

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Спинтроника: магнитные туннельные структуры
на основе манганитов

Н.В. Волков

Обзор посвящён одной из актуальных и многообещающих областей спинтроники — изучению физических явлений, имеющих место при протекании спин-поляризованного тока через магнитные туннельные структуры. При этом мы остановили свой выбор только на структурах, построенных на основе манганитов. Привлекательность манганитов обусловлена высокой температурой Кюри, высокой степенью спиновой поляризации электронов проводимости, высокой химической стабильностью и, наконец, хорошо отработанной технологией получения. Особое внимание уделено некоторым нетрадиционным подходам к исследованию туннельных структур: использованию планарной геометрии, изучению спин-поляризованного транспорта в условиях внешних комбинированных воздействий (сверхвысокочастотное и оптическое излучение).

PACS numbers: 72.25. – b, 75.76. + j, 85.75. – d

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201203b.0263

Содержание

1. Введение (263).
2. Магнитные туннельные переходы на основе манганитов (264).
 - 2.1. Туннельный переход; проводимость магнитного туннельного перехода; туннельное магнетосопротивление; модель Жульера.
 - 2.2. Манганиты: основные свойства.
 - 2.3. Манганиты как материалы с высокой спиновой поляризацией.
 - 2.4. Магнитные туннельные контакты на основе манганитов.
 - 2.5. Использование туннельных контактов на основе манганитов для анализа спиновой информации.
3. Спин-зависимые транспортные свойства туннельных структур на основе манганитов в геометрии "ток в плоскости" структуры (271).
 - 3.1. Управляемый током эффект переключения токовых каналов; нелинейные транспортные свойства.
 - 3.2. Переключение токовых каналов, управляемое магнитным полем; магниторезистивный эффект.
4. Кооперативные системы магнитных туннельных контактов на основе манганитов (273).
 - 4.1. Ферромагнитные гранулированные материалы как кооперативные системы магнитных туннельных контактов.
 - 4.2. Гранулированные материалы на основе манганитов; микроструктура.
 - 4.3. Гранулированные материалы на основе манганитов; туннельное магнетосопротивление.
5. Отклик магнитного туннельного перехода на воздействие электромагнитного излучения СВЧ-диапазона; детектирующие свойства туннельных контактов на основе манганитов (277).

- 5.1. Детектирующие свойства классического (немагнитного) туннельного перехода.
 - 5.2. Детектирующие свойства магнитного туннельного перехода.
 - 5.3. Детектирующие свойства магнитного туннельного перехода на основе манганитов (геометрия "ток в плоскости" структуры).
 - 5.4. Магнитозависимый эффект детектирования СВЧ-излучения в кооперативной системе магнитных туннельных контактов на основе манганитов.
 6. Влияние электромагнитного излучения на транспортные свойства магнитных туннельных структур; фотоэлектрические явления (282).
 - 6.1. Фотоэлектрический отклик классического (немагнитного) туннельного перехода.
 - 6.2. Влияние оптического облучения на транспортные свойства магнитной туннельной структуры на основе манганита.
 7. Заключение (284).
- Список литературы (284).

1. Введение

Исследования последних лет показали, что наличие спиновых степеней свободы у носителей заряда проявляется наиболее ярко, и порой неожиданным образом, прежде всего, в наноразмерных магнитных и гибридных структурах. Изучение отклика таких систем на протекание спин-поляризованного тока принесло в последние годы много интересных научных результатов и неожиданных сюрпризов, которые сделали весьма привлекательной идею использования спина электрона в качестве активного элемента для хранения, обработки и передачи информации [1, 2]. Сформировалось даже целое самостоятельное направление в физике конденсированного состояния — спинтроника — мультидисциплинарная область науки и техники, центральной темой которой является спин-зависимый электронный транспорт в твёрдых телах и низкоразмерных структурах. Этот раздел охватывает и интереснейшие фундамен-

Н.В. Волков. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Академгородок 50, стр. 38, 660036 Красноярск, Российская Федерация
Тел. (391) 243-26-35. Факс (391) 243-89-23
E-mail: volk@iph.krasn.ru

Статья поступила 21 мая 2011 г.,
после доработки 30 августа 2011 г.

тальные вопросы спин-зависимых явлений, и прикладные вопросы, связанные с созданием принципиально новых электронных устройств, построенных на возможности манипулировать спиновыми степенями свободы.

Понятно, что сфера спинтроники весьма обширна, но есть все основания говорить, что на сегодняшний день внимание исследователей обращено главным образом на два уникальных явления. Во-первых, это магниторезистивный эффект в многослойных магнитных структурах (ГМС — гигантское магнетосопротивление в спин-вентильных структурах или ТМС — туннельное магнетосопротивление в туннельных магнитных структурах) и, во-вторых, появление вращающего момента, действующего со стороны спинового тока на локальные магнитные моменты в наноструктурах (далее для краткости будем говорить об эффекте переноса спина; в англоязычной литературе — spin-transfer torque effect) [3]. В первом случае магнитное поле используется для управления магнитным состоянием многослойной наноструктуры, тем самым позволяя управлять поляризованным током через неё. Во втором случае появляется возможность манипулировать магнитным состоянием наноструктуры, используя поляризованный по спину транспортный ток. Более того, эффект переноса спина может вызвать прецессию намагниченности наноразмерного ферромагнетика с частотами, лежащими в сверхвысококачастотном (СВЧ) диапазоне [4]. Такая прецессия служит источником излучения электромагнитных СВЧ-волн, частотой которых можно управлять и при помощи тока, и при помощи магнитного поля. По сути, речь идёт о возможности создания генераторов СВЧ-диапазона, работающих на абсолютно новых принципах.

Механизм переноса спина оказывается ответственным и за обратный эффект — генерацию постоянного напряжения на магнитном туннельном переходе при воздействии электромагнитного СВЧ-излучения [5]. И опять речь идёт о принципиально новом механизме, на этот раз детектирования, в основе которого — взаимосвязь спиновой динамики и поляризованного тока в магнитных наноструктурах.

В полной мере всё разнообразие спин-зависимых физических эффектов можно наблюдать в магнитных туннельных структурах. Не случайно считается, что исследования в области туннельного магнетосопротивления и магнитных туннельных контактов в целом стали важным этапом развития спинтроники, и интерес к спин-поляризованному транспорту через туннельные структуры только продолжает расти. Именно физическим процессам, имеющим место при протекании тока через магнитные туннельные структуры, посвящена эта работа. Причём мы ограничимся классом структур, построенных на основе манганитов. Почему именно манганиты? Мы надеемся, что наш обзор как раз и даст ответ на этот вопрос. Но, если коротко, причины такого выбора следующие. Это, прежде всего, высокая спиновая поляризация электронов проводимости для выделенного семейства манганитов. Это относительно высокая температура перехода в ферромагнитное состояние. И, наконец, это достаточно хорошо отработанная технология контролируемого получения тонких плёнок таких материалов, в том числе и в составе многослойных структур. На основе экспериментальных и теоретических исследований мы попытаемся проанализировать и

оценить преимущества и недостатки использования манганитов в туннельных структурах для решения различных задач спинтроники.

Настоящий обзор — это ещё и попытка ответить на вопрос: есть ли реальные перспективы применения в устройствах спиновой электроники манганитов, которые на протяжении длительного времени с разных позиций рассматриваются как материалы, обладающие большим прикладным потенциалом? При написании обзора мы не ставили себе цель максимально охватить и описать имеющийся на данный момент материал. Конечно, мы приведём наиболее характерные примеры работы магнитных туннельных структур на основе манганитов, но главная задача — обсуждение особенностей формирования таких структур и протекания в них спин-поляризованного тока. Наиболее подробно мы остановимся на явлениях, которые, с нашей точки зрения, имеют большой прикладной потенциал, но которым до настоящего времени уделено незаслуженно мало внимания. Это, прежде всего, отклик магнитных туннельных структур на воздействие электромагнитного излучения СВЧ- и оптического диапазонов, свойства при использовании геометрии, при которой ток течёт в плоскости структур (вдоль границ слоёв), а также свойства кооперативных систем магнитных туннельных контактов.

2. Магнитные туннельные переходы на основе манганитов

2.1. Туннельный переход; проводимость магнитного туннельного перехода; туннельное магнетосопротивление; модель Жульера

Что представляет собой туннельный переход? В простейшем случае это контакт двух электродов из проводящего материала, разделённых тонким (порядка 1 нм) слоем изолятора или полупроводника с широкой запрещённой зоной. Если на электроды такого перехода подать смещающее напряжение, то через него будет протекать ток, величина которого будет определяться электронной структурой электродов и характеристиками потенциального барьера, сформированного диэлектрическим слоем. Для расчёта туннельного тока имеются модели различного уровня сложности.

Остановимся на одной из простейших, которая в то же время качественно точно отражает физику явления. Для наглядности обратимся к рис. 1. Электрическое напряжение V , приложенное поперёк перехода, понижает энергию электронов ε в электроде M_2 по сравнению с энергией электронов в электроде M_1 на величину eV (e — заряд электрона). Число электронов с энергией ε , туннелирующих через барьер из M_1 в M_2 , определяется вероятностью туннелирования $D(\varepsilon)$, количеством заполненных электронных состояний в электроде M_1 и свободных состояний в M_2 с энергией ε . Электрический ток I_1 через структуру из M_1 в M_2 определяется полным количеством протуннелировавших электронов со всеми возможными значениями энергии. Поскольку существует конечная вероятность туннелирования электронов через потенциальный барьер из M_2 в M_1 , то будет существовать и туннельный ток I_2 в этом же направлении. Результирующий ток через туннельную струк-

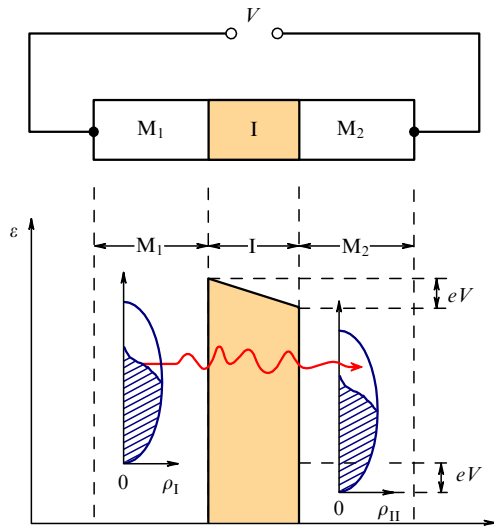


Рис. 1. Схематическое представление энергетической структуры туннельного перехода нормальный металл – диэлектрик – нормальный металл.

туру

$$I = I_1 - I_2 \sim \int_{\text{band}} D(\varepsilon) [\rho_1(\varepsilon) \rho_2(\varepsilon + eV) \times (f(\varepsilon) - f(\varepsilon + eV))] d\varepsilon. \quad (1)$$

Интеграл здесь берётся по всей зоне проводимости в металле, $\rho_1(\varepsilon)$ и $\rho_2(\varepsilon)$ — плотность электронных состояний в электродах M_1 и M_2 соответственно, $f(\varepsilon)$ — функция Ферми–Дирака. В рамках такого подхода Симмонсом [6–8] были получены формулы для туннельного тока, которые до настоящего времени наиболее часто используются для анализа вольт-амперных характеристик туннельных структур. Хотя здесь следует отметить, что и другие авторы в те же годы разрабатывали подобные подходы и получали подобные соотношения [9–11]. Привлекательность результатов, полученных Симмонсом, связана с их законченным аналитическим видом и высокой точностью, несмотря на используемые приближения.

Что принципиально изменится, если электроды в туннельной структуре будут ферромагнитными (ФМ)? Оказалось, что для магнитного туннельного перехода проводимость существенно зависит от взаимной ориентации намагниченностей ФМ-электродов. При параллельной ориентации намагниченностей проводимость перехода отличается от таковой для антипараллельной. Причиной является то, что ток в ФМ оказывается поляризованным по спину, т.е. число носителей заряда с разными спиновыми проекциями в ФМ различно. В этом случае необходимо учитывать дополнительную степень свободы электронов проводимости в магнитных наноструктурах — их спиновое состояние — и включать в рассмотрение спин-зависимые эффекты — различие в поведении электронов с противоположными проекциями спина, которые будем называть и обозначать дальше как спин "вверх" (\uparrow) и "вниз" (\downarrow) соответственно (в англоязычной научной литературе используются также термины "majority spin" и "minority spin"). Спиновая поляризация в металлах, обладающих спонтанной намагниченностью, возникает естественным образом за

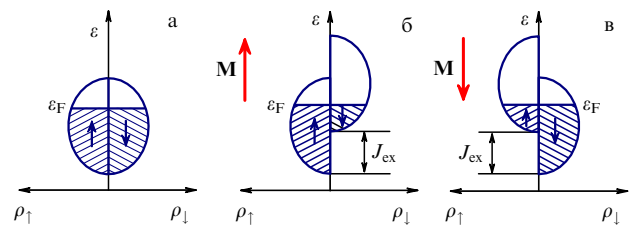


Рис. 2. Зонная структура нормального и ферромагнитного металлов: (а) нормальный металл; (б) ферромагнитный металл; (в) изменение направления намагниченности влечёт изменение расщепления плотности состояний на противоположное.

счёт спинового расщепления. Обменное взаимодействие вызывает относительный сдвиг энергетических подзон для электронов со спинами "вверх" и "вниз" на величину обменной энергии J_{ex} (рис. 2). Возникающая асимметрия в плотности электронных состояний приводит к тому, что количество электронов с различной проекцией спина вблизи уровня Ферми (ε_F) становится различным, т.е. в магнитном материале возникает спиновая поляризация. Количественно величину поляризации принято определять как

$$P = \frac{\rho_{\uparrow}(\varepsilon_F) - \rho_{\downarrow}(\varepsilon_F)}{\rho_{\uparrow}(\varepsilon_F) + \rho_{\downarrow}(\varepsilon_F)}. \quad (2)$$

Поясним определяющую роль спиновой поляризации для проводимости магнитной туннельной структуры на примере простейшей, но ставшей уже классической, модели Жюльера [12]. Жюльер положил в основу модели для описания проводимости магнитного туннельного перехода два простых предположения: 1) спин электрона сохраняется в процессе туннелирования через барьер; 2) (прямое следствие первого предположения) туннельный ток можно разделить на два канала со спинами "вверх" и "вниз". Эти предположения явились результатом анализа ранних работ по спиновой поляризации электронов в ФМ-металлах и по спин-поляризованному туннелированию между ферромагнетиком и сверхпроводником. Электроны со спином "вверх" одного электрода туннелируют только в подзону для электронов со спином "вверх" другого электрода и наоборот. Простая зонная картина, иллюстрирующая такую ситуацию, приведена на рис. 3.

Согласно предположению Жюльера, ток для параллельной (P) и антипараллельной (AP) конфигураций можно записать в виде суммы токов по двум "спиновым" каналам:

$$I_P = I_P^{\downarrow} + I_P^{\uparrow}, \quad (3)$$

$$I_{AP} = I_{AP}^{\downarrow} + I_{AP}^{\uparrow}. \quad (4)$$

В случае параллельной конфигурации для магнитных моментов электродов, $M_1 \uparrow \uparrow M_2$, величина тока через магнитный туннельный переход при $T = 0$ К оценивается как

$$I_P \propto D(\varepsilon_F) [\rho_1^{\uparrow}(\varepsilon_F) \rho_2^{\downarrow}(\varepsilon_F + eV) + \rho_1^{\downarrow}(\varepsilon_F) \rho_2^{\uparrow}(\varepsilon_F + eV)], \quad (5)$$

$\rho_{1,2}^{\uparrow}$ и $\rho_{1,2}^{\downarrow}$ — плотности состояний в 1-м и 2-м электродах для электронов со спинами "вверх" и "вниз". При анти-

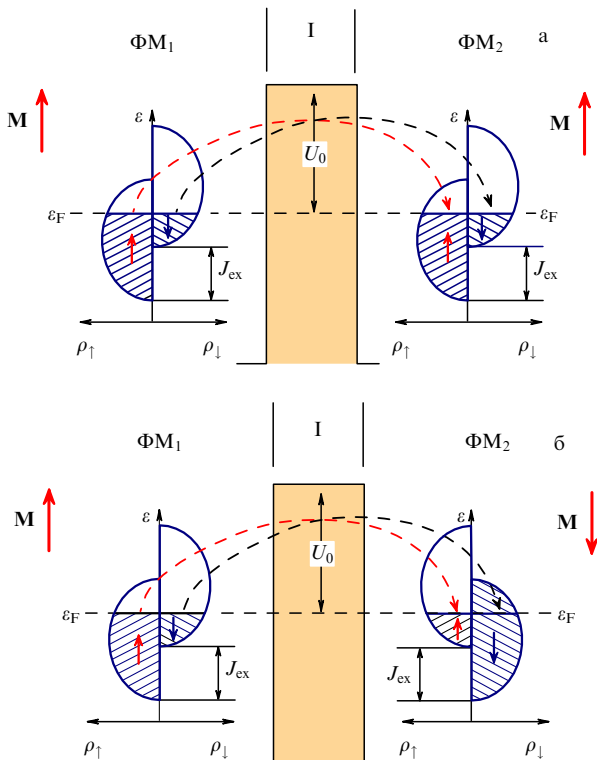


Рис. 3. Схематическое представление туннелирования электронов между двумя ферромагнитными электродами FM_1 и FM_2 : (а) намагниченности обоих электродов параллельны; (б) намагниченности антипараллельны.

параллельной конфигурации, $\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$, после изменения направления \mathbf{M}_2 на противоположное туннельный ток ФМ-контакта запишется как

$$I_{AP} \propto D(\epsilon_F) [\rho_1^\uparrow(\epsilon_F) \rho_2^\downarrow(\epsilon_F + eV) + \rho_1^\downarrow(\epsilon_F) \rho_2^\uparrow(\epsilon_F + eV)], \quad (6)$$

поскольку при инвертировании намагниченности электрода \mathbf{M}_2 плотность состояний для электронов со спинами "вверх" и "вниз" также инвертируется. Жюльер определил относительное изменение туннельного сопротивления при изменении взаимной ориентации намагниченностей электродов, получившее название туннельного магнетосопротивления (ТМС), как

$$\text{TMC} = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (7)$$

В случае низкого напряжения, прикладываемого к переходу ($V \sim 0$), для величины ТМС с учётом (2) получается компактное простое выражение

$$\text{TMC} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (8)$$

в котором через P_1 и P_2 обозначены величины спиновой поляризации для первого и второго электродов структуры соответственно. Конечно, предложенная модель не может объяснить ни температурную зависимость ТМС, ни зависимость от напряжения смещения, ни многие другие свойства, но многочисленные эксперименты показывают: несмотря на простоту, модель Жюльера доволь-

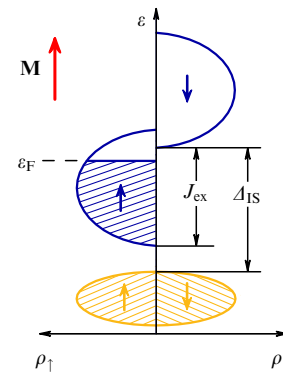


Рис. 4. Зонная структура полуметалла. Δ_{IS} — диэлектрическая щель для электронов со спином "вниз".

но точно предсказывает величину ТМС в высококачественных туннельных контактах из двух ФМ-электродов при $V \sim 0$.

Даже из приведённого выше простого примера становится понятным, что одна из ключевых проблем, которую необходимо решать при формировании эффективно "работающих" магнитных туннельных переходов и для исследования фундаментальных вопросов, и для применения в устройствах спинтроники, — это обеспечение как можно более высокой спиновой поляризации в электродах, формирующих туннельный переход. Таким образом, на первый план выходит поиск материалов с высокой спиновой поляризацией. С одной стороны, привлекательны ФМ 3d-металлы и их сплавы, что определяется относительной простотой технологии получения тонких плёнок из этих материалов и высокими температурами перехода в состояние с ФМ-упорядочением (T_C). Однако расчёты и экспериментальные исследования дают максимальные величины поляризации для ФМ переходных металлов, не превышающие 10–45%. Но есть и другие классы ФМ-материалов, так называемые "полуметаллические ферромагнетики" (в англоязычной научной литературе используется термин "half-metallic ferromagnet") — материалы с металлической проводимостью для одного направления спина и диэлектрическими свойствами для другого направления (рис. 4). Другими словами, это материалы, обладающие 100%-ной спиновой поляризацией. К ним относятся и манганиты определённого состава, что делает их перспективными материалами для использования в магнитных туннельных структурах и в элементах устройств спинтроники в целом.

2.2. Манганиты: основные свойства

К классу манганитов обычно относят материалы, имеющие формулу $M_xA_{1-x}\text{MnO}_3$ ($M = \text{La, Pr, Nd, Eu} \dots$, $A = \text{Ca, Sr, Pb} \dots$) и перовскитоподобную структуру. Эти материалы с полным основанием можно назвать уникальными. Наличие сильно взаимодействующих спиновой, зарядовой и орбитальной подсистем определяет их богатую (x, H, T)-фазовую диаграмму [13]. В зависимости от состава (x), температуры (T), внешнего магнитного поля (H) и других внешних воздействий, в манганитах могут реализоваться металлическое и диэлектрическое ФМ-состояния, антиферромагнитное состояние и состояния с зарядовым и орбитальным упорядочением. При определённых степенях легирова-

ния энергии взаимодействий, отвечающие за образование той или иной фазы, становятся сравнимыми, и вопрос об основном состоянии системы оказывается весьма тонким. Предполагается, что в данном случае основным может быть неоднородное состояние — состояние с фазовым расслоением. Это состояние является термодинамически равновесным и не вызвано тривиальной химической неоднородностью исследуемых материалов. Причина кроется в конкуренции взаимодействий в системе, имеющих сравнимые величины. Тонкий энергетический баланс является также причиной высокой чувствительности систем с фазовым расслоением к внешним воздействиям, таким как температура, внешнее магнитное поле, давление, транспортный ток, оптическое излучение.

Именно действие магнитного поля на состояние с фазовым расслоением, по всей вероятности, является причиной эффекта, известного как колоссальное магнетосопротивление (КМС), и многих других весьма интересных эффектов. Среди них изменение магнитного состояния при воздействии тока [14], индуцированное током метастабильное резистивное состояние [15], нелинейный электрический отклик [16], огромные негауссовские флуктуации сопротивления [17], индуцированный оптическим излучением отклик проводимости [18], изменение характера перехода в ферромагнитное состояние [19] и др. Многие свойства, включая уникальное явление КМС, по большому счёту, до конца остаются не понятыми, но продолжают рассматриваться как перспективные для практических приложений, в том числе и в устройствах спинтроники.

В заключение этого небольшого раздела отметим, что перечисленным выше аспектам физики манганитов посвящены прекрасные обзоры и монографии, например [13, 20–23]. В данной работе нас главным образом интересуют вопросы, касающиеся особенностей электронной структуры на поверхности (вблизи границ раздела с другими материалами) у ФМ-манганитов с металлическим типом проводимости, а также вопросы, касающиеся эффективности использования этих материалов в качестве инжекторов и детекторов поляризованных электронов в наноструктурах.

2.3. Манганиты как материалы с высокой спиновой поляризацией

Огромный дополнительный всплеск интереса к манганитам был вызван свойствами, не связанными с фазовым расслоением. Оказалось, что некоторые из марганцевых оксидов со структурой перовскита могут относиться к классу полуметаллических ферромагнетиков, т.е. к материалам, у которых только одна спиновая подзона занята на уровне Ферми, что приводит к 100 %-ной спиновой поляризации. Поскольку величина спиновой поляризации является ключевой в проявлении спин-зависимых эффектов, манганиты оказались объектами интенсивных исследований в качестве источников и детекторов поляризованных электронов в магнитных низкоразмерных структурах. Наиболее часто исследователи обращаются к "классическим" манганитам, составы которых близки к $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (ниже для краткости манганиты, допированные Sr, мы будем обозначать как LSMO, а La–Ca манганиты — как LCMO). Эти материалы обладают металлическим типом проводимости ниже температуры перехода в

ФМ-состояние и довольно высокими T_C . Для так называемых "оптимально допированных" манганитов, $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$, — это ≈ 370 К (самая высокая T_C среди манганитов) и ≈ 270 К соответственно. Металлический тип проводимости, высокие температуры перехода в ФМ-состояние, а также хорошо отработанная технология получения и химическая стабильность таких манганитов предопределяют выбор указанных составов.

Несмотря на сделанные ещё в середине 1990-х годов предсказания о принадлежности LSMO и LCMO к классу полуметаллических ферромагнетиков [24], многие экспериментальные данные о спиновой поляризации этих материалов, полученные различными методами, оказались весьма противоречивыми. Один из наиболее мощных и хорошо развитых методов измерения спиновой поляризации электронов в ферромагнетиках — метод сверхпроводящей туннельной спектроскопии [25]. В основе метода лежит измерение проводимости туннельного контакта ферромагнетик–диэлектрик–сверхпроводник и анализ результатов на основе представлений о зависимости плотности состояний квазичастиц в сверхпроводнике от туннельного тока и о спиновом расщеплении сверхпроводящей плотности состояний в магнитном поле. Но измерения туннельной проводимости, выполненные на высококачественных контактах с барьером из SrTiO_3 (STO), LSMO/STO/Al [26], дали величину спиновой поляризации для манганита всего 72%. Авторы предположили, что на величину P может оказывать влияние поверхность раздела манганита и материала барьера.

Другой метод исследований спиновой поляризации — фотоэмиссионная спектроскопия со спиновым разрешением. Привлечение этого метода позволило авторам сделать заключение о полуметаллическом характере LSMO ниже T_C , т.е. о принадлежности этого манганита к классу полуметаллических ферромагнетиков [27]. Результаты исследований схематически представлены на рис. 5. При $T \ll T_C$ спины 3d-электронов Mn ориентированы ферромагнитно благодаря двойному обменному ФМ-взаимодействию. Таким образом, 3d-состояния ионов марганца, которые простираются до ε_F , имеют

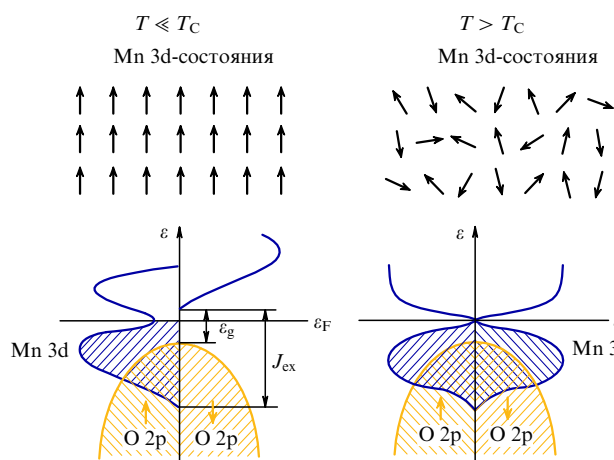


Рис. 5. Энергетическая диаграмма манганита при $T \leq T_C$ и $T > T_C$. J_{ex} — обменная энергия, ε_g — диэлектрическая щель в плотности состояний для электронов с направлением спинов, противоположным направлению намагниченности. (Из работы [27].)

только одно основное спиновое состояние ("спин вверх"). 2р-состояния кислорода, которые имеют оба направления спина (плотности состояний симметричны для электронов со спином "вверх" и "вниз"), находятся на 0,6 эВ ниже энергии Ферми. Следовательно, металлический тип проводимости определяется носителями заряда в 3d-состояниях ионов Mn только с одним направлением спина ("спин вверх"). Для другого, неосновного, направления спина ("спин вниз") незаполненные 3d-состояния Mn отделены диэлектрической щелью от заполненных 2р-состояний кислорода.

При температурах выше T_C спиновая поляризация носителей заряда исчезает. Действительно, магнитные моменты ионов марганца становятся разупорядоченными, и асимметрия в плотности 3d-состояний Mn для двух направлений спина исчезает. В соответствии с механизмом двойного обменного взаимодействия потеря ФМ-порядка в системе уменьшает энергию электронного переноса, и плотность электронных состояний на E_F почти исчезает.

2.4. Магнитные туннельные контакты на основе манганитов

Конечно же, доказательством высокой спиновой поляризации носителей заряда в манганитах может служить непосредственное исследование магнитных туннельных контактов с электродами из манганитов и величины ТМС в них. Уже первые эксперименты, выполненные на туннельных контактах LSMO/STO/LSMO, продемонстрировали очень большую величину ТМС при низких температурах, что соответствовало спиновой поляризации $P > 0,8$ [28–30]. Вместе с тем эта высокая спиновая поляризация быстро убывала при увеличении температуры и практически исчезала около 250 К, что намного ниже температуры ФМ-упорядочения в LSMO (370 К). Для объяснения причин такого поведения можно сделать два предположения [31]. Это связано либо с собственным поверхностным эффектом в манганите, а именно с ослаблением обменного взаимодействия в приповерхностной области, либо с качеством интерфейса манганит–диэлектрик, который формируется на технологической стадии и зависит от природы материала, используемого в качестве потенциального барьера. На самом деле обе причины сказываются на величине спиновой поляризации.

На сегодняшний день стало очевидно, что степень поляризации определяется не столько свойствами объёмного ферромагнетика, сколько свойствами поверхности материала вблизи границы раздела (или даже интерфейса ферромагнитный металл–диэлектрик) шириной фактически в несколько атомных слоёв [1, 32]. У манганитов есть свои особенности. Эти материалы крайне чувствительны к локальным кристаллическим свойствам, поэтому дефектная поверхностная структура манганита и поверхностные структурные напряжения, индуцированные различием в постоянных решётки манганита и материала барьера, способны существенно подавить ферромагнитный порядок в приповерхностных слоях. Более того, подавление ферромагнитного порядка может сопровождаться подавлением проводящих свойств поверхностного слоя, что обязательно скажется на сохранении спиновой поляризации тока, протекающего через такой слой. По-видимому, именно потеря магнитных свойств в граничном слое может

объяснить тот факт, что спиновая поляризация исчезает при температурах существенно ниже T_C для объёмного манганита, независимо от природы потенциального барьера.

Безусловно, качество интерфейса манганит–барьер и, следовательно, величина поляризации туннелирующих электронов зависят также от выбора материала барьера. В своё время были исследованы туннельные переходы с барьерами из SrTiO_3 , $\text{Ce}_{1-x}\text{La}_x\text{O}_{2-x/2}$, $\text{PrBaCu}_{2,8}\text{Ga}_{0,2}\text{O}_7$, NdGaO_3 [33]. Исследования подтверждают сделанные выводы. Наверное, самый лучший результат среди магнитных туннельных переходов на основе манганитов был получен на полностью эпитаксиальной трёхслойной структуре LSMO (35 нм)/STO (2,8 нм)/LSMO (10 нм) [34]. Структура получалась с использованием метода импульсного лазерного напыления. Особое внимание авторы уделяли качеству границ LSMO/STO; сканирующая спектроскопия потерь энергии электронов (scanning electron energy loss spectroscopy), выполненная с атомным разрешением, показала только слабую модификацию электронных свойств LSMO на границе с STO-барьером по сравнению с областями внутри слоя LSMO. Туннельный контакт формировался с привлечением методов ультрафиолетовой литографии и ионного травления. Размеры туннельных контактов не превышали 6×6 мкм. Величина магнетосопротивления у таких контактов достигала 1800 % при температуре 4 К (рис. 6); если оставаться в рамках модели Жульера, то это соответствует спиновой поляризации электродов из манганита, по крайней мере, $P \sim 95$ %. Этот результат ещё раз подтверждает, что манганит LSMO может быть отнесён к классу полуметаллических ферромагнетиков и, в принципе, при использовании хорошо развитой технологии может использоваться для элементов устройств спинтроники. В то же время магниторезистивный эффект и, следовательно, ненулевая спиновая поляризация в обсуждаемом случае сохранялись только до 270 К. И хотя это больше, чем наблюдалось в других экспериментах, пока говорить о перспективах широкого практического применения манганитов не приходится.

Здесь необходимо остановиться ещё на ряде моментов, имеющих отношение к выбору материала туннельного барьера (впрочем, это имеет отношение не только к

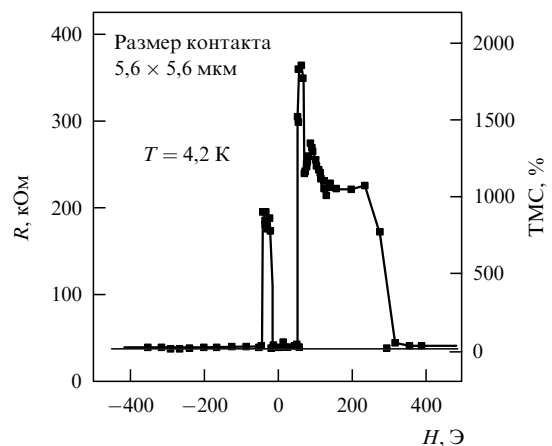


Рис. 6. Поведение туннельного магнетосопротивления при изменении поля для магнитного туннельного контакта $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3/\text{SrTiO}_3/\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$. (Из работы [34].)

туннельным контактам на основе манганитов) [35]. Основное требование к слою диэлектрика между ферромагнитными электродами, играющему роль потенциального барьера, — это однородность, отсутствие дефектов и примесей в диэлектрике. С одной стороны, тривиальное рассеяние электронов на дефектах (особенно парамагнитных) будет приводить к потере ими "спиновой памяти" при туннелировании. С другой стороны, при наличии определённого типа дефектов транспорт в барьере может приобретать режим перескока носителей заряда с переменной длиной прыжка, при котором электроны туннелируют между следующими один за другим дефектными состояниями, что в конечном счёте также ведёт к потере спин-поляризованного состояния электронов при прохождении через потенциальный барьер.

Очень сильное влияние на туннельный ток в магнитных туннельных контактах оказывает электронная структура вблизи интерфейсов между ФМ-электродами и диэлектрическим барьером. Действительно, как мы уже упоминали, многочисленные эксперименты и расчёты показывают, что лишь несколько монослоёв материалов электродов вблизи интерфейса ферромагнетик–диэлектрик определяют величину и поведение ТМС. Причиной может быть простое проникновение атомов электрода и барьера друг в друга вблизи интерфейса в результате выбранной технологии, приводящее к возникновению примесей или образованию нестехиометрического состава. Следствием будет потеря спин-поляризованного состояния носителей заряда на интерфейсах структуры. Но даже если сделать границу раздела идеальной, образование химической связи между атомами ФМ-металла и диэлектрика может привести к кардинальным изменениям электронной структуры интерфейса. Характер химической связи определяется исключительно природой сопрягаемых материалов. В итоге, например, спиновая поляризация в объёме ферромагнетика и на границе с диэлектриком может различаться весьма существенно, вплоть до потери спиновой поляризации или изменения знака спиновой поляризации при прохождении электронами области интерфейса. Характер связи будет определять и эффективность перехода электронов через интерфейс.

2.5. Использование туннельных контактов на основе манганитов для анализа спиновой информации

Выше мы уже сделали заключение о том, что отсутствие спиновой поляризации при комнатной температуре является главным препятствием для практических приложений манганитов в качестве элементов устройств спинтроники. Но наличие высокой, по сути рекордной, спиновой поляризации при низких температурах, хорошо отработанная технология получения высококачественных тонких плёнок манганитов, воспроизводимость свойств, развитые методы расчёта электронной структуры дали мощный импульс активному использованию этого материала в экспериментах по изучению спин-зависимых транспортных свойств, для исследования зонной структуры материалов, в качестве эффективных спиновых инжекторов и спиновых детекторов.

Идея подобного использования манганитов была высказана и реализована уже в конце 1990-х годов, когда стало ясно, что их спиновая поляризация приближается к 100 %. Прежде всего, исследование проводимо-

сти и ТМС в структуре с электродами из манганита LSMO/STO/LSMO в зависимости от напряжения смещения позволило довольно точно количественно описать зонную структуру самого манганита [36]. Полученные таким образом результаты находились в хорошем согласии с данными экспериментов по спин-поляризованной инверсной фотоэмиссии (spin-polarized inverse photoemission). Это позволило авторам говорить о широких перспективах применения магнитных туннельных структур с электродами из полуметаллических ферромагнетиков для проведения спектроскопических исследований со спиновым разрешением.

Обнаружение положительного магнетосопротивления в гетероструктуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{STO}/\text{LSMO}$ позволило сделать заключение об особенностях электронной структуры магнетита: на уровне Ферми преобладают электронные состояния с антипараллельным направлением спина по отношению к намагниченности ферромагнетика [37]. Такой тип ферромагнетиков в англоязычной литературе обычно называют MISC (minority spin carriers) ферромагнетиками, в отличие от MASC (majority spin carriers) ферромагнетиков, у которых спины носителей заряда ориентированы параллельно суммарной намагниченности.

Использование LSMO в качестве спинового анализатора в туннельном контакте $\text{Co}/\text{STO}/\text{LSMO}$ и исследование ТМС также позволили получить информацию о структуре плотности электронных состояний ферромагнитного кобальта [38]. Действительно, поведение ТМС, изменение величины и даже знака при изменении напряжения смещения на туннельном контакте полностью отражают структуру спиновых подзон плотности электронных состояний (рис. 7).

Можно отметить также исследование туннельных структур, построенных на основе манганитов с дырочным ($\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$) и электронным ($\text{La}_{0,7}\text{Ce}_{0,3}\text{MnO}_3$) допированием [39]. Магниторезистивные характеристики структуры позволяют заключить, что $\text{La}_{0,7}\text{Ce}_{0,3}\text{MnO}_3$ относится к MISC-типу ферромагнетиков и обладает высокой степенью спиновой поляризации. Фактически его можно отнести к классу полуметаллических ферромагнетиков. Результат весьма заманчивой, поскольку комбинирование манганитов с дырочным и электронным допированием может открыть новые возможности при разработке устройств спинтроники.

Чуть более подробно мы остановимся на несколько необычном, но весьма показательном примере использования манганита, а именно на исследовании спин-поляризованного транспорта в немагнитной углеродной нанотрубке (УНТ) [40]. Конечно, основной целью работы было исследование особенностей спинового транспорта в нанотрубках. Такие эксперименты стали очень популярными в последнее время, и связано это с большим временем жизни спинового состояния в нанотрубках из-за слабого спин-орбитального взаимодействия и с высокой фермиевской скоростью носителей заряда. Но примечательно, что устройство для проведения измерений включает эпитаксиальные электроды из LSMO, работающие как исток и сток поляризованных электронов. Электроды сформированы таким образом, что обеспечивают резкое и независимое переключение намагниченности между параллельной и антипараллельной конфигурациями, а электрический контакт между электродами обеспечивается одиночной многостенной

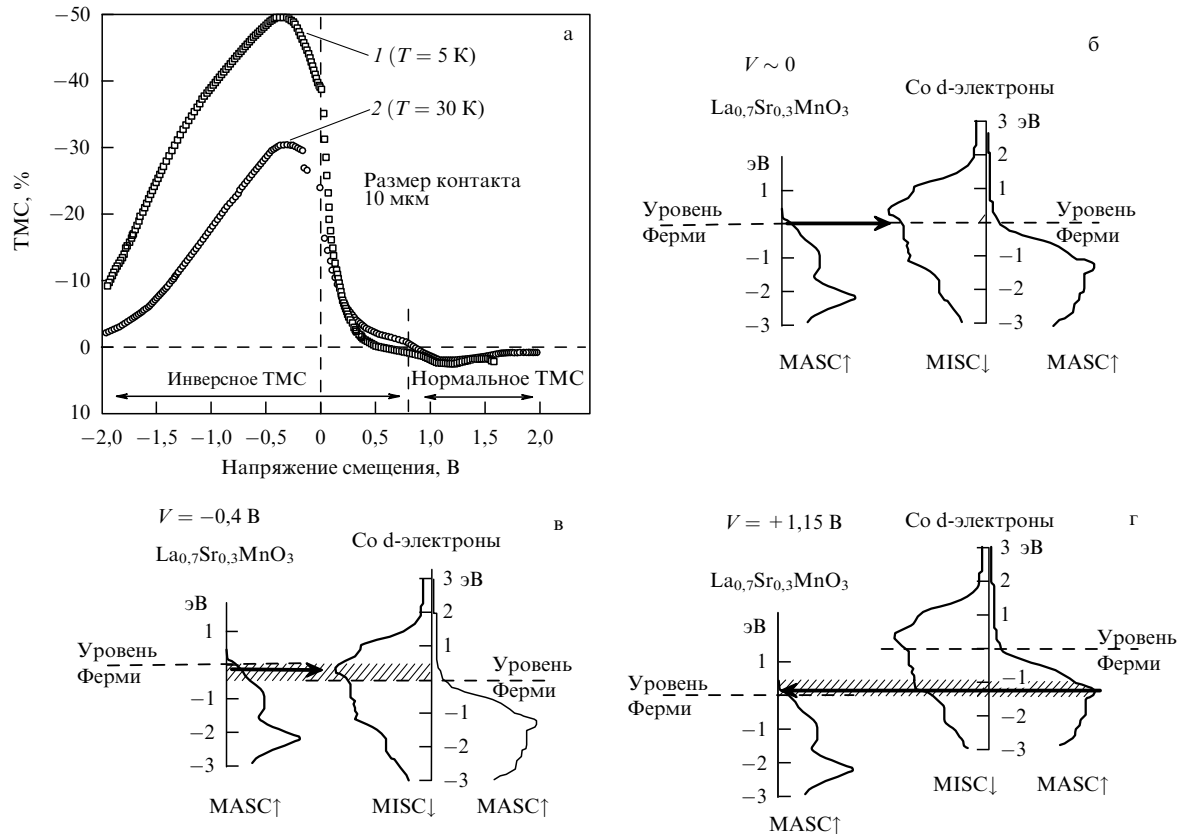


Рис. 7. (а) TMC как функция напряжения смещения для туннельных контактов Co/STO/LSMO размером 10 мкм. (б–г) Относительное положение плотности электронных d-состояний в Co и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ для различных напряжений смещения; рисунки поясняют связь TMC и плотности электронных состояний в ферромагнитных электродах туннельной структуры; стрелками показаны направления тунnelирования; заштрихованные области — области в плотностях электронных состояний для Co и $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, электроны которых главным образом дают вклад в туннельный ток. (Из работы [38].)

УНТ, которая лежит на электродах сверху (рис. 8а, б). Такая геометрия, а самое главное, использование манганита для электродов позволили решить сразу несколько проблем экспериментального характера. Во-первых, LSMO обеспечивает высокую спиновую поляризацию электродов (не менее 80%), которая остаётся таковой и на интерфейсе LSMO–УНТ. Такое заключение было подтверждено первопринципными вычислениями, выполненными методом функционала плотности (рис. 8в). Во-вторых, LSMO — оксидное соединение, что обеспечивает его высокую химическую стабильность, устойчивость к внешним воздействиям. Это позволяет закреплять нанотрубки на электродах измерительного устройства *ex situ*. И, наконец, в-третьих, естественным образом решалась проблема "рассогласования проводимостей" контактирующих материалов.

Эта проблема достаточно неординарна, впервые она была поставлена в [41] при рассмотрении задачи об эффективности спиновой инжекции из ФМ-металла в полупроводник. Установлено, что при непосредственном контакте таких материалов ток при проникновении в полупроводник оказывается почти полностью деполаризованным. Решение данной проблемы было предложено в [42, 43]. Предлагалось осуществлять инжекцию/экстракцию спин-поляризованного тока в полупроводник/из полупроводника, используя спин-зависимое поверхностное сопротивление. Реализовать это можно, формируя на границе материалов туннельный переход.

Эффективность инжекции/экстракции через туннельный переход была продемонстрирована экспериментально [44]. В нашем примере на границе LSMO и УНТ туннельный барьер образуется естественным образом, что решает задачи эффективной инжекции спин-поляризованного тока в нанотрубку и детектирования спинового состояния электронов.

В заключение заметим, что результаты исследования устройства, включающего ферромагнитные элементы и немагнитный токовый канал (УНТ), показали очень большой магниторезистивный эффект (61% при 5 K), намного превышающий полученные ранее значения для подобных систем. Это свидетельствует о действительно большом времени спиновой релаксации в УНТ и о хорошей совместимости манганитов и углеродных нанотрубок в устройствах со спиновой поляризацией материалов. Причём авторы считают, что результат носит общий характер и будет выполняться для широкого класса углеродных низкоразмерных систем, а не только для УНТ определённого типа. Таким образом, речь идёт о больших прикладных возможностях углеродных систем, а также о комбинации их с ферромагнитными манганитами для перспективных устройств спинтроники. С другими исследованиями спин-зависимых эффектов в нанотрубках и некоторых органических материалах, где манганиты используются как эффективные источники и детекторы поляризованного тока, можно ознакомиться в обзоре [45].

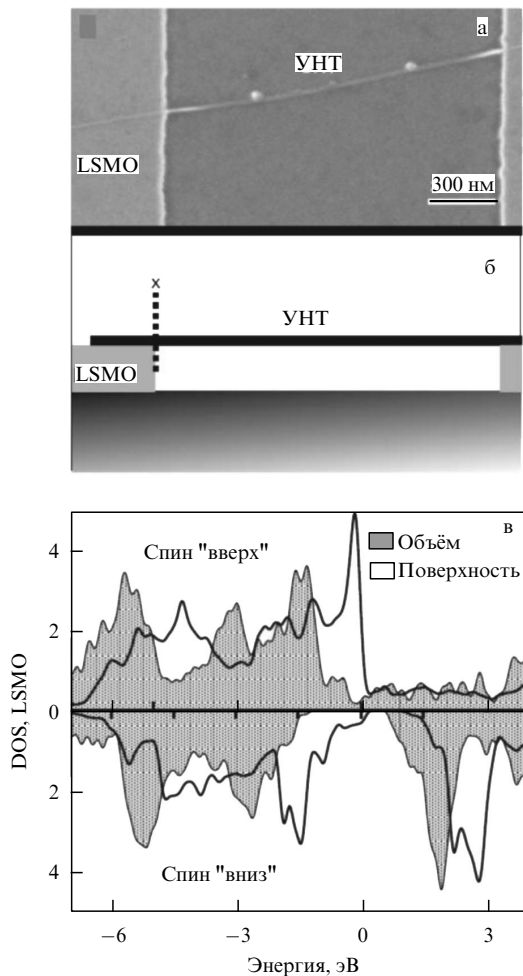


Рис. 8. (а) Изображение (полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа) углеродной нанотрубки между двумя LSMO-электродами; (б) схематическое изображение положения нанотрубки на электродах; (в) первопринципные расчёты плотности электронных состояний (DOS) для спинов "вверх" и "вниз" в объёме и на поверхности LSMO. (Из работы [40].)

3. Спин-зависимые транспортные свойства туннельных структур на основе манганитов в геометрии "ток в плоскости" структуры

3.1. Управляемый током эффект переключения токовых каналов; нелинейные транспортные свойства

Традиционно для наблюдения эффектов спин-зависимого транспорта в магнитных туннельных структурах используется геометрия, при которой ток перпендикулярен плоскости (ТПП) структуры (рис. 9а) (в англоязычной литературе — current-perpendicular-to-plane (CPP) geometry). Конечно, это наиболее естественная геометрия, и в этом случае проще интерпретировать наблюдаемые явления. Вместе с тем возникает вопрос: может ли дать что-то новое использование геометрии "ток в плоскости" (ТВП) структуры, при которой ток пропускается параллельно границам интерфейсов (рис. 9б) (в англоязычной литературе — current-in-plane (CIP) geometry). Хорошо известно, например, что в многослойных вентильных гетероструктурах ФМ-металл–нормальный металл эффект гигантского магнетосопротивления проявляется и в ТПП-, и в ТВП-геометрии. Первые

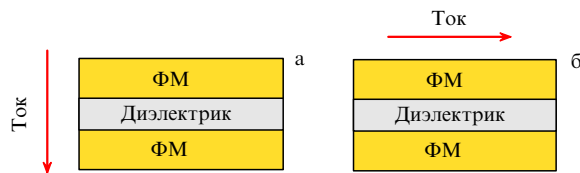


Рис. 9. Два типа многослойных магнитных структур для исследования транспортных свойств: (а) ТПП-геометрия, (б) ТВП-геометрия.

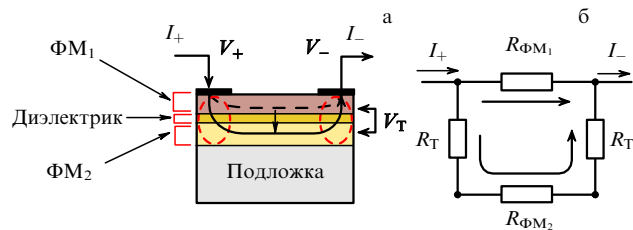


Рис. 10. (а) Магнитная туннельная структура в геометрии "ток в плоскости"; (б) эквивалентная электрическая схема.

эксперименты для таких структур были выполнены именно при пропускании электрического тока вдоль слоёв структуры [1].

Интересные эффекты наблюдались в ТВП-геометрии для многослойных гибридных структур ФМ-металл–диэлектрик–полупроводник [46, 47]. Говоря о мотивации исследований в ТВП-геометрии, можно также вспомнить, что в туннельных структурах удаётся формировать двумерный электронный газ вдоль границы полупроводник–диэлектрик, который и определяет транспортные свойства структур в планарной геометрии. Таким образом, вполне ожидаемы новые проявления электронного транспорта в магнитных туннельных структурах при протекании тока вдоль слоёв структуры. Кроме того, использование ТВП-геометрии иногда более предпочтительно и с практической точки зрения, например, в тех же гибридных полупроводниковых структурах, объединяющих ФМ-элементы и элементы традиционной полупроводниковой электроники, для которых, как известно, используется планарная технология.

Поскольку, с нашей точки зрения, в литературе не уделено должного внимания обсуждаемому вопросу, остановимся на нём довольно подробно. На примере гипотетической магнитной туннельной структуры, которая состоит из двух ФМ проводящих слоёв, разделённых тонким слоем диэлектрика (рис. 10), рассмотрим возможные сценарии электронного транспорта в структуре в геометрии "ток в плоскости". Поскольку токовые контакты нанесены на верхний проводящий слой (ФМ₁), а нижний проводящий слой (ФМ₂) отделён потенциальным барьером (диэлектрик), естественно предположить, что ток будет течь по верхнему электроду и все транспортные свойства будут определяться свойствами верхней плёнки. Ничего интересного. Примем теперь, что сопротивление верхнего слоя $R_{ФМ1}$ существенно выше сопротивления нижнего слоя $R_{ФМ2}$ ($R_{ФМ2} \ll R_{ФМ1}$). При малых напряжениях на структуре ток, как и предполагалось ранее, течёт по верхнему слою, но по мере увеличения напряжения на токовых контактах V на туннельных переходах под контактами возникнет напряжение смещения V_T . Увеличение последнего ведёт к уменьшению

сопротивления туннельных переходов R_T , и когда R_T становится меньше, чем сопротивление верхней плёнки R_{FM1} , происходит переключение токового канала. Ток начинает течь главным образом по нижнему слою структуры. При этом следует ожидать резкого изменения вольт-амперных характеристик (ВАХ) структуры. Если принять во внимание, что сопротивление туннельных переходов зависит от взаимной ориентации намагниченностей ФМ-слоёв, то появляется возможность с помощью магнитного поля управлять процессом переключения токовых каналов в структуре с ТВП-геометрией. Такое управляемое переключение будет проявляться как магнитоинертивный эффект.

В полной мере описываемый сценарий управляемого переключения токовых каналов проявился в исследованной нами туннельной структуре на основе манганита $La_{0,7}Sr_{0,3}MnO_3$. Следуя результатам работ [48–50], покажем возможность проявления новых транспортных и магнитотранспортных свойств в магнитной туннельной структуре в ТВП-геометрии.

Туннельная структура была приготовлена методом импульсного лазерного напыления на подложке SiO_2 (001). На подложку последовательно наносились слои Si и LSMO, затем структура отжигалась в кислородной атмосфере. В результате выбранного технологического процесса структура приобретает вид, подобный приведённому на рис. 10а, а состав слоёв оказывается следующим: нижний слой — моносилцид марганца (MnSi) толщиной ~ 10 нм, верхний слой — плёнка LSMO толщиной до 100 нм, на границе раздела — слой манганита с недостатком марганца ($LSM_{1-\delta}O$) толщиной до 5 нм. Причиной формирования такого состава структуры является большой коэффициент диффузии Mn в Si [51]. Образующийся слой $LSM_{1-\delta}O$ оказывается диэлектриком и играет роль потенциального барьера между электродами MnSi и LSMO. Что касается нижнего слоя, то известно, что MnSi обладает металлическим типом проводимости и имеет температуру перехода в ФМ-состояние ~ 30 К [52], что подтверждается данными магнитных измерений.

Результаты исследований транспортных свойств условно можно разделить на две части: нелинейные транспортные свойства и влияние магнитного поля на проводимость структуры. Обратимся сначала к рассмотрению нелинейных свойств. ВАХ структуры имеют начальный почти линейный участок, затем при некоторой критической величине тока I_{th} происходит резкое изменение наклона зависимостей (рис. 11а). Объясняется такое поведение следующим образом. При малых значениях I мы наблюдаем линейную зависимость $V(I)$, что и следовало ожидать для манганита. Увеличение I приводит к возникновению напряжения смещения V_T ($V_T \ll V$) на туннельных переходах под токовыми контактами и связанного с ним увеличения туннельного тока I_T через потенциальный барьер, разделяющий верхний и нижний слои структуры. В результате при $I > I_{th}$ ток начинает преимущественно течь по слою MnSi, сопротивление которого R_S мало по сравнению с сопротивлением плёнки манганита R_M . Аппроксимация экспериментальных ВАХ в рамках эквивалентной схемы (рис. 10б) с использованием формулы Симмонса [7], полученной для туннельного тока I_T в приближении упругого туннелирования через потенциальный барьер, дала вполне удовлетворительные результаты (рис. 11б).

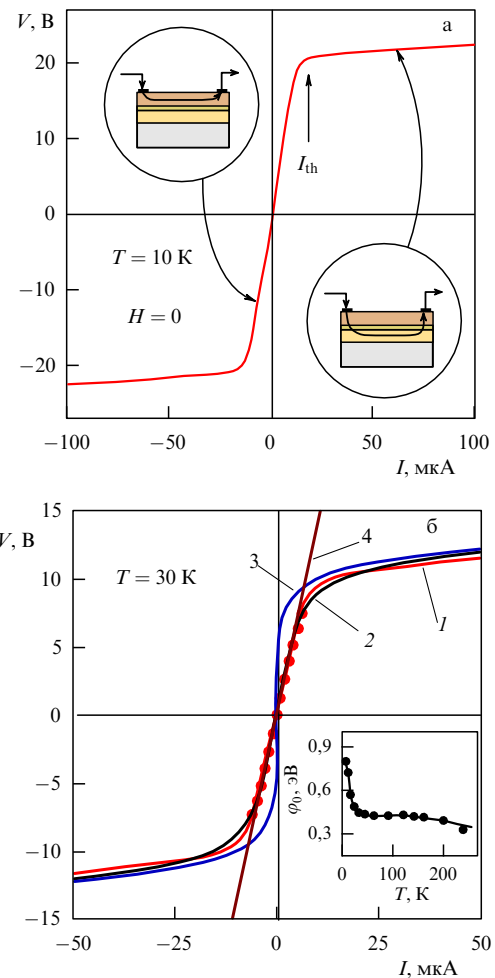


Рис. 11. Магнитная туннельная структура в геометрии "ток в плоскости". (а) ВАХ структуры; вставки качественно поясняют, что резкое изменение поведения ВАХ обусловлено переключением токового канала при токе I_{th} . (б) Пример аппроксимации ВАХ в рамках эквивалентной схемы, показанной на рис. 10б: 1 — экспериментальная зависимость, 2 — результат аппроксимации, 3 — ВАХ туннельного перехода (формула Симмонса), 4 — ВАХ верхней плёнки LSMO; на вставке приведена температурная зависимость средней высоты потенциального барьера, полученная при аппроксимации.

Значения параметров оказались следующими: ширина потенциального барьера $\Delta x = 5$ нм, а средняя высота потенциального барьера изменяется при изменении температуры от $\phi_0 \cong 0,3$ эВ при 250 К до $\phi_0 \cong 0,8$ эВ при 5 К (вставка на рис. 11б), что вполне согласуется с данными о составе структуры. Изменение ϕ_0 может быть результатом изменения электронной структуры материалов, составляющих туннельный переход, при ФМ-упорядочении [53]. Для некоторых манганитов [54] ниже T_C происходит anomalously большой сдвиг химического потенциала, пропорциональный квадрату намагниченности манганита. Таким образом, происходит увеличение работы выхода у манганита при переходе в ФМ-состояние по сравнению с остающимся в немагнитном состоянии граничным обеднённым слоем, играющим роль потенциального барьера. Как результат, ϕ_0 увеличивается по мере роста намагниченности манганита. Это и наблюдается в области высоких температур. Рост ϕ_0 ниже 30 К естественно объяснить ростом работы выхода в слое MnSi после его перехода в ФМ-состояние при ~ 30 К.

3.2. Переключение токовых каналов, управляемое магнитным полем; магниторезистивный эффект

Какие возможности управления транспортными свойствами структуры даёт магнитное поле? Исследование ВАХ в магнитном поле H показало, что при $T > 30$ К влияние поля наблюдается только для токов $I < I_{th}$. Действие H в этой области токов полностью определяется магниторезистивными свойствами плёнки манганита. Магнетосопротивление имеет отрицательный знак, и его величина не зависит от величины измеряемого тока, что характерно для манганитов. При $I > I_{th}$ наблюдается эффект переключения, и ток начинает преимущественно течь по нижнему слою структуры. Поскольку MnSi не обладает заметной величиной магнетосопротивления, а ток через туннельные переходы при $T > 30$ К не зависит от H , магниторезистивный эффект при $I > I_{th}$ не наблюдается. При $T < 30$ К в слое MnSi возникает ФМ-порядок, и структура представляет собой уже магнитный туннельный переход. Ток через такой переход будет зависеть от взаимной ориентации намагниченностей M_M и M_S в слоях LSMO и MnSi соответственно. Рисунок 12а демонстрирует, что ниже 30 К эффект отрицательного магнетосопротивления для $I < I_{th}$ сохраняется, но дополнительно обнаруживается сильное влияние H и на участке ВАХ, соответствующем $I > I_{th}$. Так, для $T = 10$ К уже в поле порядка 1 кЭ ВАХ становится практически линейной (рис. 12б, в). Это можно интерпретировать как обратное переключение токового канала из нижнего в верхний слой структуры за счёт уменьшения туннельного тока в магнитном поле.

Таким образом, обнаруживается несколько возможностей управлять переключением токовых каналов в магнитной туннельной структуре в ТВП-геометрии. Ток смещения приводит к переключению токового канала из верхнего в нижний слой структуры, а внешнее магнитное поле — к обратному переключению. Последнее определяет эффект положительного магнетосопротивления в магнитной туннельной структуре с абсолютно новым механизмом, который ранее никем не рассматривался. Предлагаемый механизм обуславливает и основные особенности проявления эффекта — положительное магнетосопротивление индуцируется током смещения, а его величина растёт с увеличением тока смещения (как мы знаем, обычно увеличение смещения быстро подавляет эффект ТМС). Величина магнетосопротивления может достигать 350 %, насыщения эффекта в описываемых экспериментах не наблюдается (рис. 12г).

Рассматривая зависимость туннельного тока от взаимной ориентации намагниченностей ФМ-электродов, следует, по-видимому, предположить, что ферромагнетики в описываемом случае относятся к разным типам: LSMO — ферромагнетик MASC-типа, а MnSi следует отнести к ферромагнетикам MISC-типа (что, в принципе, подтверждается расчётами плотности электронных состояний [55]). Только в этом случае сопротивление перехода при параллельной ориентации намагниченностей электродов будет больше, чем при антипараллельной [56]. В отсутствие магнитного поля, благодаря магнитостатическому взаимодействию, M_M и M_S ориентированы антипараллельно, сопротивление туннельного перехода минимально, и при $I > I_{th}$ ток в структуре течёт по нижнему слою. Магнитное поле стремится ориентировать M_M и M_S параллельно, сопротивление перехода

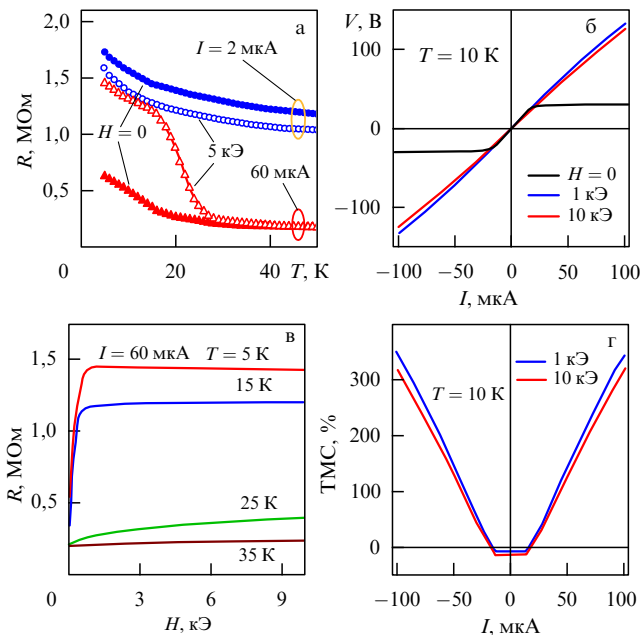


Рис. 12. Структура LSMO/LSM₁₋₀/MnSi/SiO₂ в геометрии "ток в плоскости": (а) температурная зависимость сопротивления при двух токах смещения, выше и ниже критического I_{th} ; (б) ВАХ без магнитного поля и в полях 1 и 10 кЭ; (в) зависимость сопротивления от магнитного поля при токе $I = 60$ мкА при различных температурах; (г) зависимость магнетосопротивления от тока смещения через структуру.

увеличивается и становится больше, чем R_M , ток даже при $I > I_{th}$ начинает течь преимущественно по верхнему слою структуры, $V-I$ характеристика которого линейна.

Итак, мы продемонстрировали, что в магнитной туннельной структуре в геометрии "ток в плоскости" при определённых условиях наблюдаются абсолютно новые проявления спин-зависимого электронного транспорта. Появляется возможность реализовать эффект переключения токовых каналов между проводящими слоями структуры, разделёнными потенциальным барьером. Управлять таким переключением можно с помощью тока смещения и магнитного поля. Следствием такого переключения оказываются нелинейная ВАХ, управляемая магнитным полем, а также магнетосопротивление с величиной, управляемой как током смещения, так и магнитным полем. Немаловажным моментом являлся выбор материала манганита для построения туннельной структуры. Это обеспечило оригинальный технологический подход для формирования структуры с заданными свойствами и требуемого качества, а также высокую спиновую поляризацию, по крайней мере, одного из электродов.

Заметим также, что обнаруженный новый механизм магнетосопротивления в магнитной туннельной структуре в ТВП-геометрии позволил нам предложить принципиально новый магниторезистивный элемент для практических приложений [57].

4. Кооперативные системы магнитных туннельных контактов на основе манганитов

4.1. Ферромагнитные гранулированные материалы как кооперативные системы магнитных туннельных контактов

Ещё один привлекательный аспект исследований в последнее время — проявление эффектов спин-зависи-

мого туннелирования в кооперативной системе, т.е. системе, состоящей из большого числа однотипных магнитных туннельных контактов. Одно из видимых преимуществ таких систем — возможность простого усиления спин-зависимых электронных эффектов. С другой стороны, можно ожидать появления новых эффектов, характерных только для кооперативных систем. Хорошо известно, например, что в сложных системах при определённых условиях может возникать коллективно упорядоченное динамическое состояние; классическим примером является самосинхронизация осцилляций для большой системы взаимодействующих джозефсоновских контактов [58].

Перспективными материалами для исследования явлений, вызванных спин-зависимым электронным транспортом в кооперативных туннельных системах, представляются гранулированные магнитные материалы, в которых ФМ-гранулы с металлической проводимостью разделены тонкими диэлектрическими границами. Эти границы играют роль туннельных барьеров, формируя, таким образом, разветвлённую сеть магнитных туннельных контактов. Сопротивление такой системы будет зависеть от направления намагниченностей в гранулах вблизи контактов.

Авторы работы [59] были первыми, кто предложил механизм межгранульного спин-зависимого туннелирования для объяснения транспортных свойств ФМ гранулированных систем. Наиболее полное теоретическое объяснение магниторезистивного эффекта, связанного с межгранульным туннелированием, было дано позднее [60]. Авторы применили свою теорию для объяснения особенностей магнитотранспортных свойств гранулированной плёнки ферромагнитного Ni. В модели учитывалась дополнительная обменная энергия, возникающая в случае, когда магнитные моменты соседних гранул непараллельны, а также то, что спин электрона сохраняется при туннелировании между гранулами. При учёте только линейных членов в разложении для магнитной энергии выражение для магнетосопротивления имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = -\frac{PJ}{4k_B T} [M^2(H, T) - M^2(0, T)], \quad (9)$$

где J — обменная константа, P — электронная поляризация металла, M — намагниченность. Таким образом, предложенная модель даёт возможность предсказывать и температурные, и полевые зависимости величины магнетосопротивления в гранулированных магнитных плёнках, представляющих собой фактически кооперативную систему магнитных туннельных контактов.

4.2. Гранулированные материалы на основе манганитов; микроструктура

Наблюдаемые магниторезистивные эффекты в гранулированных образцах никеля, о которых шла речь выше, имели незначительную величину, составляющую не более нескольких процентов. Это объяснимо, поскольку степень поляризации электронов проводимости P в Ni не превышает 11%. Поэтому не случайно, что новый всплеск интереса к спин-зависимым транспортным эффектам в ФМ гранулированных средах связан с манганитами.

Действительно, как мы уже знаем, спиновая поляризация P в ФМ-манганитах может достигать почти 100%,

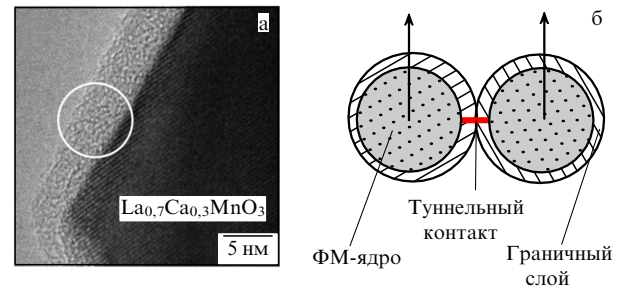


Рис. 13. (а) Изображение гранулы $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа; хорошо виден тонкий неупорядоченный граничный слой, всегда образующийся на поверхности гранулы. (б) Рисунок, поясняющий формирование магнитных туннельных переходов в поликристаллическом образце манганита.

что может привести к значительному росту величины спин-зависимых эффектов по сравнению с гранулированными материалами на основе 3d-металлов. Но, кроме того, оказалось, что межгранульные туннельные переходы формируются в манганитах естественным образом. Действительно, наши исследования с использованием электронной микроскопии [61] и исследования других авторов показывают, что поликристаллические образцы манганитов, объёмные и в плёночном исполнении, имеют искомую гранулированную микроструктуру [62–64]. Каждая проводящая ФМ-гранула имеет ярко выраженный поверхностный слой (рис. 13а), структура и свойства которого отличаются от объёма гранулы. Считается, что поверхностный слой является неферромагнитным и обладает диэлектрическими свойствами. Толщина указанного граничного слоя составляет в зависимости от состава манганита и условий синтеза от 1 до 5 нм, поэтому если гранулы в образце соприкасаются, то граничные слои гранул играют роль туннельного барьера между проводящими гранулами, и в области контакта образуется магнитный туннельный переход (рис. 13б). Сопротивление такого перехода зависит от взаимной ориентации намагниченностей гранул \hat{m}_i и \hat{m}_j в области контакта:

$$R_T = R_{\uparrow\uparrow} + \frac{1}{2} (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}) (1 - \hat{m}_i \times \hat{m}_j). \quad (10)$$

Здесь $R_{\uparrow\uparrow}$ и $R_{\uparrow\downarrow}$ — сопротивление перехода при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей соответственно; R_T максимально при антипараллельной ориентации намагниченностей гранул в области контакта. Суммарная величина магнетосопротивления гранулированного образца будет определяться общим вкладом от сети магнитных туннельных контактов с учётом того, что в отсутствие магнитного поля реализуется случайное распределение направлений намагниченности гранул.

4.3. Гранулированные материалы на основе манганитов; туннельное магнетосопротивление

Для манганитов механизм спин-поляризованного межгранульного туннелирования впервые был применён для объяснения магниторезистивных свойств поликристаллического образца $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ [65]. Экспериментальные исследования показали, что наряду с эффектом

колоссального магнетосопротивления, который наблюдается вблизи магнитного фазового перехода, в поликристаллических образцах при низких температурах обнаруживается также дополнительный вклад в магнетосопротивление. Этот вклад имеет отрицательный знак, насыщается в низких магнитных полях, и его величина быстро падает с ростом температуры. Выше 200 К он, как правило, не наблюдается. В монокристаллах этого вклада нет. Принципиально низкополевое магнетосопротивление объясняется спин-зависимым туннелированием между ФМ-гранулами. При приложении магнитного поля магнитные домены в области контакта гранул (туннельный магнитный контакт) испытывают вращение, что сказывается на вероятности туннелирования носителей заряда и, следовательно, на величине сопротивления туннельного контакта. Казалось бы, изменение сопротивления должно происходить до тех пор, пока намагниченность не выйдет на насыщение, т.е. когда образец будет полностью намагничен. Оказалось, однако, что медленное изменение сопротивления происходит и в больших магнитных полях, когда образец можно считать намагниченным до насыщения; характерное поведение показано на рис. 14 [66]. Связано это изменение, вероятнее всего, с магнитной природой поверхностных слоёв гранул, играющих роль потенциальных барьеров. К данному вопросу мы вернёмся чуть позже.

Остановимся коротко на причинах формирования поверхностных слоёв на гранулах манганита и на их свойствах. Можно указать несколько причин, приводящих к появлению поверхностных слоёв со свойствами, резко отличающимися от свойств объёма материала.

1. На поверхности возможно отклонение состава манганита от номинального, например, за счёт кислородной нестехиометрии, а хорошо известно, что электрические и магнитные свойства манганитов очень сильно зависят от состава [13].

2. Кристаллическая структура на поверхности испытывает дополнительные напряжения, возможно появления дислокаций.

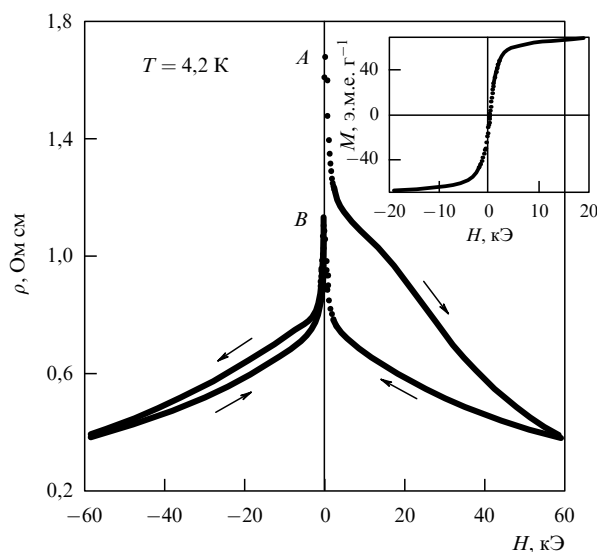


Рис. 14. Зависимость сопротивления от магнитного поля для поликристаллического $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ при температуре 4,2 К; на вставке: кривая намагничивания образца, полученная при той же температуре.

3. На поверхности происходит искажение и нарушение связей $\text{Mn}-\text{O}-\text{Mn}$, именно это является причиной подавления на поверхности ФМ обменного взаимодействия (двойной обмен) и появления диэлектрического состояния.

Совокупность всех перечисленных причин оказывает влияние на формирование свойств поверхностного слоя, поэтому неудивительно, что поверхностные слои являются сильно дефектными и, вероятнее всего, неупорядоченными, а их электронные и магнитные свойства сильно зависят от многих факторов: состава материала, условий получения, условий обработки. Здесь нужно отметить, что поверхностный слой, помимо того что он формирует потенциальный барьер, определяет также характер и силу межгранульных взаимодействий. Тем самым определяется характер зависимости намагниченностей гранул и, следовательно, сопротивления образца от магнитного поля.

Разными группами исследователей был предпринят целый ряд попыток выявить определяющие детали туннельного механизма сопротивления и магнетосопротивления в поликристаллических манганитах. Была исследована зависимость от природы поверхностного слоя, размеров гранул, пористости, исследовалась взаимосвязь магнитных и транспортных свойств [62–70]. Мотивация таких исследований вполне понятна — возможность управляемого создания кооперативных систем магнитных туннельных контактов с наперёд заданными магниторезистивными свойствами в слабых магнитных полях, что могло бы открыть перспективы практического применения таких систем.

Развитие технологии в последние годы дало возможность управлять размерами гранул в создаваемых образцах и даже синтезировать образцы с упорядоченной микроструктурой, управляемым образом изменять свойства потенциальных барьеров. Для анализа зависимости туннельной проводимости и туннельного магнетосопротивления в гранулированных образцах манганитов от высоты и толщины потенциальных барьеров применима простая феноменологическая модель. Обосновать её можно следующим образом. Проводимость одиночного туннельного контакта G_s обычно описывают в рамках модели Симмонса [7]. В приближении низких напряжений V и прямоугольного потенциального барьера модель даёт следующую зависимость:

$$G_s(V) = \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) [G_0 + G_1 V^2], \quad (11)$$

где множитель $\cos^2(\theta/2)$ вводится для учёта спин-зависимого туннелирования в предположении 100%-ной поляризации носителей заряда в гранулах, θ — угол между намагниченностями ферромагнитных гранул, составляющих туннельный переход. Константы G_0 и G_1 связаны с высотой φ и толщиной s барьера следующим образом:

$$G_0(\beta, s) = \frac{3,1 \times 10^{10}}{s^2} \beta e^{-\beta}, \quad (12)$$

$$G_1(\beta, s) = \left(\frac{1}{192\beta} - \frac{1}{64\beta^2} - \frac{1}{64\beta^3} \right) 6,84 \times 10^{10} s^2 e^{-\beta},$$

где $\beta = 1,025s\sqrt{\varphi}$. В этих формулах G_0 выражено в См см^{-2} , G_1 в $\text{См см}^{-2} \text{В}^{-2}$, s в Å и φ в эВ; β является

параметром, определяющим вероятность туннелирования через потенциальный барьер.

В случае поликристаллических материалов нужно ввести дополнительный параметр — количество барьеров, которые эффективно дают вклад в сопротивление. Это соответствует распределению проводимости по образцу. Если предположить, что λ — доля туннельных контактов между гранулами (находящимися на расстоянии l), которые дают вклад в падение напряжения на всём образце, выражение (11) для проводимости одиночного туннельного перехода модифицируется в следующее:

$$G(V) = \left\langle \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\rangle \left[\frac{G_0}{\lambda l/D} + \frac{G_1}{(\lambda l/D)^3} V^2 \right]. \quad (13)$$

Это уравнение связывает проводимость G и падение напряжения V для всего гранулированного образца. Множитель, отвечающий за спин-зависимое туннелирование в (11), конечно, должен быть заменён в случае целого образца средним значением по всем туннельным контактам. Реально именно этот множитель отвечает за поведение магнетосопротивления при изменении температуры и магнитного поля. Полагая, что в гранулированном образце оси анизотропии ориентированы случайным образом, можно воспользоваться условием, что в нулевом магнитном поле $\langle \cos^2(\theta/2) \rangle = 0,5$. Толщина барьера s — удвоенная толщина поверхностного слоя гранул t ($s = 2t$).

Как оказалось, используя описанную довольно простую модель, можно с хорошей точностью оценить основные параметры кооперативной системы, а именно, среднюю высоту φ и среднюю толщину s туннельных барьеров в образце. Наоборот, целенаправленно задавая на технологической стадии основные параметры туннельных барьеров (границы раздела гранул), можно получать необходимое поведение туннельного магнетосопротивления в кооперативной системе магнитных туннельных контактов. Так, авторам работы [67] удалось, используя различные технологические подходы, не меняя средний диаметр гранул образцов (~ 30 нм), добиться изменений свойств границ. При этом исследование серии образцов, различающихся величиной φ , показало подобный вид низкополевого магнетосопротивления для всех образцов серии. Такой результат свидетельствует в пользу того, что φ не является основным параметром, определяющим характер поведения низкополевого магнетосопротивления.

При других технологических подходах удаётся управлять размерами гранул. Например, используя золь-гель метод, удаётся управляемо получать поликристаллические образцы манганита с различными размерами гранул начиная от 14 нм и выше [62]. Сравнительные исследования образцов с разными размерами гранул позволили выявить некоторые закономерности. По мере уменьшения размеров гранул происходит увеличение толщины поверхностного слоя гранул, имеет место переход от многодоменного к однодоменному режиму намагничивания гранул. Последнее приводит к резкому изменению характера отклика намагниченности и магнетосопротивления на действие магнитного поля.

Кроме того, такие исследования позволили установить существенную роль магнитного состояния поверхностного слоя гранул, т.е. магнитных свойств потенциального барьера, в механизме туннельного магнетосо-

противления. Предполагается, что в поверхностном неупорядоченном слое из-за случайного распределения обменных взаимодействий и анизотропии спиновые моменты ионов Mn заморожены в случайных направлениях (состояние типа спинового стекла), что увеличивает вероятность магнитного рассеяния туннелирующих носителей заряда с заданной поляризацией спина, даже если намагниченности гранул уже параллельны. Внешнее магнитное поле стремится выстроить замороженные моменты ионов параллельно, что приводит к увеличению вероятности туннелирования электронов без потери спинового состояния. Очевидно, что для намагничивания такого спин-стеклового состояния в поверхностном слое нужны большие магнитные поля, намного большие, чем поля ферромагнитного насыщения образцов, определяемые намагничиванием объёмов гранул. Именно поэтому, помимо низкополевого магнеторезистивного эффекта, связанного с намагничиванием гранул, образующих туннельный переход, наблюдается высокополевого магнетосопротивления (см. рис. 14), связанное с процессами намагничивания границ гранул.

Взаимосвязь процессов намагничивания и магнетосопротивления в общих чертах может быть описана в рамках выражения, предложенного Ли (S. Lee) с соавторами [68] для проводимости σ поликристаллических манганитов в присутствии магнитного поля H :

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \sim 1 + 2\mathbf{M} \langle \hat{s}_b \rangle + \langle (\mathbf{M} \hat{s}_b)^2 \rangle, \quad (14)$$

где σ_0 — проводимость в нулевом магнитном поле, \hat{s}_b — ориентация спина магнитного центра в поверхностном слое гранулы и \mathbf{M} — нормированная объёмная намагниченность гранул. В больших полях уравнение (14) сводится к

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} \sim 1 + \frac{1}{3} M^2 + 2\chi_b H M, \quad (15)$$

где χ_b — магнитная восприимчивость поверхностного слоя гранул. Зная её поведение, можно предсказать температурные и полевые зависимости туннельного магнетосопротивления в высоких магнитных полях.

По-видимому, не всегда образующийся поверхностный слой гранул можно считать полностью неупорядоченным. Проводя сравнительные исследования магнитных и магнитотранспортных свойств манганитов $(\text{La}_{0,5}\text{Eu}_{0,5})_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{MnO}_3$ в монокристаллическом и поликристаллическом состоянии, мы установили, что на поверхности гранул в поликристалле на технологической стадии формируется упорядоченная фаза [69]. Магнитные измерения и исследования теплоёмкости показывают, что эта фаза имеет температуру перехода в антиферромагнитное состояние вблизи 40 К. При этой же температуре происходит изменение характера поведения магнетосопротивления, в частности, ниже 40 К полевые зависимости сопротивления обнаруживают ярко выраженный гистерезис. Всё это находит объяснение в предположении, что транспортные свойства поликристалла при низких температурах определяются механизмом спин-зависимого туннелирования между гранулами, причём потенциальный барьер, формируемый поверхностными слоями гранул, выше 40 К находится в парамагнитном состоянии, а ниже — в антиферромагнитном. Таким образом, в образце реализуется сеть

магнитных туннельных контактов ФМ-металл–АФМ-диэлектрик – ФМ-металл.

Возможность образования граничного слоя гранул с антиферромагнитным упорядочением моментов ионов Mn за счёт нестехиометрии по кислороду обсуждалась и ранее [70]. Что же касается проводимости магнитных туннельных контактов с антиферромагнитным потенциальным барьером, то в целом это нетривиальная задача, усложняемая многими деталями. Один из вариантов решения такой задачи для одиночного контакта можно найти в [71].

Идея иметь возможность регулировать свойства потенциальных барьеров в кооперативной системе магнитных туннельных контактов нашла отражение в исследованиях композитных материалов на основе манганитов. Действительно, если основная фаза композита — манганит — представляет собой систему гранул, а вторая, неосновная, фаза заполняет межгранульное пространство, тем самым формируя потенциальные барьеры между гранулами, то, подбирая состав второй фазы, мы получаем возможность создавать материалы с заданными магниторезистивными свойствами. К тому же выбор второй фазы будет оказывать влияние и на характер магнитных межгранульных взаимодействий, т.е. на магнитные свойства композита и полевую зависимость магнетосопротивления.

Исследование композитов, состоящих из $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ и боросиликатного стекла с различным весовым содержанием, показало улучшение магниторезистивных свойств в малых магнитных полях по сравнению с однофазным $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ [72]. Микроструктура композитов исследовалась при помощи сканирующего электронного микроскопа и энергорассеивающего рентгеновского анализа, которые показали, что стекло формирует резкие границы между гранулами LSMO без какого-либо смешивания. Авторы наблюдали значительное увеличение низкополевого магнетосопротивления (при 200 Э) для оптимального состава 25 вес.% боросиликатного стекла. Для объяснения результатов предлагалась модель, в которой слои стекла, разделяющие гранулы манганита, действуют как потенциальные барьеры для спин-поляризованного туннелирования зарядов между гранулами.

Были сделаны и другие попытки искусственного создания межгранульных потенциальных барьеров путём введения в поликристаллический манганит диэлектрических фаз. Исследование композитов $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3\text{--CeO}_2$ [73] и $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3\text{--SrTiO}_3$ [74] также показало увеличение низкополевого туннельного магнетосопротивления по мере увеличения концентрации диэлектрической фазы. Интересно, что максимум эффекта наблюдается при концентрациях, близких к порогу протекания по проводящей фазе манганита. Исследовались и композиты, в которых диэлектрическая фаза являлась магнитоупорядоченной: это $(1-x)\text{La}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{MnO}_3\text{--}x\text{Pr}_{0,63}\text{Ca}_{0,37}\text{MnO}_3$, в котором манганит празеодима представляет собой диэлектрик с антиферромагнитным упорядочением ниже $T_N = 175$ K [75], и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3\text{--Fe}_3\text{O}_4$ [76]. В последнем случае интерес может представлять тот факт, что Fe_3O_4 — ферримагнитный оксид, который при высоких температурах обладает достаточно большой проводимостью за счёт прыжкового механизма (перескоки между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+}), а ниже температуры Вервея, $T_V = 120$ K,

становится диэлектриком благодаря переходу в зарядово-упорядоченное состояние. В обоих случаях наблюдалось увеличение низкополевого магнетосопротивления в области низких концентраций добавляемых фаз, но каких-либо особенностей, связанных с температурами фазовых переходов для этих фаз, обнаружено не было. Авторы предположили, что эффект изменения магнетосопротивления связан главным образом с процессом дефектообразования на границах гранул основной фазы при добавлении неосновной.

Подводя итог рассмотрению явлений спин-поляризованного туннелирования в гранулированных материалах манганитов, можно заключить, что интерес представляют фундаментальные особенности наблюдаемых явлений и технологические аспекты получения систем большого числа магнитных туннельных контактов. Несмотря на то что приемлемые величины эффектов в настоящее время наблюдаются только при низких температурах, материалы, представляющие собой большие ансамбли магнитных туннельных контактов, всё-таки обладают большим прикладным потенциалом. Аргументировать это можно ещё и тем, что магниторезистивным эффектом не исчерпываются все явления спин-поляризованного электронного транспорта в кооперативных системах магнитных туннельных контактов.

Вполне вероятно обнаружение явлений, определяемых эффектом переноса спина, например, поляризованный ток может вызывать переориентацию намагниченностей гранул [77] или даже их прецессию. Конечно, должны быть выполнены определённые условия — можно предположить, что гранулы должны иметь нанометровый размер и магнитное взаимодействие между ними должно быть очень слабым. Возможны и другие проявления спин-поляризованного транспорта в кооперативной системе магнитных туннельных контактов; например, такая система обладает свойствами детектировать СВЧ-излучение, что является результатом взаимосвязи поляризованного тока через туннельные контакты и спиновой динамики гранул, индуцируемой СВЧ-излучением. Этот вопрос мы подробно обсудим в следующем разделе.

5. Отклик магнитного туннельного перехода на воздействие электромагнитного излучения СВЧ-диапазона; детектирующие свойства туннельных контактов на основе манганитов

5.1. Детектирующие свойства

классического (немагнитного) туннельного перехода

Остановимся на проблеме отклика туннельных переходов на воздействие электромагнитного поля. Напомним, что классический (немагнитный) туннельный контакт показывает нелинейный отклик на воздействие внешних полей вплоть до частот, соответствующих видимому оптическому диапазону [78–81]. Исследования детектирующих туннельных контактов в различных частотных диапазонах позволили заключить, что проявляемая нелинейность связана исключительно с механизмом туннелирования электронов через потенциальный барьер между двумя металлами. Это же касается и работы туннельных контактов как смесителей электромагнитных сигналов. Кроме чувствительности к электромагнитному излучению в широком частотном диапа-

зоне, точечный контакт демонстрирует высокую скорость отклика, что исключительно важно для практических целей. Это происходит благодаря высокой скорости туннелирования электронов через потенциальный барьер (оценки, сделанные для тонких барьеров [82], дают 10^{-16} с) и чрезвычайно малой постоянной времени (RC), обусловленной малыми размерами области перехода для точечного контакта.

Результаты, полученные в различных экспериментах, находятся в полном соответствии с квазистатической теорией электронного туннелирования, основанной на рассмотренной нами классической модели Симмонса. Даже в случае высокой частоты можно воспользоваться выражениями для туннельного тока, полученными Симмонсом в рамках приближения свободных электронов.

При условии, что квант энергии электромагнитного поля меньше высоты потенциального барьера, преобладающим механизмом взаимодействия туннельного контакта с излучением является адиабатическая модуляция уровня Ферми в одном металлическом электроде по отношению к другому. Эта модуляция, возникающая благодаря полям внутри потенциального барьера, приводит к модуляции эффективного напряжения на контакте. Полное напряжение на контакте можно представить как

$$V(t) = V_b + v(t) \cos(\omega t), \quad (16)$$

где V_b — напряжение смещения на туннельной структуре, $v(t)$ — напряжение, индуцированное на структуре внешним электромагнитным полем с частотой ω . Постоянная компонента, или выпрямленный на туннельной структуре ток, определяется, как обычно, усреднением тока $J(t)$ за период:

$$J_{\text{гес}} = (2\pi)^{-1} \int_{-\pi}^{\pi} J(t) d(\omega t). \quad (17)$$

Очевидно, что ненулевое детектирующее напряжение можно ожидать только при наличии напряжения смещения V_b либо при несимметричной ВАХ.

Заметим, что нелинейность ВАХ должна определять и способность туннельной структуры к преобразованию частот электромагнитного излучения — смещению сигналов с частотами ω_1 и ω_2 .

5.2. Детектирующие свойства магнитного туннельного перехода

Есть все основания полагать, что в случае магнитных туннельных структур будут обнаруживаться принципиально новые проявления отклика на воздействие СВЧ-поля. Действительно, для магнитных структур может проявиться абсолютно новый механизм детектирования СВЧ-тока, в основе которого лежит взаимосвязь спин-зависимого электронного транспорта и спиновой динамики.

Впервые это было продемонстрировано в оригинальной работе [83]. Эксперименты были выполнены на наноразмерном магнитном туннельном контакте, сформированном таким образом, что один из ФМ-слоёв играл роль электрода с фиксированным направлением намагниченности, а другой — электрода со свободным (незакреплённым) направлением намагниченности, которое может быть легко изменено. Сопротивление магнит-

ного туннельного контакта зависит от относительной ориентации намагниченностей закреплённого и свободного слоёв. Авторы показали, что маленький СВЧ-ток, приложенный к наноразмерному магнитному туннельному контакту одновременно с постоянным магнитным полем, может генерировать постоянное напряжение на нём, если частота тока совпадает с собственной частотой спиновых колебаний свободного электрода структуры. Понять это можно, исходя из следующих соображений: ток, проходя через слой с фиксированной намагниченностью, становится поляризованным по спину и благодаря эффекту переноса спина передаёт вращающий момент магнитному моменту свободного ФМ-слоя. Когда частота переменного тока совпадает с магнитнорезонансной частотой для свободного слоя, его намагниченность начинает прецессировать. Это приводит к появлению временной зависимости сопротивления (см. выражение (10)): для положительной и отрицательной полярности тока сопротивление структуры будет различаться, что и является причиной диодного эффекта и соответственно выпрямления переменного тока на туннельной структуре (рис. 15).

Разница в сопротивлении для положительного и отрицательного тока определяет эффект детектирования и в традиционном полупроводниковом диоде, но механизм там принципиально другой. Кроме того, в противоположность полупроводниковому диоду новый магнитный туннельный диод оказывается менее подверженным шумам, потому что постоянное напряжение индуцируется только в узком частотном диапазоне вблизи резонансной частоты, которую можно менять магнитным полем. Фактически реализуется СВЧ-детек-

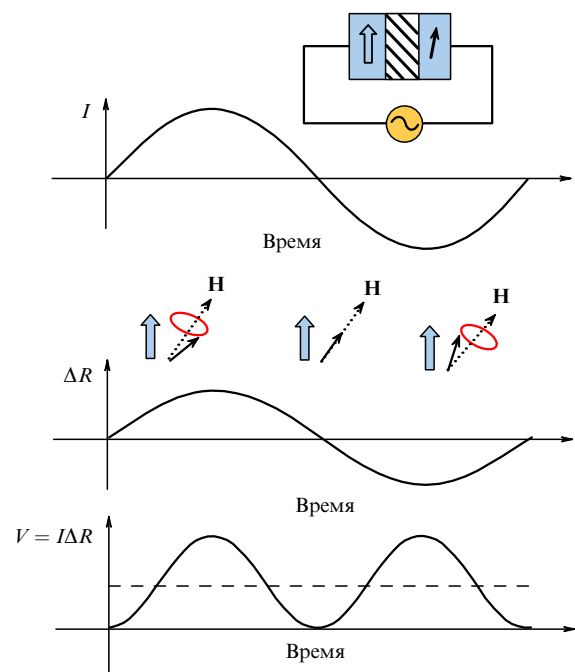


Рис. 15. Рисунок, поясняющий диодный эффект в магнитном туннельном переходе. При совпадении частоты переменного тока с собственной частотой свободного ФМ-слоя его намагниченность начинает осциллировать благодаря эффекту переноса спина; сопротивление структуры оказывается меньше при отрицательном значении переменного тока, чем при положительном, поскольку угол между намагниченностями свободного и закреплённого ферромагнитных слоёв в первом случае меньше, чем во втором.

тор с селективной чувствительностью, управляемой магнитным полем. Хотелось бы отметить, что связь гигантского туннельного сопротивления и эффекта переноса вращательного момента от спин-поляризованного тока магнитному моменту наноразмерного ФМ-слоя при определённых условиях приводит к отрицательному дифференциальному сопротивлению и, как следствие, может обладать функцией усиления [5].

В рассмотренном примере резонансная прецессия индуцируется СВЧ-током, который затем и детектируется. Этот механизм накладывает определённые ограничения, в частности, размеры структуры должны лежать в нанометровом масштабе. Вместе с тем возможна и другая ситуация, когда прецессия намагниченности свободного слоя индуцируется СВЧ-полем, как при обычном ферромагнитном резонансе, и это же СВЧ-поле индуцирует СВЧ-ток через структуру [84]. В данном случае, к примеру, требование по размерам туннельного контакта снимается. Но суть механизма остаётся прежней — взаимосвязь спин-поляризованного тока и спиновой динамики в магнитном туннельном контакте.

5.3. Детектирующие свойства магнитного туннельного перехода на основе манганитов (геометрия "ток в плоскости" структуры)

До настоящего времени исследования отклика туннельных структур на основе манганитов на СВЧ-излучение в литературе представлены не были. Поэтому мы приведём кратко результаты своих исследований детектирующих свойств в СВЧ-диапазоне структуры LSMO/LSM_{1-δ}O/MnSi, об исследовании транспортных свойств которой в геометрии "ток в плоскости" речь шла выше (см. раздел 2.2). В этих экспериментах мы также использовали планарную геометрию — выпрямленное напряжение измерялось на контактах, сформированных на верхнем слое структуры.

Схема эксперимента приведена на рис. 16. Структура помещалась внутрь прямоугольного СВЧ-резонатора (TE₁₀₂-мода), работающего на частоте 10 ГГц, в пучность магнитного СВЧ-поля. Геометрия эксперимента такова, что СВЧ-поле, h_{ac} , с одной стороны, может возбуждать магнитный резонанс в слоях структуры, а с другой, — индуцирует СВЧ-ток I_{ac} в плоскости структуры. В эксперименте применялась методика с модуляцией СВЧ-излучения и с использованием схемы синхронного детектирования. Электрическая схема также позволяла подавать постоянный ток смещения I_{dc} через структуру.

Конечно, прежде всего нас интересовал магнито-зависимый эффект СВЧ-детектирования, в основе которого могла бы быть взаимосвязь спин-поляризованного электронного транспорта и спиновой динамики в туннельной структуре. Действительно, структура обнаруживает эффект детектирования, а при температурах ниже 30 К величина выпрямленного напряжения V_{dc} зависит от величины внешнего магнитного поля (рис. 17а). Величина напряжения и характер зависимости эффекта от магнитного поля в сильной степени определяются током смещения через структуру. Обращает на себя внимание тот факт, что максимальная величина эффекта и наиболее сильные изменения в магнитном поле имеют место при определённой величине тока смещения I_{dc} , при которой наблюдается наибольшая нелинейность ВАХ (рис. 17б). При отстройке I_{dc} в области более гладких

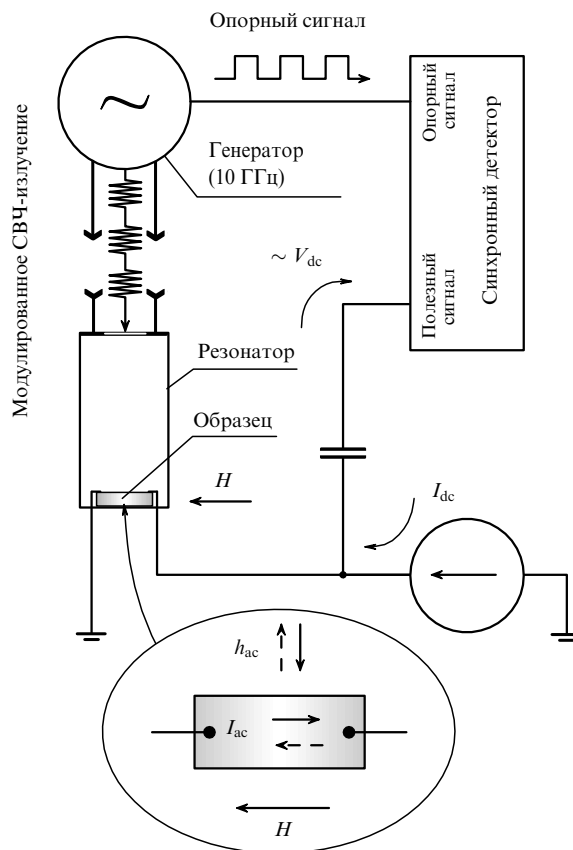


Рис. 16. Блок-схема установки и геометрия эксперимента для исследования магнитоуправляемого эффекта детектирования. В нижней части рисунка показан вид на образец сверху; H — постоянное магнитное поле, h_{ac} и I_{ac} — высокочастотное магнитное поле и высокочастотный поверхностный ток соответственно.

участков ВАХ величина эффекта детектирования уменьшается, при нулевом смещении эффект детектирования отсутствует. По всей видимости, именно нелинейность ВАХ определяет детектирующие свойства исследуемой структуры. Зависимость же от магнитного поля возникает вследствие изменения ВАХ в магнитном поле — по мере увеличения поля зависимость становится всё более гладкой, стремясь в пределе к линейной. Как следствие, величина эффекта детектирования уменьшается по мере увеличения поля. Таким образом, в данном случае работает тот же механизм детектирования, что и в "классических" туннельных контактах, хотя именно зависимость сопротивления магнитного туннельного перехода от магнитного поля определяет изменение ВАХ, о чём шла речь в разделе 2.2.

Приведённые результаты были получены при температурах вблизи 30 К, что соответствует температуре перехода нижнего проводящего слоя структуры в ферромагнитное состояние. Это обстоятельство определяет относительно слабую зависимость ВАХ структуры от магнитного поля. Казалось бы, при понижении температуры должны наблюдаться более резкие зависимости эффекта от поля в более слабых магнитных полях. Мы видели (рис. 12б), что при $T = 10$ К ВАХ становится почти линейной уже в полях порядка $H = 1$ кЭ. И действительно, это находит отражение в поведении эффекта детектирования — выше 1 кЭ он практически

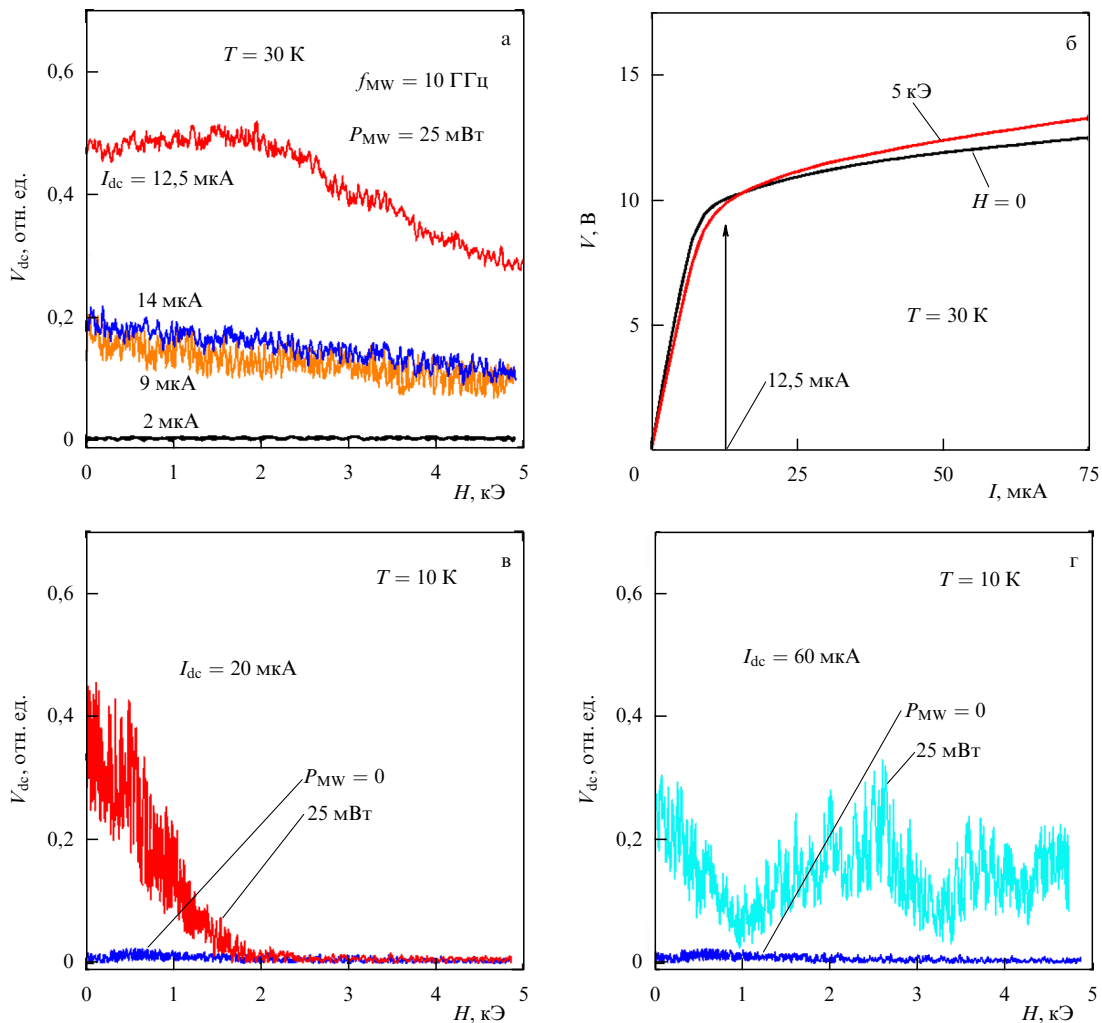


Рис. 17. Структура LSMO/LSM_{1-δ}O/MnSi/SiO₂ в геометрии "ток в плоскости": (а) зависимость детектированного напряжения V_{dc} от магнитного поля H при различных токах смещения I_{dc} , $T = 30$ К; (б) ВАХ структуры без магнитного поля и в поле 5 кЭ, $T = 30$ К; (в) V_{dc} как функция H при $T = 10$ К, $I_{dc} = 20$ мкА; (г) V_{dc} как функция H при $T = 10$ К, $I_{dc} = 60$ мкА. f_{MW} и P_{MW} — частота и мощность СВЧ-излучения.

не наблюдается (рис. 17б). Обращает на себя внимание довольно высокий уровень шума, проявляющийся при записи детектированного сигнала в зависимости от магнитного поля. По-видимому, это можно связать с особенностью механизма изменения ВАХ туннельной структуры в ТВП-геометрии в магнитном поле.

Изменение ВАХ определяется перераспределением токовых каналов между верхним и нижним слоем структуры, управляемым магнитными туннельными переходами под токовыми контактами. И если для одиночных магнитных туннельных контактов в геометрии ТПП площадь контактов задаётся физическими размерами, то в нашем случае такого жёсткого ограничения на площадь контактов нет, она может изменяться практически неуправляемым образом. Эффективно площадь переходов может меняться при изменении тока смещения и магнитного поля, определяться это будет однородностью слоёв, качеством интерфейсов, доменной структурой ФМ-слоёв, процессами их намагничивания и другими факторами. При этом сам переход будет неоднородным по свойствам, и каждый участок перехода будет в разные моменты включаться в процесс детектирования и формировать отклик на действие СВЧ-излучения.

При определённых условиях для рассматриваемой структуры в ТВП-геометрии возможна реализация механизма, основанного на взаимосвязи спин-поляризованного тока и спиновой динамики. В пользу этого может свидетельствовать, например, наблюдаемый магнитозависимый эффект детектирования при токе смещения $I_{dc} = 60$ мкА (рис. 17г). В поле $H = 1$ кЭ ВАХ становится гладкой (близкой к линейной) и перестаёт изменяться при дальнейшем повышении поля; учитывая предлагаемый нами выше механизм, СВЧ-отклик наблюдаться не должен. Тем не менее сигнал наблюдается в полях много выше 1 кЭ, высокий уровень шума мы вновь можем отнести к особенностям, связанным с "работой" магнитных туннельных переходов при геометрии включения структуры "ток в плоскости". Нерегулярность зависимости V_{dc} от магнитного поля при условии реализации механизма, связанного с магнитной динамикой, можно объяснить тем, что при низких температурах манганиты имеют очень широкие линии магнитного резонанса, представляющие собой, как правило, суперпозицию нескольких линий поглощения. В действительности, сейчас трудно сделать более определённые выводы о механизмах детектирования, реализующихся в области высоких

токов смещения. Требуется дополнительные исследования, в том числе и на структурах других составов.

5.4. Магнито-зависимый эффект детектирования СВЧ-излучения в кооперативной системе магнитных туннельных контактов на основе манганитов

Эффекты магнитоуправляемого детектирования СВЧ-излучения в одиночных магнитных туннельных контактах позволяют надеяться, что подобные эффекты, управляемые теми же механизмами, будут наблюдаться и в кооперативных системах магнитных туннельных контактов. Причём, как мы упоминали выше, в этом случае возможно не только обычное сложение эффектов от отдельных контактов, но при определённых условиях и усиление эффекта, например, за счёт синхронизации.

В силу понятных причин, о чём шла речь в разделе 3.3, удобными объектами для исследования оказываются гранулированные материалы манганитов, представляющие собой фактически разветвлённую сеть магнитных туннельных контактов с большой величиной магнетосопротивления туннельного происхождения. Используя методику, подобную описанной в предыдущем разделе (см. рис. 16), мы действительно обнаружили магнито-зависимый вклад в постоянное напряжение в гранулированном образце манганита $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$, индуцируемое СВЧ-излучением [85, 86]. Характерные зависимости детектируемого напряжения от магнитного поля, полученные для разных частот СВЧ-излучения (здесь вместо резонатора мы использовали закороченный волновод, что позволяло проводить исследования на разных частотах), приведены на рис. 18а. Зависимости имеют вид, напоминающий линию магнитного резонансного поглощения. Максимум на зависимостях смещается при изменении частоты излучения, так же как можно ожидать для линии ферромагнитного резонанса. Это позволило предположить, что действительно работает механизм, связанный с магнитной динамикой в магнитных туннельных контактах системы.

Принципиальные детали механизма детектирования в кооперативной сети контактов удобно рассмотреть на примере одиночного туннельного контакта, сформированного соседними ферромагнитными гранулами, разделёнными тонкой изолирующей границей (рис. 18б). Каждое из зёрен характеризуется своей коэрцитивной силой и, следовательно, различными магниторезонансными условиями. Пусть при определённой величине магнитного поля, направленного вдоль траектории тока, магнитный момент i -й гранулы фиксирован под углом α к направлению поля, а j -я гранула находится в резонансных условиях и её момент прецессирует с частотой f . Эта прецессия в соответствии с выражением (10) приводит к временной зависимости сопротивления $R_T = R(t)$. И если равновесное направление \hat{m}_i определяется как $\hat{m}_i = (\hat{e}_x \cos \phi + \hat{e}_y \sin \phi) \sin \alpha + \hat{e}_z \cos \alpha$ (ϕ — угол между проекцией \hat{m}_i на плоскость xy и \hat{e}_x), то \hat{m}_j осциллирует как $\hat{m}_j = (\hat{e}_x \cos(2\pi ft) + \hat{e}_y \sin(2\pi ft)) \sin \theta + \hat{e}_z \cos \theta$ (θ — угол прецессии). Учитывая, что высокочастотное магнитное поле h_{ac} индуцирует также высокочастотный ток через туннельный контакт $I(t) = I_{ac} \sin(2\pi ft - \delta)$ (здесь δ — возможный фазовый сдвиг между осцилляцией \hat{m}_j и I), на образце появится выпрямленное напряжение

$$V_{dc} = \langle I(t) R(t) \rangle_T = \frac{I_{ac}(R_{\uparrow\downarrow} - R_{\downarrow\uparrow})}{4} \sin \theta \sin \alpha \cos(\phi - \delta). \quad (18)$$

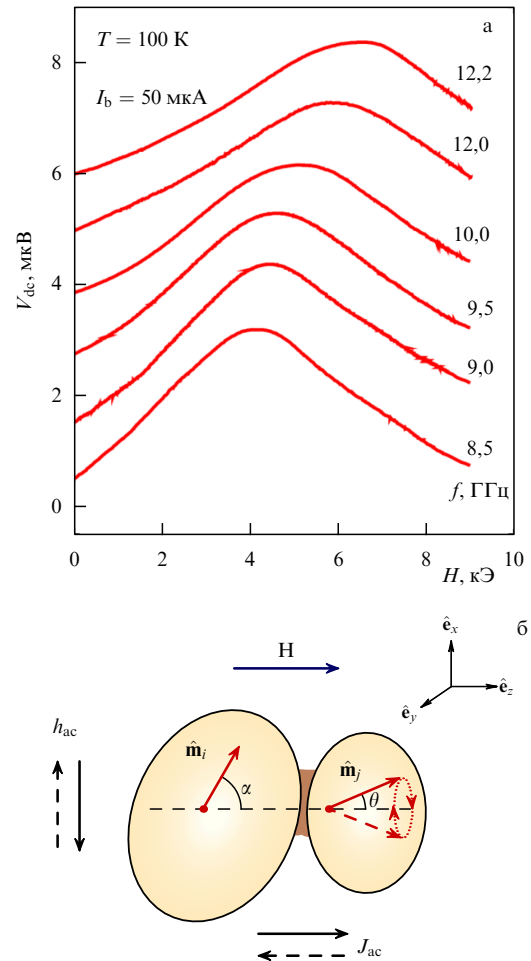


Рис. 18. (а) Зависимость постоянного напряжения V_{dc} , детектируемого на поликристаллическом образце $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$, от магнитного поля; показаны зависимости для разных частот СВЧ-излучения f , для наглядности зависимости сдвинуты по оси ординат; ток смещения через образец $I_b = 50$ мкА, $T = 100$ К. (б) Схематический рисунок контакта двух ферромагнитных гранул, поясняющий магнито-зависимый механизм детектирования СВЧ-излучения.

Описанный механизм СВЧ-детектирования подобен механизму, предложенному в [83] для объяснения диодного эффекта в одиночном магнитном туннельном контакте. Однако в том случае резонансная осцилляция намагниченности свободного электрода туннельного контакта возбуждалась не СВЧ-полем, а высокочастотным спин-поляризованным током, протекающим через контакт.

Предлагаемая модель вполне разумна, но, несомненно, для случайной сети магнитных туннельных контактов, реализующейся в гранулированном материале, физическая картина много сложнее. Магнитные туннельные контакты в такой системе неидентичны, и различие в их характеристиках описывается некоторыми функциями распределения. Именно эти функции и определяют конечный вид зависимостей выпрямленного напряжения от магнитного поля. Тем не менее в рамках выражения (18) находит качественное объяснение поведение эффекта детектирования при изменении температуры, частоты и мощности СВЧ-излучения, тока смещения через образец [85, 86].

Заметим в заключение, что фактически гранулированный материал на основе манганита представляет

собой простой в изготовлении детектор СВЧ-излучения с чувствительностью, управляемой внешним магнитным полем [87].

6. Влияние электромагнитного излучения на транспортные свойства магнитных туннельных структур; фотоэлектрические явления

6.1. Фотоэлектрический отклик

классического (немагнитного) туннельного перехода

Очевидно, что совершенно другой характер отклика туннельной структуры на воздействие электромагнитного излучения следует ожидать в том случае, если энергия кванта $h\nu$ превосходит высоту потенциального барьера структуры φ_0 . Здесь можно выделить два основных процесса. Первый из них — фотоэмиссия. Поглощаемый металлом (электродами) свет возбуждает электроны на энергетические уровни, достаточно высокие для преодоления потенциального барьера. Если к структуре приложено напряжение, то, помимо туннельного тока, появится фототок, определяемый фотовозбужденными электронами. Порогом, определяющим начало этого процесса, является высота барьера φ_0 , разность между уровнем Ферми металла и краем зоны проводимости диэлектрика. В простейшем случае, если не учитывать процессы рассеяния и релаксации, ток фотоэмиссии (фототок) даётся формулой, известной как соотношение Фаулера (Fowler relation) [88]:

$$J_{\text{ph}} = C(h\nu - \varphi_0)^2 \quad \text{для } h\nu > \varphi_0. \quad (19)$$

Хотя это соотношение очень полезно для описания главных особенностей фотоотклика в туннельной структуре, оно не учитывает многих особенностей фотоэмиссионного процесса [89]: 1) распределение электронов в металле при конечной температуре размывается над уровнем Ферми; 2) определённую роль играет рассеяние электронов в зоне проводимости металла и диэлектрика; 3) квантово-механический коэффициент прозрачности барьера $T(\varepsilon)$ при $\varepsilon > \varphi_0$ не равен единице, а потому часть электронов отражается от барьера; 4) высота барьера может зависеть от напряжения на структуре, что определяется влиянием сил зеркального отображения, и даже от интенсивности излучения, например, вследствие эффектов, обусловленных объёмным зарядом; 5) поглощение света в металле приводит к зависимости фототока от толщины электродов; кроме того, если толщина первого (со стороны облучения) электрода мала, то свет может достигнуть второго электрода, возбуждая в нём носители и давая тем самым свой вклад в фотоэмиссионный ток через структуру; 6) существенное влияние на фототок оказывают электрон-электронные и электрон-фононные взаимодействия. Решение вопроса, какой из перечисленных факторов играет преобладающую роль, а какой — второстепенную, требует обстоятельного рассмотрения для каждой конкретной туннельной структуры.

Интересно, что в 1970-е годы изучение фотоэмиссионных эффектов в туннельных структурах активно использовалось исследователями для определения их электронных свойств [90, 91]: высоты и формы потенциального барьера, распределения заряда в диэлектрике, топогра-

фического распределения высоты барьера, распределения ловушек внутри барьера, средней длины свободного пробега и потерь энергии носителями.

Фотоэлектрический отклик туннельной структуры, помимо фотоэмиссии, может быть обусловлен и другим процессом. Свет с энергией кванта $h\nu$, большей запрещённой зоны E_g диэлектрика, играющего роль потенциального барьера структуры, может генерировать электронно-дырочные пары. Если скорость рекомбинации не слишком велика, то электроны и дырки могут давать заметный вклад в фототок через туннельный переход. Очевидно, что процесс генерации электронно-дырочных пар также является пороговым и реализуется только при $h\nu \geq E_g$.

Таким образом, спектральная зависимость фотоотклика туннельной структуры определяется двумя вкладками. Количественно величина каждого из вкладов зависит от топологии и энергетической структуры каждого из слоёв конкретного туннельного перехода. Это же будет определять и кинетическое поведение фототока.

6.2. Влияние оптического облучения на транспортные свойства магнитной туннельной структуры на основе манганита

Конечно, заманчиво иметь возможность управлять транспортными и магнитотранспортными характеристиками магнитных туннельных контактов при помощи оптического облучения. Это касается не только туннельных структур на основе манганитов, что является предметом настоящего обзора, но и магнитных туннельных структур в целом. Остановимся на оригинальных результатах исследований фотоэлектрического отклика магнитной туннельной структуры на основе манганита LSMO/LSM_{1- δ} O/MnSi в геометрии "ток в плоскости" [92].

Фотоиндуцированные изменения транспортных свойств структуры в планарной геометрии носят обратимый характер и имеют тенденцию к насыщению с увеличением мощности оптического излучения. Типичный вид изменений ВАХ при воздействии оптического излучения показан на рис. 19а. Рисунок 19б демонстрирует поведение фотоиндуцированного изменения напряжения на структуре при фиксированном токе в зависимости от мощности оптического излучения. Зависимость магниторезистивного эффекта структуры от мощности оптического излучения показана на рис. 19г. Хорошо видно, что фотоиндуцированные изменения быстро выходят на насыщение при относительно малых значениях оптической мощности и не меняются при дальнейшем увеличении мощности. Это позволяет говорить о том, что наблюдаемые изменения не связаны с тривиальным нагревом структуры за счёт поглощения света. Об этом же свидетельствует спектральная зависимость фотоэлектрического эффекта, показанная на рис. 20а. Зависимость имеет пороговый характер, изменения транспортных свойств наблюдаются только для оптического излучения с энергией кванта выше $(h\nu)_{\text{th}} \approx 1,17$ эВ.

Анализ спектральных зависимостей позволяет сделать заключение, что фотоэлектрический эффект связан с межзонным поглощением света в диэлектрической прослойке структуры с образованием электронно-дырочной пары (рис. 20б), а не с фотоэмиссией электронов из металлических электродов. Во-первых, поскольку роль диэлектрической прослойки в структуре играет

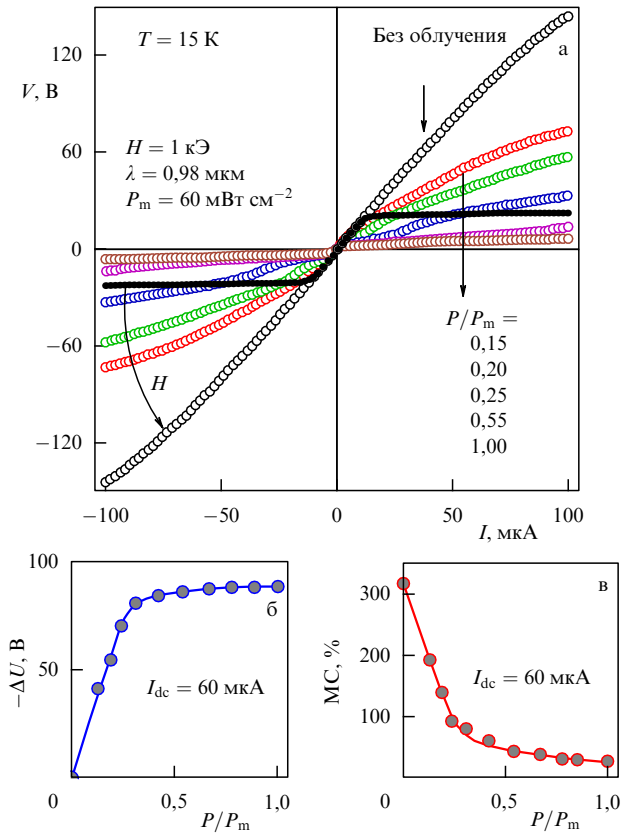


Рис. 19. Структура LSMO/LSM_{1-δ}O/MnSi/SiO₂ в геометрии "ток в плоскости". (а) ВАХ структуры; показаны зависимости без облучения при $H = 0$ и 1 кЭ и зависимости при разных мощностях оптического воздействия в магнитном поле. (б) Фотоиндуцированное изменение напряжения на структуре в зависимости от мощности оптического излучения при $I_{dc} = 60\text{ мкА}$. (в) Фотоиндуцированное изменение магнеторезистивного эффекта на структуре в зависимости от мощности оптического излучения при $I_{dc} = 60\text{ мкА}$.

обеднённый марганцем слой LSMO, который является немагнитным, то для оценки ширины его запрещённой зоны можно использовать данные для $\text{La}_{0,7}\text{Sr}_{0,3}\text{MnO}_3$ в парамагнитном состоянии, согласно которым $E_g \approx 1\text{ эВ}$ [93], что совпадает с величиной $(h\nu)_{th}$. Во-вторых, сделанные нами оценки [49] показывают, что средняя величина потенциального барьера исследуемой туннельной структуры ϕ_0 намного меньше 1 эВ и должна претерпевать сильное изменение при низких температурах, вызванное сдвигом химического потенциала в слое MnSi после его перехода в ферромагнитное состояние. Высота барьера меняется от $\phi_0 \approx 0,46\text{ эВ}$ при $T = 30\text{ K}$ до $\phi_0 \approx 0,79\text{ эВ}$ при $T = 5\text{ K}$. Таким образом, в случае фотоэмиссионного механизма значение $(h\nu)_{th}$ должно достаточно сильно изменяться при изменении температуры, чего не наблюдается в эксперименте. Кроме того, высота барьера должна изменяться при изменении напряжения на туннельном переходе, поскольку благодаря влиянию сил зеркального отображения изменение напряжения приводит к изменению высоты потенциального барьера [7], но значение $(h\nu)_{th}$ остаётся неизменным при всех величинах тока смещения I (а следовательно, и напряжения на переходе).

Итак, межзонное поглощение света с образованием электронно-дырочной пары в диэлектрическом слое обеспечивает дополнительный вклад (помимо туннель-

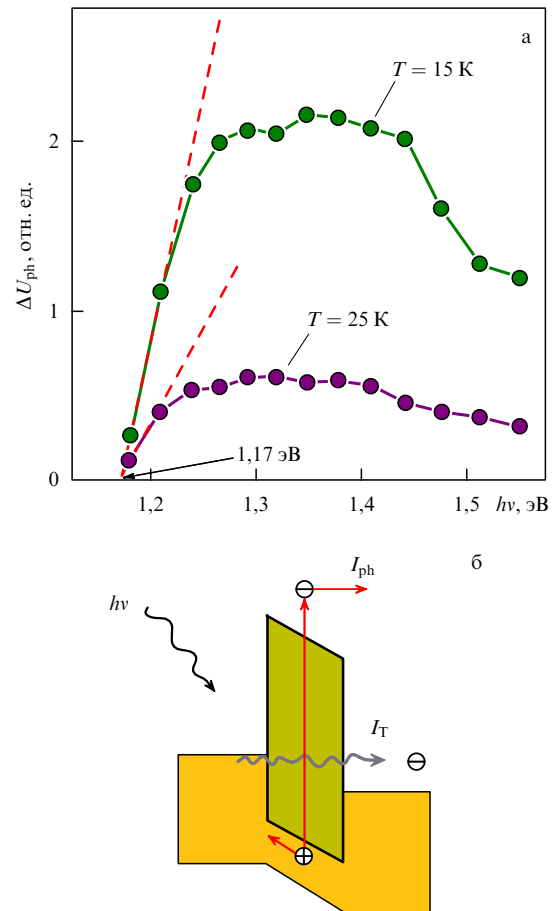


Рис. 20. Структура LSMO/LSM_{1-δ}O/MnSi/SiO₂ в геометрии "ток в плоскости". (а) Спектральная зависимость фотоиндуцированных изменений ΔU_{ph} при $T = 15$ и 25 K . (б) Схематическая диаграмма туннельного перехода; наряду с туннельным током I_T при оптическом облучении возникает фототок I_{ph} , обусловленный генерацией электронно-дырочных пар при межзонном поглощении в диэлектрическом слое.

ного) от фотогенерированных носителей в полный ток через переход. При этом фотоотклик от структуры в ТВП-геометрии не связан напрямую с генерацией фотопотенциала на туннельном переходе, как этого можно было бы ожидать для одиночного туннельного контакта в стандартной геометрии "ток перпендикулярен плоскости" структуры. Свет способствует увеличению тока через туннельные контакты, управляя, тем самым, перераспределением тока между верхним и нижним слоями структуры. Действие света и без магнитного поля, и в магнитном поле приводит к тому, что переключение из верхнего, высокопроводящего, в нижний, высокопроводящий, слой происходит уже при малых значениях тока смещения I . Соответственно ветвь ВАХ после такого переключения идёт гораздо ниже (соответствует меньшим значениям V) по сравнению со случаем, когда оптическое излучение отсутствует. Такое изменение наглядно проявляется на ВАХ для $P > 30\text{ мВт см}^{-2}$, когда фотоиндуцированные изменения выходят на насыщение, т.е. система находится в стационарном состоянии.

Поскольку эффект магнетосопротивления в нашем случае определяется сопротивлением туннельных переходов, разделяющих слои структуры, и его зависи-

мостью от магнитного поля, а фотоиндуцированный ток через переход фактически "шунтирует" это сопротивление, то очевидно, что при облучении величина магниторезистивного эффекта должна падать, что и наблюдается в эксперименте.

Сложный характер ВАХ при мощностях оптического излучения $P < 30$ мВт см⁻² можно отнести к особенностям процессов генерации и релаксации электронно-дырочных пар в системе, находящейся в сильно термодинамически неравновесном состоянии. Характерные процессы релаксации фотовозбуждённых носителей будут происходить и в самом диэлектрическом слое, и в слоях LSMO и MnSi, различающихся своими свойствами. Ситуация усложняется ещё и тем, что в используемой нами планарной геометрии ток через структуру определяется двумя асимметричными туннельными переходами, включёнными последовательно навстречу друг другу, т.е. смещение на них имеет разную полярность.

Конечно, механизм фотоэлектрического эффекта в рассмотренном примере не отличается от того, что наблюдалось ранее для классических немагнитных туннельных структур. Тем не менее оптическое облучение играет роль дополнительного канала управления транспортными и, опосредованно, магнитотранспортными свойствами магнитного туннельного контакта. Концептуально, обнаруженный фотоэлектрический эффект может оказаться полезным при разработке устройств спинтроники, управляемых оптическим излучением.

7. Заключение

Мы надеемся, что в настоящем обзоре нам в некоторой степени удалось, с одной стороны, остановиться на фундаментальных вопросах спин-поляризованного электронного транспорта в магнитных туннельных структурах, а с другой — представить основные результаты экспериментальных исследований спин-зависимых явлений, намеренно сосредоточившись на исследованиях структур, сформированных на основе манганитов. Интерес к применению манганитов обусловлен наличием целого ряда уникальных свойств, таких как высокая спиновая поляризация, достигающая 100%; высокая температура Кюри; хорошо отработанная технология получения; высокая химическая стабильность, устойчивость к внешним воздействиям. Всё это делает манганиты потенциально интересными для практических приложений в элементах устройств спинтроники.

На сегодняшний день говорить о широком практическом применении магнитных туннельных структур на основе манганитов пока не приходится. Причины такого положения дел обсуждались нами на протяжении всего обзора. Вместе с тем туннельные структуры на основе манганитов, опять-таки в силу своих уникальных свойств, оказались чрезвычайно востребованными для исследовательских целей, и, в каком-то смысле, это позволяет говорить о хотя и ограниченном, но эффективном практическом применении. В таких структурах можно наблюдать всё многообразие эффектов, обнаруживаемых в магнитных туннельных структурах. Их можно использовать при поиске новых проявлений спин-поляризованного транспорта в наноструктурах. Оказалось, что их также удобно использовать при разработке новых уникальных методик исследования спин-

зависимых эффектов в различных классах наноразмерных систем.

В качестве примера, показывающего, что новые подходы могут привести к обнаружению новых проявлений спин-поляризованного транспорта, мы представили результаты исследований магнитных туннельных структур в геометрии, когда ток течёт вдоль интерфейсов магнитных структур. Традиционно такая геометрия не используется для туннельных структур. Мы показали, что особенности транспортных свойств в планарной геометрии связаны с эффектом переключения токовых каналов между проводящими слоями структуры. Главными управляющими элементами здесь являются магнитные туннельные контакты, разделяющие слои. Сопротивлением контактов, в свою очередь, можно управлять с помощью тока смещения, магнитного поля и электромагнитного излучения.

В обзоре мы уделили много внимания весьма привлекательным в физическом и прикладном аспектах вопросам проявления спин-зависимого электронного транспорта в кооперативных системах магнитных туннельных контактов. И вновь манганиты оказываются здесь вне конкуренции, когда идёт речь об эффективных технологиях получения таких систем, обладающих наперёд заданными характеристиками.

Ещё одна область исследований, которая в литературе была представлена слабо и на которую мы попытались обратить внимание, — исследование особенностей спин-поляризованного транспорта в магнитных туннельных структурах в условиях внешних комбинированных воздействий (транспортный ток, магнитное и электрическое поле, СВЧ- и оптическое излучение). Такие исследования позволяют, с одной стороны, получать дополнительную по сравнению с традиционными методами информацию о механизмах наблюдаемых в туннельных структурах явлений, а с другой — обнаружить новые эффективные пути управления спин-поляризованным током и спиновой динамикой в структурах.

И, наконец, мы надеемся, что смогли убедительно показать, что перспективы применения магнитных туннельных структур на основе манганитов далеко не исчерпаны, и они ещё внесут существенный вклад в решение фундаментальных и практических задач спинтроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-02-00367-а), Программы Президиума РАН "Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов" (проект № 21.1), Программы ОФН РАН "Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника" (проект № 2.4.4.1), Интеграционных проектов СО РАН № 5 и 134, ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" (Госконтракт № NK-556P_15).

Список литературы

1. Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008); Ферг А *УФН* **178** 1336 (2008)
2. Grünberg P A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1531 (2008); Грюнберг П А *УФН* **178** 1349 (2008)
3. Ralph D C, Stiles M D J. *Magn. Magn. Mater.* **320** 1190 (2008)
4. Kiselev S I et al. *Nature* **425** 380 (2003)
5. Suzuki Y, Kubota H J. *Phys. Soc. Jpn.* **77** 031002 (2008)
6. Simmons J G J. *Appl. Phys.* **34** 238 (1963)
7. Simmons J G J. *Appl. Phys.* **34** 1793 (1963)
8. Simmons J G J. *Appl. Phys.* **34** 2581 (1963)
9. Bardeen J *Phys. Rev. Lett.* **6** 57 (1963)

10. Stratton R J. *Phys. Chem. Solids* **23** 1177 (1962)
11. Harrison W A. *Phys. Rev.* **123** 85 (1961)
12. Julliere M. *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
13. Chatterji T (Ed.) *Colossal Magnetoresistive Manganites* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004)
14. Volkov N et al. *Phys. Rev. B* **73** 104401 (2006)
15. Yuzhelevski Y et al. *Phys. Rev. B* **64** 224428 (2001)
16. Mercone S et al. *Phys. Rev. B* **65** 214428 (2002)
17. Raquet B et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4485 (2000)
18. Zhao Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1310 (1998)
19. Park S H et al. *Phys. Rev. B* **56** 67 (1997)
20. Haraev Э Л. *УФН* **166** 833 (1996) [Nagaev E L. *Phys. Usp.* **39** 781 (1996)]
21. Salamon M B, Jaime M. *Rev. Mod. Phys.* **73** 583 (2001)
22. Dagotto E, Hotta T, Moreo A. *Phys. Rep.* **344** 153 (2001)
23. Dagotto E (Ed.) *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance: The Physics of Manganites and Related Compounds* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 136) (Berlin: Springer, 2003)
24. Pickett W E, Singh D J. *Phys. Rev. B* **53** 1146 (1996)
25. Moodera J S, Meservey R H. "Spin-polarized tunneling", in *Magneto-electronics* (Ed. M Johnson) (Amsterdam: Elsevier, 2004)
26. Worledge D C, Geballe T H. *Phys. Rev. B* **62** 447 (2000)
27. Park J-H et al. *Nature* **392** 794 (1998)
28. Lu Y et al. *Phys. Rev. B* **54** R8357 (1996)
29. Li X W et al. *J. Appl. Phys.* **81** 5509 (1997)
30. Viret M et al. *Europhys. Lett.* **39** 545 (1997)
31. De Teresa J M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **211** 160 (2000)
32. LeClair P et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1066 (2001)
33. Moon-Ho J et al. *Phys. Rev. B* **61** R14905 (2000)
34. Bowen M et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 233 (2003)
35. Tsymbal E Y, Mryasov O N, LeClair P R. *J. Phys. Condens. Matter* **15** R109 (2003)
36. Bowen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 137203 (2005)
37. Ghosh K et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 689 (1998)
38. De Teresa J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4288 (1999)
39. Mitra C et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 017202 (2003)
40. Hueso L E et al. *Nature* **445** 410 (2007)
41. Schmidt G et al. *Phys. Rev. B* **62** R4790 (2000)
42. Rashba E I. *Phys. Rev. B* **62** R16267 (2000)
43. Fert A, Jaffrès H. *Phys. Rev. B* **64** 184420 (2001)
44. Dash S P et al. *Nature* **462** 491 (2009)
45. Naber W J M, Faez S, van der Wiel W G J. *J. Phys. D Appl. Phys.* **40** R205 (2007)
46. Dai J et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **33** L65 (2000)
47. Witanachchi S et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 052102 (2007)
48. Volkov N V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** 065005 (2009)
49. Волков Н В и др. *Письма в ЖТФ* **35** (21) 33 (2009) [Volkov N V et al. *Tech. Phys. Lett.* **35** 990 (2009)]
50. Volkov et al. *Rare Metals* **28** 170 (2009)
51. Ctistis G et al. *Phys. Rev. B* **71** 035431 (2005)
52. Ishikawa Y et al. *Phys. Rev. B* **16** 4956 (1977)
53. Klein J et al. *Europhys. Lett.* **47** 371 (1999)
54. Furukawa N. *J. Phys. Soc. Jpn.* **66** 2523 (1997)
55. Hortamani M et al. *Phys. Rev. B* **74** 205305 (2006)
56. Mitra C et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 017202 (2003)
57. Волков Н В и др., Патент РФ № 2392697 (Бюлл. 17, 20.06.2010)
58. Benz S P, Burroughs C J. *Appl. Phys. Lett.* **58** 2162 (1991)
59. Sheng P, Abeles B, Arie Y. *Phys. Rev. Lett.* **31** 44 (1973)
60. Helman J S, Abeles B. *Phys. Rev. Lett.* **37** 1429 (1976)
61. Volkov N V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **41** 015004 (2008)
62. Dey P, Nath T K. *Phys. Rev. B* **73** 214425 (2006)
63. Liu J-M et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 2286 (2000)
64. Gupta A et al. *Phys. Rev. B* **54** R15629 (1996)
65. Hwang H Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 2041 (1996)
66. Шайхутдинов К А и др. *ФТТ* **51** 734 (2009) [Shaykhtudinov K A et al. *Phys. Solid State* **51** 778 (2009)]
67. Niebieskikwiat D et al. *J. Appl. Phys.* **93** 6305 (2003)
68. Lee S et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4508 (1999)
69. Shaykhtudinov K A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **200** 052025 (2010)
70. Calderón M J, Brey L, Guinea F. *Phys. Rev. B* **60** 6698 (1999)
71. Salafranca J, Calderón M J, Brey L. *Phys. Rev. B* **77** 014441 (2008)
72. Gupta S et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 362 (2001)
73. Balcells L et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 4014 (1999)
74. Petrov D K et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 995 (1999)
75. Taran S et al. *J. Appl. Phys.* **99** 073703 (2006)
76. Xia Z C et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **36** 217 (2003)
77. Chen T Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 207203 (2006)
78. Faris S M, Gustafson T K. *Appl. Phys. Lett.* **25** 544 (1974)
79. Faris S M, Fan B, Gustafson T K. *Appl. Phys. Lett.* **27** 629 (1975)
80. Miskovsky N M et al. *Appl. Phys. Lett.* **35** 560 (1979)
81. Van der Heijden R W et al. *Appl. Phys. Lett.* **37** 245 (1980)
82. Hartman T E. *J. Appl. Phys.* **33** 3427 (1962)
83. Tulapurkar A A et al. *Nature* **438** 339 (2005)
84. Fan X et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 122501 (2009)
85. Volkov N V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **41** 015004 (2008)
86. Volkov N V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 1001 (2011)
87. Волков Н В и др., Патент РФ № 2347296 (Бюлл. 05, 20.02.2009)
88. Fowler R H. *Phys. Rev.* **38** 45 (1931)
89. Kadlec J. *Phys. Rep.* **26** 69 (1976)
90. Kadlec J, Gundlach K H. *Phys. Status Solidi A* **37** 11 (1976)
91. Kadlec J, Gundlach K H. *J. Appl. Phys.* **47** 672 (1976)
92. Volkov N V et al. *J. Phys. D Appl. Phys.* **42** 205009 (2009)
93. Dagotto E, Hotta T, Moreo A. *Phys. Rep.* **344** 1 (2001)

Spintronics: manganite-based magnetic tunnel structures

N.V. Volkov

L.V. Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Akademgorodok 50, str. 38, 660036 Krasnoyarsk, Russian Federation
Tel. + 7 (391) 243 26 35. Fax + 7 (391) 243 89 23
E-mail: volk@iph.krasn.ru

A topical and highly promising aspect of the field of spintronics is the physics involved in the flow of a spin-polarized current through magnetic tunnel structures. Of these, the present review focuses on manganite-based structures, which are appealing for the high Curie temperature, highly spin-polarized conduction electrons, high chemical stability, and well-developed fabrication technology. Particular emphasis is placed on some novel approaches to studying the tunnel structures, including the use of planar geometry and the application of combined external factors (microwave and optical radiation) to investigate spin-polarized transport.

PACS numbers: **72.25** - b, **75.76** + j, **85.75** - d

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201203b.0263

Bibliography — 93 references

Received 21 May 2011, revised 30 August 2011

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (3) 263–285 (2012)

Physics—Uspekhi **55** (3) (2012)