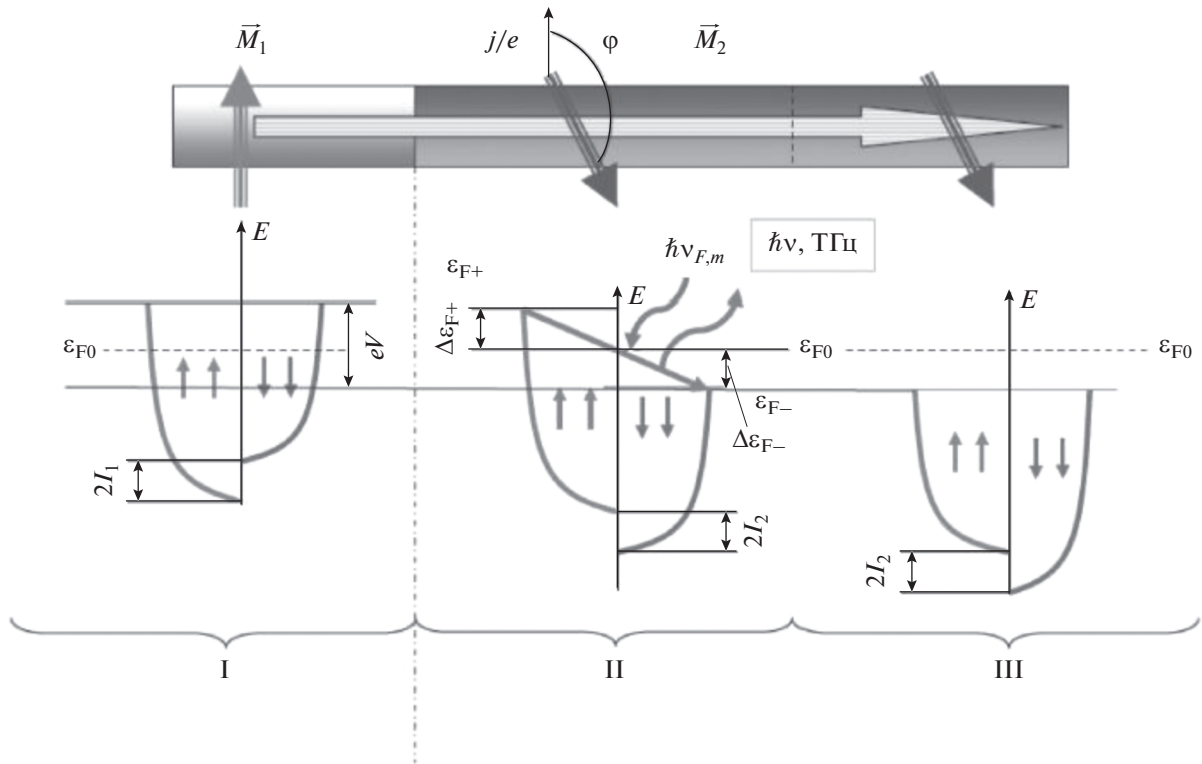


Рис. 1. Схема магнитного перехода при спиновой инжекции током с указанием энергетических подзон в каждом слое: I – область ферромагнетика, играющего роль инжектора; II – рабочая область второго ферромагнетика; III – часть второго ферромагнетика вне области инжекции; $\nu_{F,m}$ – частота внешнего фотона (F) или магнона (m); $\varphi = \theta$ – угол между векторами \vec{M}_1 и \vec{M}_2 .

полагается присутствие некоего спейсера, разделяющего ферромагнитные слои и обеспечивающего эффективную работу излучателя [11, 12].

Цель данной работы – исследовать спин-инжекционный излучатель с трехслойным магнитным переходом, спейсер которого не устраняет обменное взаимодействие между магнитными слоями [16], а на эффективность работы излучателя влияет главным образом разность потенциалов на непроводящем спейсере.

Приведены первые результаты такого исследования в сравнении с работой спин-инжекционного излучателя, использующего магнитный переход с непосредственно контактирующими магнитными слоями.

1. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПЕРЕХОДА ПРИ СПИНОВОЙ ИНЖЕКЦИИ ТОКОМ

Схема типичного магнитного перехода, используемого в спин-инжекционных терагерцовых излучателях, представлена на рис. 1 [13] (верхняя часть рисунка). В нижней части рисунка представлена схема изменения спинового состояния электронов проводимости при инжекции спинов током. Здесь в слоях однородных ферромагнетиков I и II векторы намагниченности \vec{M}_1 и \vec{M}_2 па-

раллельны их осям квантования. При прохождении тока из инжектора (область I) в рабочий слой (область II) происходит инжекция не скомпенсированных спинов в области II, затем после их релаксации электроны стекают через область III, выполняющую роль коллектора.

При инжекции нескомпенсированных спинов током мы пренебрегаем зависимостью неравновесной спиновой поляризации от координат x , y , z [13] и рассматриваем только изменение во времени начального состояния спиновой поляризации рабочего слоя под действием кратковременного импульса тока. При этом делаем следующие допущения.

В терагерцовом (ТГц) диапазоне частот $\sim 10^{12} \dots 10^{13}$ Гц в первом приближении можно считать магнитную решетку неподвижной, при этом частоты спиновой подсистемы электронов проводимости много больше, чем частоты для $3d$ -электронов решетки, что позволяет пренебречь динамикой магнитной решетки на ТГц-частотах.

В используемой нами модели принимаем, что электроны проводимости имеют изотропный параболический спектр энергий с некоторой эффективной массой. При токовой инжекции спин-поляризованных электронов изменение их импульса можно считать быстрым по сравнению со спиновой

релаксацией. Преобразование энергии при сохранении спинового состояния для средних заселенностей спиновых подзон в областях I, II показано на рис. 1. На рисунке также обозначены энергетические релаксационные переходы нескомпенсированных электронов с переворотом спина в области II. Взаимодействие s - и d -электронов, “локализованных” на атомах кристаллической решетки, зависит от их спинового состояния и описывается по механизму sd -обмена [2]. Следовательно, обменная энергия s -электронов зависит от направления их спинов относительно намагниченности кристаллической решетки рабочей области. Из-за этого в области II инжектированные электроны с противоположными спинами образуют две квазиравновесные группы, расселенные по спиновым подзонам. Рассматривая их средние заселенности, можно ввести в каждой из подзон квазистационарные уровни Ферми как добавку к равновесному значению ферми-уровня. Для электронов с параллельными относительно намагниченности рабочего слоя спинами (мажорные электроны) квазиуровень ниже равновесного уровня Ферми, для электронов с антипараллельным направлением спинов (минорные электроны) квазиуровень выше. С учетом электронейтральности в рабочей области возникает разница энергий квазиуровней спиновых подзон, что приводит к возможности возникновения отрицательной спиновой температуры, предсказанной в [3].

При расчетах все это учитывается введением спиновой переменной в гамильтониан взаимодействия. Кроме обменного взаимодействия с d -электронами (sd -обмен) учитывается также действие внешнего электромагнитного поля и внешней равновесной системы “термостата”. С учетом сказанного, согласно нашей работе [14], уравнение движения магнитного момента с компонентами (μ_x, μ_y, μ_z) , усредненного по ансамблю неравновесных электронов в ферромагнитном переходе имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\mu_x}{dt} + \frac{\mu_x}{\tau_{\perp}} &= -\gamma\mu_z H_{sd}^{(y)} + (\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)})\mu_y; \\ \frac{d\mu_y}{dt} + \frac{\mu_y}{\tau_{\perp}} &= \gamma H_{sd}^{(x)}\mu_z - (\omega_{12} - \gamma H_A^{(z)})\mu_x; \\ \frac{d\mu_z}{dt} + \frac{\mu_z - \mu_z^{(e)}}{\tau_{\parallel}} &= \gamma[-H_{sd}^{(x)}\mu_y + H_{sd}^{(y)}\mu_x], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mu_z^{(e)}$ — продольный магнитный момент электрона в состоянии равновесия, \vec{H}_{sd} — обменное поле, $H_A^{(z)}$ — внешнее поле, ω_{12} — частота излучения, τ_{\parallel} — время продольной (спиновой) релаксации инжектированных электронов, τ_{\perp} — время релаксации поперечной составляющей спина,

которую мы приписываем действию механизма Слончевского–Берже [9, 10].

При достаточном отклонении от равновесного состояния электронной спиновой поляризации возникает прецессия спинов электронов проводимости в обменном поле, описываемая уравнениями (1).

Численное решение уравнений (1) представлено на рис. 2а, 2б, описывающих процессы релаксации соответственно поперечной и продольной спиновой компоненты, имеющих существенно различные масштабы по времени и амплитуде.

В процессе релаксации поперечной спиновой компоненты по шкале времени τ_{\perp} время определяется тем, как быстро нарушается синхронность прецессии магнитных диполей. На рис. 2а хорошо видна прецессия намагниченности при изменении ориентации спина. Поперечные составляющие намагниченности $\langle\mu_x\rangle$, $\langle\mu_y\rangle$ под действием спин-спиновой релаксации [2] экспоненциально затухают до нуля, совершая колебания с частотой

$$\omega_{12} \approx (2I_z)/\hbar = (2\alpha\mu_B M_z)/\hbar.$$

Степень модуляции задаем в следующем виде:

$$\beta = H_{sd}^{(\perp)} / H_{sd}^{(z)},$$

где $H_{sd}^{(\perp)} = (H_{sd}^{2(x)} + H_{sd}^{2(y)})^{1/2}$ — элементы тензора sd -обмена, $\alpha = 2 \times 10^4$ [15].

В процессе релаксации продольной спиновой компоненты не скомпенсированных спинов время определяется интенсивностью обмена энергии между инжектированными электронами и решеткой. Здесь прецессия не видна, так как ее амплитуда пренебрежимо мала относительно амплитуды sd -обмена. Как видно из рис. 2б (ср. с рис. 2а), релаксация поперечной компоненты спина происходит достаточно быстро в масштабе времени продольной релаксации. При этом происходит передача крутильного момента спина магнитной решетке ферромагнетика, что может приводить к осцилляции или переключению намагниченности ферромагнетика. Релаксация нескомпенсированных спинов, лежащих выше равновесного уровня Ферми, происходит при их переходе между спиновыми подзонами с переворотом спина. Эти переходы могут приводить к ТГц-излучению.

3. ИССЛЕДУЕМАЯ СТРУКТУРА

Рассмотрим экспериментально влияние спейсера на электромагнитное излучение в магнитном переходе, связав его эффективность с разделением по энергии спиновых подзон с образованием квазиуровней Ферми.

Выше отмечалось, что непроводящий спейсер двойко влияет на эффективность работы спин-ин-

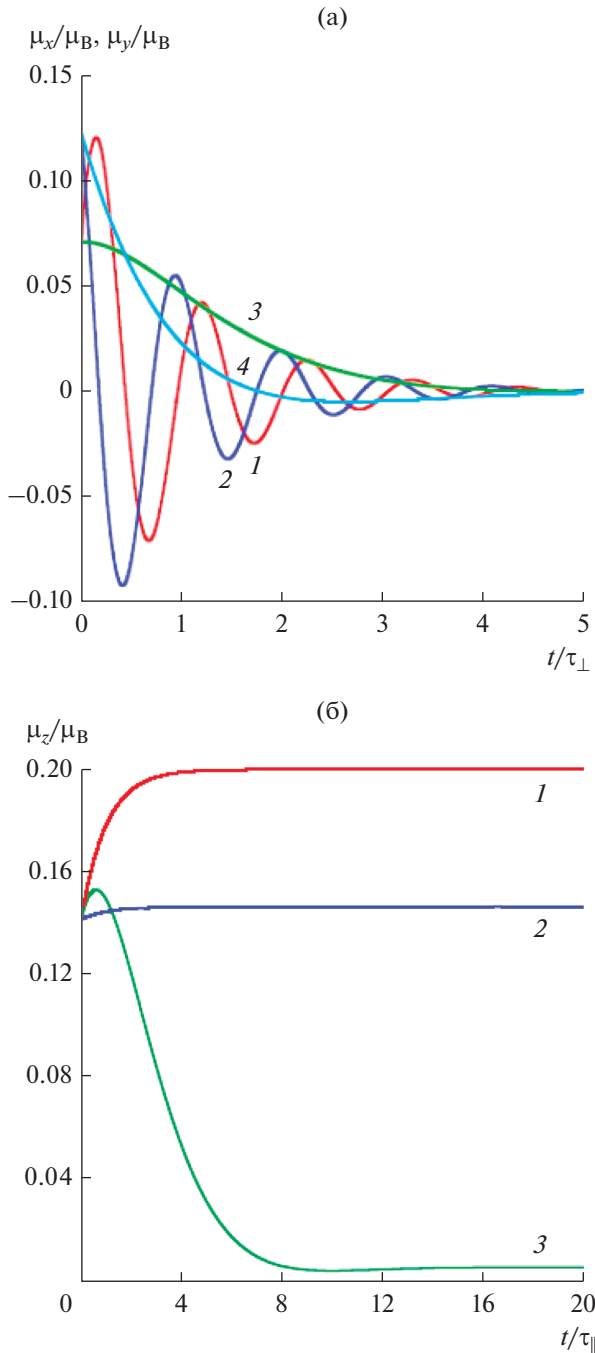


Рис. 2. Зависимость поперечной компоненты (а) магнитного момента электрона μ_x/μ_B (кривые 1, 4), μ_y/μ_B (кривые 2, 3) от времени t/τ_{\perp} при $\alpha = 2 \times 10^5$ (1, 2), $\alpha = 2 \times 10^4$ (3, 4) $\beta = 0$, а также продольной компоненты (б) магнитного момента электрона μ_z/μ_B от времени t/τ_{\parallel} при $\beta = 0$ (1), 0.01 (2), 0.1 (3), $\alpha = 2 \times 10^5$.

жекционного генератора: 1) определяет наличие или отсутствие обменного взаимодействия магнитных слоев и 2) обеспечивает перепад потенциалов на магнитном переходе при приложении к нему рабо-

чего напряжения. Так как цель данной работы — исследование зависимости эффективности спин-инжекционного излучателя от разности потенциалов, возникающей на непроводящем спейсере, необходимо по возможности избежать устранения спейсером обменного взаимодействия между двумя магнитными слоями перехода. С этой целью была исследована структура с туннельным магнитным переходом, аналогичная рассмотренной в [11]. В нашем случае переход образован двумя ферромагнитными слоями Fe и Ni, разделенными антиферромагнитным полупроводником NiO. Использование антиферромагнитного спейсера, по нашему представлению, позволило в значительной степени сохранить обменное взаимодействие намагниченностей ферромагнитных слоев. Действительно, согласно [16], в антиферромагнетике при протекании сквозь него спин-поляризованного тока, возникает скашивание подрешеток с появлением в нем намагниченности, направленной параллельно намагниченности инжектора. То есть на границе раздела спейсера и рабочего слоя сохраняется и обменное взаимодействие между магнитными слоями, и магнитосопротивление, как при контакте магнитных слоев без спейсера [8].

Эффективность действия непроводящего спейсера на режим работы спин-инжекционного излучателя оценивали сравнением его работы с режимом работы ранее исследованного излучателя со структурой “стержень—пленка” [12], в которой стержень из Fe с острым концом (диаметр 10...50 мкм) непосредственно контактирует с пленкой Ni (толщина 30 нм), нанесенной на высокоомный кремний. Здесь, как и в [17], эффективность работы излучателя определялась коэффициентом полезного действия излучателя (отношение мощности излучения к потребляемой мощности) и значением плотности пускового тока.

На рис. 3 представлена схема спин-инжекционного излучателя с туннельным магнитным переходом Si/Ni(15)/NiO(5)/Fe(100). В качестве токоподводящих элементов использовались контактные площадки из Mo (на рисунке не показаны). Толщина подложки из высокоомного кремния (1) 500 мкм.

Большинство материалов не может быть непосредственно выращено путем эпитаксии на кремнии из-за химических взаимодействий, поэтому обычно на поверхность кремния наносятся буферные слои [18]. Для предотвращения взаимодействия подложки с пленкой металла при температуре 280°C методом электронно-лучевого испарения через маску в виде прямоугольной щели шириной 1 мм был нанесен слой MgO толщиной 10 нм. Выбор температуры обусловлен получением наилучших электрических и структурных свойств используемых пленочных материалов [19–22]. После этого при той же температуре без разрыва ва-

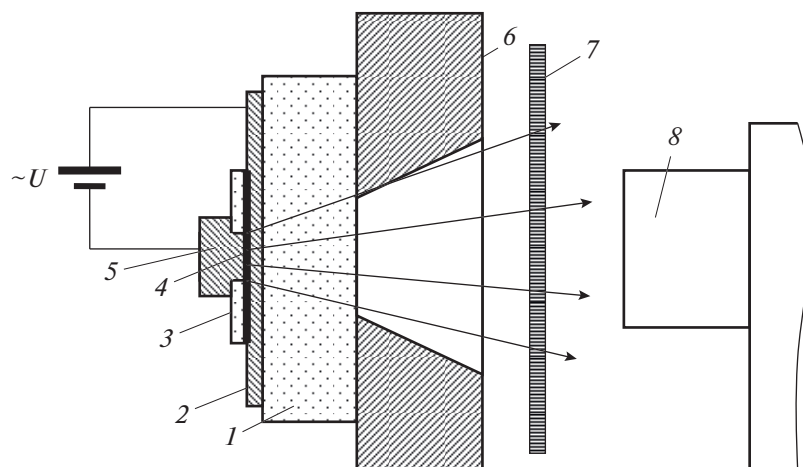


Рис. 3. Схема общего вида спин-инжекционного излучателя: 1 – диэлектрическая подложка, 2 – трехслойная пленка MgO/Ni/NiO, 3 – пленка MgO, 4 – окно-контакт, 5 – верхний слой Fe, 6 – массивная несущая платформа для крепления излучателя, 7 – низкочастотный фильтр, металлическая сетка с ячейкой 125×125 мкм, 8 – опто-акустический преобразователь (ячейка Голея); $\sim U$ – блок питания, источник стабилизированного переменного напряжения; стрелками указано регистрируемое излучение.

куума с помощью лазерного испарения мишени Ni (чистотой 99.99%) наносили сначала слой Ni толщиной 15 нм, а затем после напуска в камеру молекулярного кислорода до давления $P = 10^{-3}$ мм рт. ст. синтезировалась пленка NiO. Максимальная толщина оксида никеля не должна была превышать 5 нм для сохранения туннельных свойств диэлектрика, создания перехода с не слишком большим электросопротивлением, а также для избежания паразитных эффектов [23]. В результате получалась трехслойная структура MgO(10)/Ni(15)/NiO(5нм) в виде дорожки шириной ~ 1 мм (2). Затем на ее поверхности с использованием электронно-лучевого испарения через маски осаждалась пленка диэлектрика MgO толщиной более 100 нм (3) с окном 50×50 мкм для верхнего контакта (4). После этого при температуре 280°C также электронно-лучевым испарением формировался верхний контакт (5) и подводящие дорожки из железа. Метод электронно-лучевого испарения применялся, чтобы избежать радиационных повреждений туннельного диэлектрика. Для уменьшения сопротивления всей структуры толщина слоя Fe была 100 нм. Ширина контакта Fe 100 мкм.

Согласно нашим оценкам потенциальный барьер на границе раздела Ni–Fe для минорных электронов, связанный с обменным *sd*-взаимодействием, составляет величину порядка 0.1 эВ. Также известно, что при толщине слоя NiO в несколько нанометров высота потенциального барьера составляет величину около 0.2 эВ [24], т.е. при протекании рабочего тока он обеспечивает необходимую разность потенциалов между ферромагнитными слоями для туннелирования неравновесных спинов в рабочую зону.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальные исследования эффективности работы спин-инжекционных излучателей проводились на установке и по методике, описанными в [25]. Единственно отметим, что в качестве регистратора мощности использовалась ячейка Голея, опто-акустический приемник GC-1P “ТИДЕКС”, а в качестве источника питания – генератор сигналов низкочастотный ГЗ-123, обеспечивавший необходимую амплитуду напряжения до 10 В и оптимальную для работы приемника частоту модуляции сигнала 12 Гц. В процессе экспериментов измеряли напряжение, подаваемое на излучатель, ток, протекающий по излучателю при этом напряжении и мощность излучения. Ошибка измерения не превышала 5% от номинала измеряемой величины. Следует отметить, что диапазон рабочих напряжений для обоих исследуемых излучателей был одинаков и находился в пределе 2...10 В.

На рис. 4 представлена зависимость мощности излучения от плотности тока для излучателя с туннельным магнитным переходом и магнитным переходом типа стержень-пленка. Представленные результаты показывают существенное увеличение эффективности излучателя со спейсером из NiO. Видно, что диапазон плотностей тока, при которых наблюдается излучение с равной интенсивностью в исследуемых излучателях, а также пусковые плотности тока различаются почти на порядок.

На рис. 5 для обоих излучателей представлены зависимости от напряжения эффективности излучателя, как отношение $W_{\text{изл}}/W_{\text{прил}}$ регистрируе-

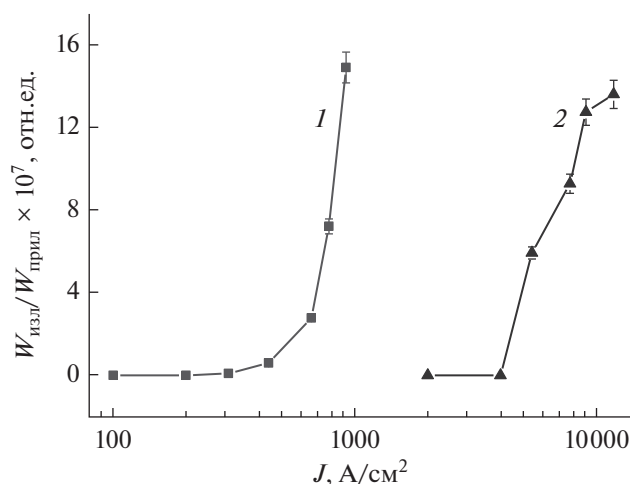


Рис. 4. Зависимость от плотности тока эффективности излучателей с туннельным магнитным переходом Fe/NiO/Ni (1) и с переходом стержень–пленка Fe–Ni (2).

мой мощности излучения $W_{\text{изл}}$ к потребляемой им при этом мощности $W_{\text{прил}}$. Там же представлена зависимость мощности излучения от напряжения. В обоих случаях излучение регистрировалось, начиная с напряжения ~ 2 В и его мощность монотонно возрастала при увеличении напряжения до максимального значения 6 В. Эффективность излучателей также возрастает с увеличением напряжения, но для перехода стержень–пленка она с ростом напряжения выходит на насыщение.

Для установления причины более высокой эффективности излучения туннельного перехода проведем некоторые количественные оценки. Оценим потребляемую мощность, обеспечивающую равные уровни сигналов 2 мкВт. Для туннельного магнитного перехода эта мощность достигалась при $U = 5.6$ В, $I = 45$ мА, $W = 0.25$ Вт, для структуры типа стержень–пленка (непосредственный контакт магнитных слоев) $U = 6$ В, $I = 270$ мА, $W = 1.6$ Вт. Получается, что КПД излучателя с туннельным переходом более чем в шесть раз больше КПД магнитного перехода с непосредственным контактом слоев. Значения пусковых токов исследуемых излучателей также отличаются примерно в шесть раз. В целом излучатель с туннельным магнитным переходом имеет эффективность примерно в шесть раз большую, чем излучатель с магнитным переходом типа стержень–пленка. Обратим внимание на то, что сопротивление исследуемых излучателей также отличается примерно в шесть раз. Допустив, что интерфейсное падение напряжения в магнитном переходе пропорционально его сопротивлению, получим его прямую связь с эффективностью работы излучателя.

Эта связь объясняется тем, что возникающая на границе раздела слоев магнитного перехода раз-

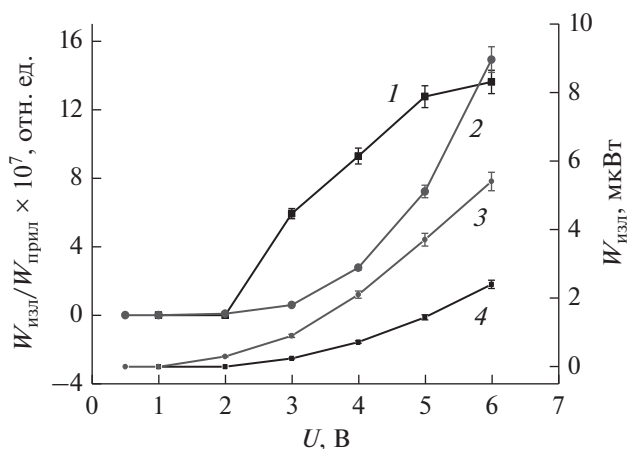


Рис. 5. Зависимость от приложенного напряжения относительной эффективности $W_{\text{изл}}/W_{\text{прил}} \times 10^7$ (1, 2) и измеренной мощности излучения $W_{\text{изл}}$ (3, 4) двух типов магнитных переходов: Fe–Ni (1, 4) и Fe/NiO/Ni (2, 3).

ность потенциалов обеспечивает условия для “забрасывания” инжектированных электронов на высокоэнергетические уровни выше равновесного уровня Ферми. В туннельном магнитном переходе она больше, чем при непосредственном контакте магнитных слоев, что и увеличивает в этом случае заселенность энергетических подзон нескомпенсированными спинами. Тем самым увеличивается число излучающих спин-флип-переходов в единицу времени, а также возрастает количество испускаемых высокоэнергетических квантов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены результаты, которые показывают, как разность потенциалов, возникающая на границах туннельного перехода, образованного антиферромагнитным полупроводником NiO, влияет на эффективность работы спин-инжекционного излучателя. Предполагается, что заселенность неравновесных квазиуровней Ферми с инжектированными спинами определяется этой разностью потенциалов, причем чем больше разность потенциалов, тем выше эффективность работы излучателя. Этим объясняется более эффективная работа излучателя с исследуемым туннельным переходом по сравнению со структурой стержень–пленка без спейсера. Показана возможность увеличения мощности излучения и уменьшения рабочих токов за счет использования в магнитных переходах спин-инжекционных излучателей непроводящих спейсеров. В целом полученные результаты, по нашему мнению, подтверждают спин-инжекционный механизм наблюдаемого излучения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-29-03015мк, проект № 20-07-00349 А) и Президиума Российской академии наук (программа № 5 “Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов”). Часть работы выполнена в рамках государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Heinrich B.* // *Can. J. Phys.* 2000. V. 78. № 3. P. 161.
2. *Вонсовский С.В.* Магнетизм. М.: Наука, 1971.
3. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпитейн Э.М., Эллиотт Р.Дж.* // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 3. С. 189.
4. *Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 436.
5. *Касаткин С.И., Васильева И.П., Муравьев А.М.* Многослойные тонкопленочные магниторезистивные элементы. Тула: Гриф и К^о, 2001.
6. *Kadigrobov A., Shekhter R.I., Jonson M.* // *Low Temp. Phys.* 2005. V. 31. № 3. P. 352.
7. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Крикунов А.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 3. С. 192.
8. *Fert A., George J.-M., Jaffrès H. et al.* // *Europhys. News.* 2003. V. 34. № 6. P. 227.
9. *Slonczewski J. C., Magn J.* // *Magn. Mater.* 1996. V. 159. Т. 1–2. P. L1.
10. *Berger L.* // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. № 13. P. 9353.
11. *Kadigrobov A.M., Shekhter R.I., Aronov I. et al.* // *Low Temp. Phys.* 2011. V. 37. № 11. P. 925.
12. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Маликов И.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. № 5. С. 289.
13. *Вилков Е.А., Михайлов Г.М., Чигарев С.Г. и др.* // РЭ. 2016. Т. 61. № 9. С. 844.
14. *Вилков Е.А., Михайлов Г.М., Никитов С.А. и др.* // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. № 6. С. 1108.
15. *Zutic I., Fabian J., Das Sarma S.* // *Rev. Mod. Phys.* 2004. V. 76. № 2. P. 323.
16. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Касаткин С.И. и др.* // РЭ. 2013. Т. 58. № 7. С. 704.
17. *Гуляев Ю.В., Вилков Е.А., Чигарев С.Г. и др.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 858.
18. *Beshenkov V.G., Fomin L.A., Irzhak D.V. et al.* // *Thin Solid Films.* 2012. V. 520. № 23. P. 6888.
19. *Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M.* // *Thin Solid Films.* 2010. V. 519. № 1. P. 527.
20. *Fomin L.A., Malikov I.V., Pyatkin S.V., Mikhailov G.M.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2010. V. 322. P. 851.
21. *Mikhailov G.M., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu. et al.* // *Solid State Phenomena.* 2011. V. 168–169. P. 300.
22. *Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Malikov I.V., Mikhailov G.M.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2013. V. 330. P. 6.
23. *Маликов И.М., Березин В.А., Фомин Л.А., Михайлов Г.М.* // Микроэлектроника. 2018. Т. 47. № 3. С. 205.
24. *Hobbs P.C.D., Laibowitz R.B., Libsch F.R.* // *Appl. Opt.* 2005. V. 44. № 32. P. 6813.
25. *Панас А.И., Чигарев С.Г., Вилков Е.А. и др.* // Электрон. техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2019. Вып. 2. С. 16.