

Спин-поляризованный транспорт и субмиллиметровая спектроскопия твердого тела

© А.С. Борухович*, Н.А. Виглин, В.В. Осипов

*Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия
Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 11 апреля 2001 г.
В окончательной редакции 16 августа 2001 г.)

Обсуждается проблема спинового транспорта (пространственного переноса и локализации спина носителя тока) в реализации новых физических принципов работы устройств микроэлектроники. В частности, приводятся экспериментальные данные, подтверждающие возможность создания высокочастотных твердотельных устройств для миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, а также базовых элементов структур спиновой информатики на основе контактов ферромагнитный полупроводник–полупроводник, выходные параметры которых способны регулироваться как транспортным током, так и внешним магнитным полем.

Работа была выполнена в рамках Программы РАН „Квантовая макрофизика“, а также проекта № 26 подпрограммы „Актуальные направления в физике конденсированных сред“ Федеральной целевой научно-технической программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники гражданского назначения“ (№ 107-26(00)-П-Д01, договор № 2.4) и поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект Р-2001-Урал № 01-02-96429).

В начале 2000 г. журнал *Physics World* опубликовал список десяти наиболее актуальных и перспективных направлений исследований в физике, активно развивавшихся в предыдущие годы. Среди них — направление исследований в физике твердого тела и физике полупроводников, связанное с переносом спина электрона (спиновый транспорт) из магнитоактивного (ферромагнитного) материала в парамагнетик. Прикладное направление этих исследований в микроэлектронике получило название „спиновой электроники“ или „спинтроники“ (spintronics). Их значимость в современной науке и технике связывается, с одной стороны, с разработкой и созданием квантовых одноэлектронных логических структур и спин-информационных систем для информатики (спиновой информатики), в которой информационной ячейкой памяти служит спин электрона: один спин — один бит информации [1]. В этом случае, видимо, достигаются предельные возможности магнитной записи информации.

С другой стороны, осуществление спинового токопереноса открывает новые возможности в твердотельной электронике. Такие, например, как наблюдение спин-поляризованной люминесценции и создание высокочастотного диода, выходные характеристики которого способны регулироваться внешним магнитным полем [2,3]. С этим же связывается создание основ нового поколения узкополосных устройств твердотельной спиновой электроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов — генераторов, усилителей, приемников, фильтров и других, модулируемых и перестраиваемых по частоте магнитным полем и управляемых током. Именно последнее обстоятельство, т.е. наличие дополнительной „степени свободы“ и возможность управлять свойствами

спинтронных структур с помощью внешнего магнитного поля, что не всегда допустимо для гетероструктур на базе обычных (немагнитных) полупроводников и устройств на их основе, способствует расширению функциональных возможностей существующих и разрабатываемых устройств микроэлектроники [4]. На этом пути возможно практическое создание и освоение указанных диапазонов спектроскопии твердого тела, а также создание твердотельного лазера в данном диапазоне длин волн, что также пока недоступно для существующих гетероструктур, выполненных на базе немагнитных полупроводников. Обсуждению последней возможности, пока весьма слабо представленной в литературе, посвящена данная работа, в основе которой лежат как ранее опубликованные, так и новые экспериментальные данные, полученные авторами.

Следует заметить, что бинарные структуры переходов М/Ф или П/Ф (М — нормальный металл, Ф — ферромагнетик, П — немагнитный полупроводник) сами по себе позволяют реализовать создание магнитоуправляемого стабилитрона, пробойное обратное напряжение которого способно регулироваться внешним магнитным полем. Детальное исследование механизмов спинового транспорта наряду с рассмотрением таких фундаментальных научных проблем, как сосуществование явлений сверхпроводимости и ферромагнетизма, осуществления джозефсоновского туннелирования сквозь ферромагнитный барьер, позволяет реально приблизиться к решению вопросов о возможности локализации и пространственного переноса спина электрона, расширения частотной области спектроскопии твердого тела и ряда других. Кроме того, подобные исследования служат развитию технологической и технической базы

современной науки и техники, поскольку во многом опираются на монокристалльную и планарную технологии, достижения физики и химии поверхности и контактных явлений.

1. Теоретические предпосылки и экспериментальный задел

Исторически вопрос о возможности наблюдения электронного туннелирования в его классическом варианте — одночастичном туннелировании — был принципиально решен в работах Л. Эсаки и сотрудников еще в 1961 г., наблюдавших туннельный ток между двумя нормальными металлами, разделенными прослойкой, выполненной из магнитного диэлектрика — EuS и EuTe [5]. Фактически это означало первое наблюдение спин-поляризованного туннельного тока. Отметим, что указанные магнитоактивные прослойки являются ферромагнитными полупроводниками и при низких температурах во внешнем магнитном поле обладают полностью ферромагнитно упорядоченной структурой локализованных магнитных моментов ионов Eu^{2+} . Ферромагнитное упорядочение ионов европия в свою очередь приводит к спиновой поляризации носителей тока в них по механизму s - d (d - f)-обменного взаимодействия. Рекордный для ферромагнетиков магнитный момент, приходящийся на один магнитный ион ($\sim 7\mu_B$), наблюдается в кристаллах EuO. Он обусловлен $4f^7$ -электронами иона европия, и величина намагниченности насыщения при этом достигает значения $4\pi\sigma_s = 2.43 \text{ Т}$ для температуры $T \approx 0 \text{ К}$. Это приводит к тому, что носители тока в ферромагнитном полупроводнике максимально поляризованы по спину (почти на 100%). Данное обстоятельство делает перспективным применение именно ФП, а не Φ -металлов в структурах, предназначенных обеспечивать высокую спиновую поляризацию тока эмиссии, в том числе в туннельных и контактных структурах. Напомним, что в ферромагнитных металлах степень спиновой поляризации носителей тока достигает в лучшем случае порядка 10% [6].

Другим наиболее примечательным свойством ФП является существенная зависимость в них сдвига края оптического поглощения (или щели в электронном спектре, E_g) от степени магнитного порядка в структуре и внешнего магнитного поля. Максимальная для ФП величина такого сдвига в „красную“ сторону спектра при понижении температуры образца до 20 К достигается в EuO, в котором она составляет $\Delta E_g = 0.25 \text{ eV}$ (в EuS — 0.16 eV, в соединениях на основе фазы LaMnO_3 — также 0.16 eV при $T < T_c$, T_c — температура Кюри). Внешнее магнитное поле усиливает этот сдвиг ΔE_g еще почти на 10%. Таким образом, воздействуя этим внешним параметром на концентрацию и подвижность носителей тока в них, удается регулировать как собственную, так и примесную проводимость ФП при максимальной спиновой ориентации. Использование EuO и EuS в

качестве спиновых фильтров или спиновых инжекторов ограничивается областью низких температур, так как их T_c составляют соответственно 69 и 16 К. Более высокими температурами Кюри, лежащими в области температур жидкого азота, обладают ФП на основе халькогенидных шпинелей хрома — $\text{Me}^{2+}\text{Cr}_2\text{Se}_4$, где Me^{2+} — Cd, Hg, а также перовскиты на основе LaMnO_3 . T_c последних при легировании их ионами Ca^{2+} или Sr^{2+} достигают комнатных температур. Хотя некоторые магнитные параметры этих ФП по своим величинам уступают приведенным выше магнитным параметрам халькогенидов европия, однако они также обладают почти 100% спиновой поляризацией собственных носителей тока. Это делает их особенно перспективными для использования в спиновых структурах, работа которых не требует применения дорогостоящих криогенных устройств. В том числе, как показывают результаты [7], реальным представляется их использование в туннельных спинтронных структурах.

Следует заметить, что еще до разработки возможных спиновых структур микроэлектроники отмеченная особенность Φ -упорядоченного барьера в мультислойной структуре $\text{M}(\text{C})/\Phi$ с большей вероятностью пропускать одночастичный туннельный ток со спиновой ориентацией носителей, совпадающей с намагниченностью Φ -барьера, имела интересное применение на практике.

Дело в том, что обменное расщепление зоны проводимости Φ -металла при его спиновом упорядочении на уровне Ферми на подзоны со спином „вверх“ (\uparrow) и „вниз“ (\downarrow) оказывается дополнительным энергетическим барьером для туннелирующих квазичастиц определенной спиновой ориентации. В случае, когда их спиновая ориентация совпадает с нижней спин-расщепленной подзоной Φ -барьера, высота энергетического барьера меньше, а прозрачность такого барьера больше, чем для частиц противоположной спиновой ориентации. Φ -барьер в туннельной $\text{M}(\text{C})/\Phi$ -мультислойной структуре выполняет роль своеобразного спинового фильтра. В условиях сверхнизких температур, высокого вакуума и достаточно высокой напряженности электрического поля диодный ток поляризованных по спину электронов в силу возникновения азимутальной асимметрии их рассеяния на анодной мишени нашел прямое использование в исследованиях, например, в экспериментальной атомной физике и физике высоких энергий при изучении низкоэнергетических процессов рассеяния электронов, исследовании эффектов сохранения четности и ряда других явлений [8]. Информативность таких процессов при этом резко возрастает. При использовании в качестве эмиттера поляризованных по спину электронов твердотельной структуры W/EuS степень их ориентации в электрическом поле $E \approx 1 \text{ kV}$ составляла порядка 85%. Теоретически же допустимая степень спиновой поляризации электронов такого M/Φ твердотельного эмиттера выражается величиной $P \approx 0.93$ – 0.96% и ограничена только естественным размытием функции распределения ферми на „хвосте“ плотности состояний

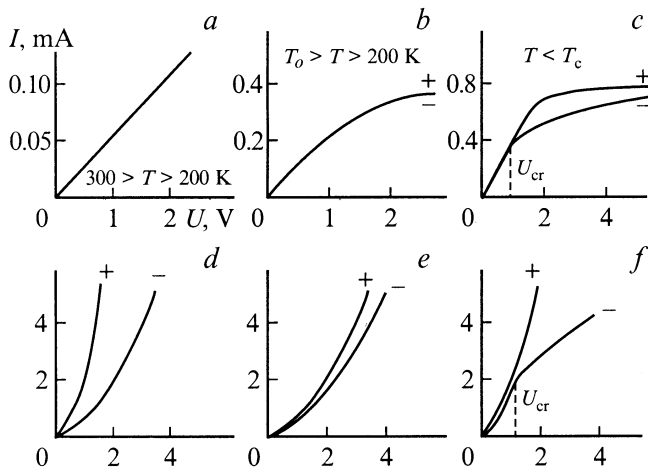


Рис. 1. Выпрямляющие свойства контакта HgIn/HgCr₂Se₄ для разных температур и давлений отжига в парах Hg: *a-c* — при $P = 0.5 \text{ atm.}$; *d-f* — при $P = 10 \text{ atm.}$; „+“ и „-“ означают полярность смещения на ФП.

электронов ФП ($\sim 4\%$) [10]. Весьма близок к ней может оказаться источник поляризованных электронов M/EuO, который в отличие от эмиттера W/EuS способен устойчиво работать в высоком вакууме вплоть до температур жидкого азота [11].

Выпрямляющий эффект в мультислойном контакте М/ФП за счет образования барьера Шоттки в приконтактной области тройного ФП, выполненного на основе фазы CdCr₂Se₄, для ее парамагнитной ($T > T_c$) области температур, был впервые реализован в работе [12]. Для подобного гетероконтакта М/ФП, где в качестве последнего выступал кристалл HgCr₂Se₄ *n*-типа, но для ферромагнитной области температур $T < T_c$ ($T_c = 120 \text{ K}$), авторами [13] были продемонстрированы его дополнительные физические возможности, обязанные обмену расщеплению зоны проводимости этого ФП при Ф-упорядочении спинов ионов Cr³⁺ на две подзоны по механизму *s-d*-обмена

$$\Delta_{sd} = \pm 1/2 A_{sd} S \sigma(T) / \sigma(0).$$

Здесь S — спин иона, A_{sd} — обменный *s-d*-интеграл; $\sigma(T)$, $\sigma(0)$ — намагниченности насыщения ФП соответственно при текущей температуре T и $T = 0 \text{ K}$. По мере осуществления туннельного перехода электронов металла в верхнюю подзону ФП и ее заселения, начиная с некоторого напряжения $U > U_{cr}$, наблюдается понижение электропроводности структуры вследствие уменьшения подвижности носителей тока в ФП из-за электрон-магнитного рассеяния.

Представленные на рис. 1 экспериментальные данные иллюстрируют данный процесс для контакта HgIn/HgCr₂Se₄ при разных температурах [13]. Так, если с понижением T от 300 до 200 K (рис. 1, *d, e*) диодные (т.е. выпрямляющие) свойства контакта ослабевают, то при $T < 120 \text{ K}$ и $U > U_{cr}$ (рис. 1, *c, f*) они вновь усиливаются.

При этом температурная зависимость $U_{cr}(T)$ для разных σ повторяет поведение магнитной щели $\Delta_{sd}(T)$ ФП, а заpornое напряжение в структуре возникает всегда при отрицательном потенциале на металле.

В отличие от этой гетероструктуры в случае контакта M/HgCr₂Se₄ *p*-типа заpornое напряжение образуется при положительной полярности металла, что соответствует классическим контактам М/П [14]. Однако при $T < T_c$ выпрямляющее свойство этого контакта исчезает вовсе и сам контакт делается омическим, т.е. приобретает металлоподобный ход электросопротивления, как и ФП HgCr₂Se₄ *n*-типа.

Новые практические возможности осуществления спинового транспорта связываются с реализацией физических явлений в гетероконтактах и мультислоях ФП/П. В силу того что в используемом в современных устройствах микроэлектроники широком наборе гетероструктур и мультислоев с участием немагнитных полупроводников и металлов направление спина носителей тока в них несущественно, оно не сказывается на свойствах этих структур и механизмах, определяющих их работу. Новизна же этих возможностей обусловлена спиновой инжекцией поляризованных электронов из ФП в П, способной приводить к радикальному изменению свойств последнего. Выше, в частности, уже указано на возможность наблюдения поляризованной люминесценции [2,3], механизм осуществления которой отличен от ранее теоретически предсказанной возможности подмагничивания системы спинов носителей тока в полупроводнике при его освещении неполяризованным светом [15]. Тем не менее и в том и в другом случае из-за осуществления спиновой ориентации носителей тока в полупроводнике должны измениться и его микроволновые характеристики во внешнем магнитном поле. В частности, на частоте электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) $\nu = \mu_B g H / h$, где h — постоянная Планка, μ_B — магнетон Бора, g — фактор электронов проводимости в П, когда в зависимости от степени инверсии заселенности зеэмановских электронных уровней энергий при инжекции носителей тока из ФП в П возможно как усиление поглощения, так и появление излучения с энергией кванта $h\nu = \mu_B g H$, перестраиваемого внешним магнитным полем H .

Возможность осуществления такой генерации в ФМ(ФП)/П-структуре иллюстрируется на рис. 2, представляющим собой зонную схему перехода спина носителя тока из ФМ(ФП) на верхний зеэмановский электронный уровень немагнитного полупроводника при его токопереносе в E -поле и заселение этого уровня (процесс поглощения) в отсутствие внешнего H -поля, или дальнейший переход носителя на частоте ЭПР на нижележащий свободный электронный уровень полупроводника с выделением соответствующей энергии $h\nu$ (процесс генерации излучения).

Названные эффекты впервые реализованы в микроконтактных гетероструктурах ФП/П: *n*-HgCr₂Se₄/*n*-InSb (I), *n*-EuO/*n*-InSb (II) и *p*-HgCr₂Se₄/*n*-InSb (III) [16,17]. Так,

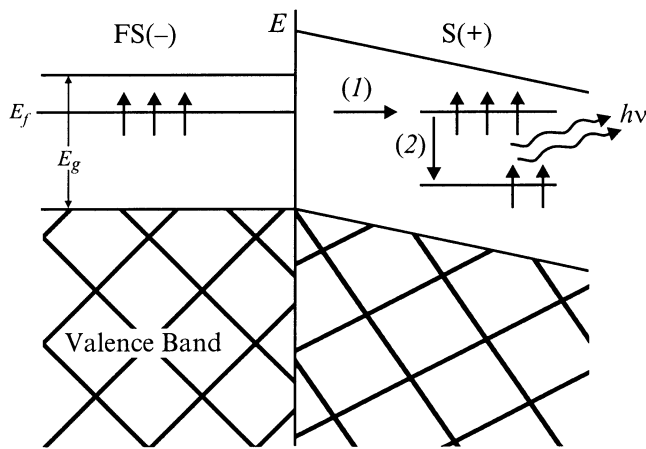


Рис. 2. Зонная структура перехода ФМ(ФП)/П (FS/S): 1 — процесс безызлучательного переноса спина носителя тока из ФМ(ФП) на донорский уровень в П при увеличении плотности заселенности последнего в отсутствие H -поля, 2 — переход носителя тока на свободный акцепторный уровень П на частоте ЭПР и генерация излучения из П. E_f — уровень Ферми ФМ(ФП), расщепленный спонтанной намагниченностью на подуровни со спиновой ориентацией (\uparrow) и (\downarrow).

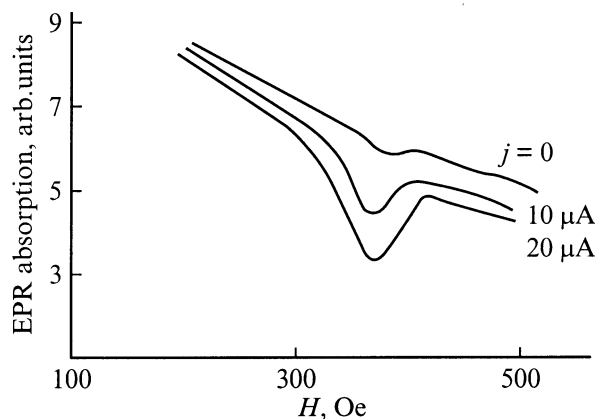


Рис. 3. Поглощение на частоте ЭПР свободных носителей заряда в гетероструктуре $n\text{-HgCr}_2\text{Se}_4/n\text{-InSb}$ для разных токов при частоте 26 GHz.

исследование микроволновых процессов при пропускании тока определенной полярности сквозь структуру I позволило наблюдать пропорциональное току поглощение в миллиметровом диапазоне на частоте ЭПР свободных носителей тока в $n\text{-InSb}$ (рис. 3) [16]. При той же фиксированной полярности в гетероструктурах II и III обнаружено непрерывно перестраиваемое внешним магнитным полем излучение от почти сантиметрового (8 mm) до субмиллиметрового (0.2 mm) диапазона на частоте, соответствующей величине приложенного магнитного поля (рис. 4) [17]. Если полагать, что при прохождении электрона из ФП на верхний зеемановский уровень П и его дальнейшем переходе на незанятый нижний уровень с испусканием кванта энергии воз-

никает электромагнитное излучение на частоте ЭПР, то теоретический предел выходной мощности такой излучающей гетероструктуры составляет

$$N = \mu_B g H J / e \equiv h \nu J / e,$$

где J — ток, проходящий через гетероструктуру, e — заряд электрона. Ее оценки дают следующие значения: для 8 mm диапазона $N = 156 \mu\text{W/A}$ для 0.1 mm 12 mW/A [18]. Хотя экспериментально зафиксированные в настоящее время выходные мощности в структуре III для этих диапазонов оказались на 1–2 порядка меньше, имеются чисто технические возможности для ее увеличения вплоть до теоретического предела. Ведь в импульсе гетероструктура способна пропускать ток до 10 A и более.

Приведенное соотношение для выходной мощности излучения ФП/П-гетероструктуры указывает на его пропорциональность частоте и величине внешнего H -поля, что делает возможным использование подобных структур в качестве генераторов миллиметрового и субмиллиметрового излучений, а также управление ими внешним магнитным полем. Последнее недостижимо в существующих полупроводниковых генераторах, так как их выходная мощность, наоборот, зависит от частоты как $N \sim \nu^{-4}$. Этим экспериментально показано, что гетероструктуры и микроконтакты ФП/П могут служить основой создания нового поколения узкополосных устройств современной твердотельной спинтроники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, о чем свидетельствуют, в частности, измеряемые параметры излучаемого структурой III сигнала в поле

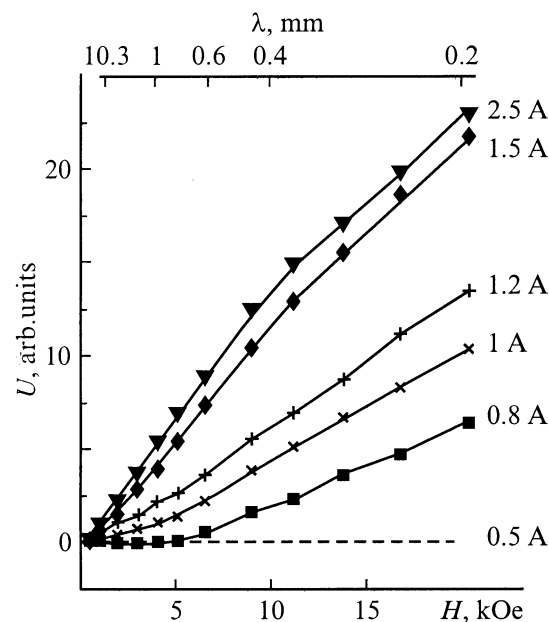


Рис. 4. Вид перестраиваемого магнитным полем сигнала излучения структуры III при $T = 77\text{ K}$ для разных токов.

$H \approx 460$ Ое, для которой ширина линии излучения при токе 2 А и $T = 77$ К оказалась равной $\Delta H \leq 20$ Ое (при частоте проходного резонатора 33.4 GHz) [18].

Вместе с тем различающаяся энергетика туннелирующих из ФП в П спинов электронов, отражающаяся на степени заселенности верхнего и нижнего зеемановских уровней энергий электронов в последнем, может определять их ориентацию относительно внешнего магнитного поля и, следовательно, являться способом кодирования одного бита информации. Иными словами, подобные структуры могут быть использованы в устройствах квантовой одноэлектроники как спин-информационные системы. В немалой степени этому может способствовать выбор кристаллов n -InSb в качестве П для создания такого рода спиновых структур. Во-первых, аномально большая величина его g -фактора (-50) позволяет достичь субмиллиметрового диапазона уже при величинах магнитного поля $H \approx 4$ кОе. Во-вторых, ширина линии ЭПР на электронах проводимости в нем весьма невелика — $\Delta H \approx 0.2$ Ое в 8 mm диапазоне (в поле $H_0 \approx 450$ Ое) и $\Delta H \approx 2-3$ Ое для 0.8 mm диапазона (в поле $H_0 \approx 5.5$ кОе) при $T = 4.2$ К. В-третьих, рекордная подвижность носителей заряда (до 10^6 cm²/V·s) в сочетании с большой величиной времени спин-решеточной релаксации позволяет поляризовать носители тока в слое n -InSb толщиной до 0.1–1 см. При этом отношение времени спин-решеточной релаксации (10^{-7} – 10^{-6} с) ко времени свободного пробега носителя (10^{-12} с) в нем достигает величин $\sim 10^5$ – 10^6 , что способствует значительной временной локализации спинов носителей тока на соответствующих зеемановских электронных уровнях энергий. Последнее, как отмечалось, является одним из основных физических требований при реализации названных выше структур в качестве элементов спиновой информатики.

Представленное на рис. 4 перестраиваемое магнитным полем излучение гетероструктуры ФП/П мощностью несколько десятков микроватт регистрировалось авторами при температурах от 4 до 160 К. Можно было полагать, что такой температурный интервал регистрации микроволнового излучения определяется магнитными характеристиками ФП (EuO или HgCr₂Se₄), а диапазон магнитных полей — СВЧ свойствами полупроводника InSb. Поэтому изменение материала спин-ориентирующей среды в указанной структуре, например использование в качестве ФП материала с более высокими температурами Кюри, должно приводить к повышению температуры наблюдения излучения. С целью изучения такой возможности в работе [19] исследовалась структура, содержащая в качестве ФП сплав Гейслера состава Co₂MnSn, для которого $T_c = 826$ К. Подобные ферромагнетики являются полуметаллами и степень спиновой ориентации носителей в них несколько ниже, чем в названных выше ФП [20].

Результаты исследования двух гетероструктур Co₂MnSn/ n -InSb, отличающихся концентрацией носителей в П ($1 - n = 10^{15}$, $2 - 7.3 \cdot 10^{13}$ cm⁻³) и созданных

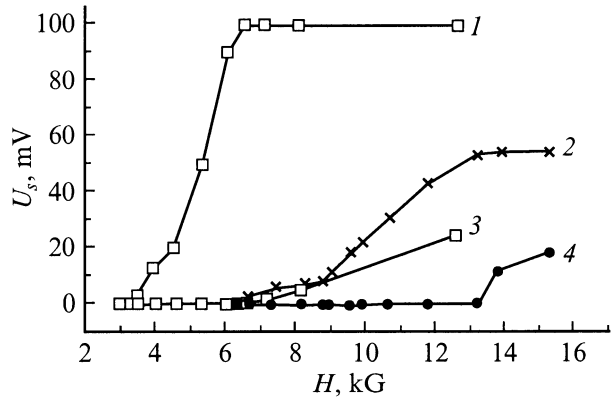


Рис. 5. Микроволновое излучение структур Co₂MnSn/InSb: 1 и 2 — плюс напряжения на П, 3 и 4 — минус на П. $I = 2$ А, $T = 4$ К. (Составы структур — в тексте).

путем вакуумного напыления пленки предварительно синтезированного сплава на одну из полированных граней кристалла полупроводника, следующие.

1) При протекании тока из пленки ФМ в П сигнал на детекторе появлялся в полях порядка 3 кОе, возрастал с увеличением H -поля и стремился к насыщению при $H = 7$ кОе для структуры 2 и $H = 14$ кОе для структуры 1 (рис. 5). Сила тока через обе структуры поддерживалась постоянной, поскольку с увеличением поля электросопротивление InSb также увеличивалось. Из этих данных следует, что регистрируемая детектором длина волны излучения обеих структур менее 2 mm и находится вне стандартного Q -диапазона, в котором применима 8 mm измерительная аппаратура, находившаяся в нашем распоряжении (этот диапазон охватывает указанную область длин волн или частотный диапазон от 24 до 36 GHz). Тем не менее о наличии микроволнового излучения можно было также судить по форме и характеру импульсного сигнала, выпрямляемого СВЧ-детектором: импульс имел прямоугольную форму, повторяющую импульс тока, причем амплитуда импульса могла быть полностью подавлена резистивным СВЧ-аттенуатором. Этим доказывается отсутствие электромагнитной наводки на детекторе.

Поскольку, как отмечалось, величина выходной мощности излучения возрастает пропорционально частоте (или магнитному полю), а чувствительность детектора из-за внутренней емкости при этом падает как ν^{-1} , наблюдаемое в эксперименте при $H \geq 10$ кОе насыщение сигнала может объясняться двумя этими факторами.

2) Подтверждение того факта, что излучение последних структур, скорее всего, также обусловлено переносом спина носителей из Ф в П, служит зависимость отношения электросопротивления протекающему току в прямом (из Ф в П) и обратном (из П в Ф) направлениях (рис. 6). Считая, что электроны в Ф-пленке в большей мере поляризованы по спину, а в полупроводнике — нет, можно полагать, что при спиновом транспорте

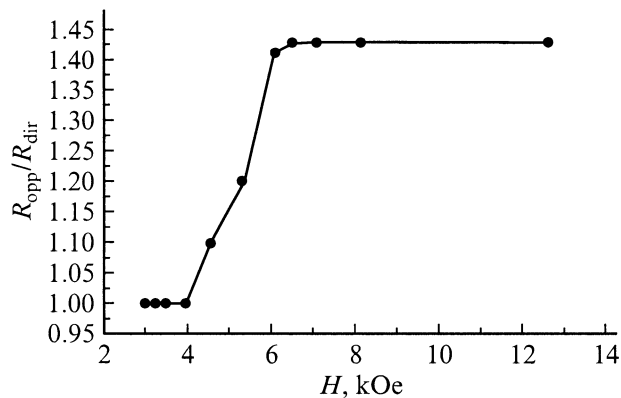


Рис. 6. Зависимость отношения R_{opp}/R_{dir} от магнитного поля для структуры 1.

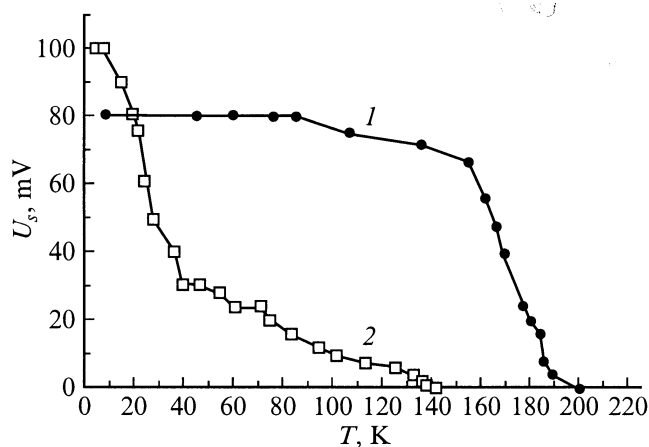


Рис. 7. Температурная зависимость выходного СВЧ-сигнала структур $\text{Co}_2\text{MnSn}/\text{InSb}$ 1 и 2 в поле $H = 7$ kOe.

при обратном смещении в Φ -пленку будут проходить только те электроны, спины которых соответствуют направлению поляризации спинов электронов пленки. Носители с противоположной ориентацией спинов будут накапливаться на границе раздела, создавая запирающий слой в П. Данный эффект должен зависеть от магнитного поля, так как разность энергий электронов с разной ориентацией спинов возрастает с ростом H .

Из последнего рисунка следует, что с увеличением магнитного поля при прямом и обратном напряжениях смещения на структуре появляется разность ее электропроводностей. Причем при одном и том же смещении ток из Φ в П всегда больше, чем ток из П в Φ . Этот эффект „выпрямления“ тока в магнитном поле должен быть обязан инжекции спин-поляризованных электронов в гетероструктуре. Зависимость выходного СВЧ-сигнала обеих структур от температуры иллюстрирует рис. 7. Видно, что его спад для структуры 2 наблюдается при 140 К, а для структуры 1 сигнал регистрируется вплоть до 200 К.

Напомним, что ранее в структуре EuO/InSb спад регистрируемого излучения наблюдался также при $T = 160$ К [18]. Близость этих результатов по температуре, возможно, связана с параметрами полупроводника InSb в гетероструктуре, а не с Φ -упорядоченным состоянием ферромагнетика в ней. По крайней мере на них могут влиять и пониженная степень поляризации электронов в пленке Co_2MnSn по сравнению с EuO , а также и другие причины, требующие своего изучения. Из этого следует, что решение сформулированной выше задачи о возможности повышения температуры регистрации микроволнового излучения в спиновых структурах требует проведения дальнейших исследований [21,22].

2. Проблемы и задачи новых исследований

Как следует из изложенного выше, простая на первый взгляд идея инжекции спин-поляризованных носителей из одной среды в другую, где они могли бы накапливаться на возбужденном уровне при сохранении своего спина на самом деле распадается на несколько отдельных задач, требующих самостоятельных подходов для их решения. Наименее изученной оказывается пока проблема прохождения спина через границу раздела двух сред без потери его ориентации, соответствующей намагниченности инжектора. Сама по себе граница раздела оказывается энергетическим барьером, преодолеть который может не каждый ориентированный спин, а преодолевший его — изменить свою спиновую ориентацию в дальнейшем. Последнее может случиться в результате присутствия неконтролируемых спиновых дефектов в контактирующих на границе слоев, наличия адсорбированных в пограничном слое газов, отсутствия плоскопараллельности и сплошности контакта. Решение этой проблемы контактов заключается в совершенствовании технологических приемов их создания и в стабильности получаемых физических результатов.

Вторая по значимости задача — получение и регистрация излучения из гетероструктуры. Ведь возникающая в ней в результате межэлектронного спинового перехода электромагнитная волна может поглотиться внутри самой структуры, перейдя, например, в тепло, или потерять свою энергию в результате отражений от граней кристалла полупроводника и на границе выхода из него (на границе поверхность–вакуум). Для ее решения необходимо совершенствование спектроскопических исследований в микроволновом диапазоне и использование техники импульсных измерений.

Третья задача обусловлена проблемой согласования самой гетероструктуры с волноводным трактом и в отличие от первых двух, чисто физических, она в большей степени является инженерно-технической.

С технологической точки зрения в создаваемой $\Phi/\text{П}$ -гетероструктуре наиболее важно иметь хороший электрический контакт между двумя средами, ее создаю-

шими: либо между двумя кристаллами, либо пленкой и кристаллом, либо в планарной (пленочной) структуре. В первом варианте это достигается путем механического соединения за счет спонтанной адгезии двух оптически гладких и плоских поверхностей монокристаллических пластин, расстояние между которыми не должно превышать 10 Å. В этом случае контакт между ними формируется за счет ван-дер-ваальсовских сил, сил статического электричества, установления химических связей [23]. Получаемое при этом соединение является прочным и вакуумно плотным. Однако для его создания необходимы совершенно плоские и химически чистые соприкасающиеся поверхности, шероховатость которых не превышает нескольких нанометров, что требует применения специальных технологий [24].

При создании гетероструктуры с применением мультислойной (пленочной) технологии часть названных выше технологических трудностей можно избежать, однако остается задача подготовки поверхности подложки (кристалла) для напыления Ф-слоя. При этом необходимо, чтобы магнитные характеристики Ф-пленки не особо отличались от магнитных параметров массивного образца и сохраняли способность к повышенной степени спиновой поляризации электронов за счет остаточной намагниченности, в том числе и при повышенных температурах. Использование напылительной техники в создании мультислоев ФП/П включает в себя отработку режимов напыления соответствующих материалов ФП или Ф из исходных и предварительно синтезированных соединений.

Решение перечисленных выше задач опирается на уже имеющийся опыт создания и исследования ФП/П-гетероструктур, его дальнейшего совершенствования и применения новых технологических подходов в их создании, использовании новых материалов, экспериментальных методик, вычислительной техники и компьютерного моделирования.

Проблема спинового транспорта в твердотельных структурах многогранна. И хотя физические механизмы его осуществления более или менее ясны, практическая реализация спиновой инжекции в реально существующих структурах сталкивается как с технологическими трудностями их создания, так и с ограниченным пока набором материалов, позволяющим осуществлять перенос спинов только при низких температурах. В настоящем сообщении авторы преследовали цель обратить внимание на ту из возможностей этого явления, которая обуславливает освоение нового диапазона высокочастотных исследований твердого тела — миллиметрового и субмиллиметрового, открывающего дополнительные практические возможности. В частности, создание твердотельного лазера соответствующего диапазона, появление в этом диапазоне спектроскопии твердого тела. Хотя и направленность исследований спинового транспорта, связанная с наблюдением специфики проявления оптических характеристик гетероструктур или магниторезистивного эффекта в них, также представляет

несомненный интерес. Работам в данном направлении посвящены проводившиеся в минувшем году симпозиумы (см. [21,22]).

Надо заметить, что стремление управлять свойствами „классических“ МДП-гетеропереходов с помощью внешнего магнитного поля привело ранее к замене в них полупроводника на магнитный полупроводник или ферромагнитный металл [25]. Структура МДМП (или МДФМ) в отличие от названных выше способна совмещать в себе одновременно ряд функций — селекции, усиления, задержки и т.д. За время, прошедшее с опубликования работы [25] и сформулированного в ней направления исследований — магнитоэлектроники, было достигнуто решение многих физико-химических и технологических задач в данной области [26]. В этом плане понятие „спинтроника“ терминологически заменяет собой прежнее понятие и опирается на новые физические знания и успехи технологии. Главное, на наш взгляд, отличие работы [26] от предшествующих работ состоит в том, что структуры спинтроники, имея в своем составе ферромагнитный полупроводник, позволяют управлять их свойствами не только наложением внешнего магнитного поля, но и транспортным током, протекающим через гетероструктуру, в силу осуществления электрон-магнетонного взаимодействия между подвижными носителями спина и намагниченностью ФП. Поскольку с ростом температуры вклад решеточных колебаний в спиновый перенос может оказаться определяющим, задача достижения комнатных температур спиновой инжекции даже в структурах, построенных из „высокотемпературных“ ФП, может оказаться проблематичной. Мы надеемся, что ее решению могут способствовать исследования процессов магнитопоглощения в создаваемых структурах спинтроники. При этом необходимо, видимо, осуществить поиск такой пары ФП и П, которая характеризовалась бы близостью величин своих удельных электронных проводимостей, почти 100% спиновой поляризацией носителей в ФП и большой степенью зеемановского расщепления электронных уровней полупроводника (с величиной g -фактора более 50). Продолжающиеся в настоящее время попытки использования структур ФМ/П в спинтронных устройствах, в силу названных выше ограничений и как показывают оценки [27], по меньшей мере малопродуктивны ввиду пренебрежимо малой вероятности осуществления заметного по величине спинового транспорта из ФМ в П.

Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Physics Today* **48**, 4, 353 (1995).
- [2] R. Fiederling R., M. Kelm, G. Reuseher, W. Ossan, G. Schmidt, A. Waag, L.W. Molenkamp. *Nature* **402**, 787 (1999).
- [3] Y. Ohno, K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D.D. Awschalom. *Ibid.* **402**, 790 (1999).
- [4] А.С. Борухович. *УФН* **169**, 7, 737 (1999).

- [5] L. Esaki, P.J. Stiles, S. von Molnar. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 852 (1967).
- [6] И. Кесслер. Поляризованные электроны. Мир, М. (1988).
- [7] В.М. Свистунов, Ю.В. Медведев, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, И. Хатта, К. Мукаса, Р. Аоки, Г. Шимчак, С. Левандовский, Я. Лещинский. *ЖЭТФ* **118**, 3(9), 629 (2000).
- [8] В.Л. Агранович, А.В. Гламаздин, В.Г. Горбенко, В.П. Ефимов, И.Н. Карнаухов. Источники поляризованных электронов. ЦНИИАтоминформ, М. (1984).
- [9] E. Kisker, G. Baum, A.N. Mahau, W. Raith, R. Reihl. *Phys. Rev.*, **B18**, 2256 (1978).
- [10] M.I. Auslender, V.Yu. Irkhin. *Solid State Commun.* **50**, 1003 (1984).
- [11] А.С. Борухович, В.Г. Бамбуров, Л.В. Ефимова, В.И. Фомин, Г.П. Швейкин. А.с. № 1267983 (СССР).
- [12] В.П. Бужор. Тез. докл. конф. „Тройные полупроводники и их применение“. Штиинца, Кишинев (1983). С. 87.
- [13] В.В. Осипов, В.И. Михайлов, А.А. Самохвалов, Н.М. Чеботаев. *ФТТ* **31**, 37 (1989).
- [14] В.А. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. Наука, М. (1977).
- [15] А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус. *ФТТ* **10**, 1177 (1976).
- [16] N.A. Viglin, V.V. Osipov, A.A. Samokhvalov. *Phys. Low-Dim. Struct.* **9/10**, 89 (1996).
- [17] N.A. Viglin, V.V. Osipov, A.A. Samokhvalov, O.G. Reznitskikh. *Ibid.* **1/2**, 89 (1997).
- [18] V.V. Osipov, N.A. Viglin, A.A. Samokhvalov. *Phys. Lett.* **A247**, 353 (1998).
- [19] N.A. Viglin, V.V. Osipov, A.A. Samokhvalov, A.S. Borukhovich, S.A. Naumov, O.F. Denisov. *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 29 (2000).
- [20] В.Ю. Ирхин, М.И. Кацнельсон. *УФН* **164**, 7, 705 (1994).
- [21] А.С. Борухович. Сб. тр. 17-й Межд. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. МГУ, М. (2000). С. 648.
- [22] V.V. Osipov, N.A. Viglin, A.A. Samokhvalov, A.S. Borukhovich, S.A. Naumov. *Proc. of the 1st Intern. Symp. on the spintronics. FRG* (2000). P. 18.
- [23] U. Gozele. *Solid State Phenomena* **47–48**, 33 (1996).
- [24] J. Haisma. *Applied Optics* **33**, 1154 (1994).
- [25] Ю.М. Яковлев, А.И. Меркулов. Магнитные полупроводники для устройств функциональной электроники. Обзоры по электронной технике. Сер. материалы. Электроника, М. (1983). Вып. 9.
- [26] В.Г. Бамбуров, А.С. Борухович, А.А. Самохвалов. Введение в физикохимию ферромагнитных полупроводников. Металлургия, М. (1988). 206 с.
- [27] G. Schmidt, D. Ferrand, L.W. Molenkamp, A.T. Filip, B.J. van Wees. *Phys. Rev.* **B62**, 8, 4790 (2000).