

05

Эффекты переключения токовых каналов и новый механизм магнитосопротивления в туннельной структуре

© Н.В. Волков, Е.В. Еремин, В.С. Цикалов, Г.С. Патрин, П.Д. Ким,
Seong-Cho Yu, Dong-Hyun Kim, Nguyen Chau

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия
Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия
Сибирский государственный аэрокосмический университет,
Красноярск, Россия
Department of Physics, Chungbuk National University,
Cheongju 361-763, Korea
Center for Materials Science, National University of Hanoi, 334 Nguyen Trai,
Hanoi, Vietnam
E-mail: volk@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 28 апреля 2009 г.

Исследованы транспортные свойства туннельной структуры $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{обедненный слой манганита/MnSi}$. Роль потенциального барьера между проводящими слоями $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ и MnSi играет обедненный марганцем слой манганита. Исследования проводились в геометрии, при которой ток параллелен плоскости интерфейсов структуры. Обнаружены нелинейность ВАХ структуры и положительное магнитосопротивление, величина которого зависит от тока через структуру. Предполагается, что особенности транспортных свойств связаны с эффектом переключения токового канала между проводящими слоями структуры. В основе механизма переключения — зависимость сопротивления туннельного перехода между проводящими слоями от смещения на нем и величины магнитного поля.

PACS: 72.25.-b, 73.40.-c, 75.47.-m

Магнитные туннельные переходы и эффекты спин-поляризованного туннелирования из ферромагнитных материалов интенсивно исследуются в последние годы [1]. Связано это не только с перспективами практических приложений, но и с богатым набором новых физических явлений, проявляющихся как результат взаимосвязи спин-поляризованного электронного транспорта и магнитной подсистемы низ-

коразмерных структур. Туннельные переходы традиционно исследуются в геометрии, когда ток перпендикулярен плоскости интерфейсов туннельной структуры. Такая геометрия проще для теоретического анализа и интерпретации экспериментальных результатов. Вместе с тем СІР-геометрия (current-in-plane), когда ток параллелен плоскости интерфейсов, для прикладных целей иногда является более предпочтительной, например при изготовлении гибридных наноструктур ферромагнетик/полупроводник, совместимых с традиционной полупроводниковой КМОП технологией. Кроме того, для такой геометрии можно ожидать новых проявлений спин-зависимого электронного транспорта. В данной работе приводятся результаты исследований транспортных свойств туннельной структуры, выполненных в СІР-геометрии.

Туннельная структура была приготовлена методом импульсного лазерного напыления на подложке SiO_2 (001) с использованием $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LSMO) и Si мишеней. На подложку, нагретую до 500°C , последовательно наносились слои Si (5 nm) и LSMO (500 nm). Непосредственно после нанесения слоев структура отжигалась в кислородной атмосфере при 800°C в течение 1 h. Предполагается, что в результате выбранного технологического процесса состав структуры оказывается следующим: нижний слой — моносилицид марганца (MnSi); верхний слой — пленка LSMO; на границе раздела — обедненный слой манганита с недостатком марганца ($\text{LSM}_\delta\text{O}$) толщиной ~ 5 nm (вставка к рис. 1). Причиной формирования такого состава структуры является большой коэффициент диффузии Mn в Si [2]. Слой $\text{LSM}_\delta\text{O}$ является диэлектриком и играет роль потенциального барьера между электродами MnSi и LSMO. Согласно магнитным измерениям, пленка манганита переходит в ферромагнитное (ФМ) состояние при температуре ~ 300 K. Рентгеновские исследования свидетельствуют о преимущественной (110) ориентации LSMO, но, вероятнее всего, пленка оказывается текстурированной. О наличии границ, разделяющих кристаллиты и играющих роль потенциальных барьеров между ними, можно судить по низкой проводимости пленки и большой величине туннельного вклада в ее сопротивление. Что касается нижнего слоя, то известно, что MnSi обладает металлическим типом проводимости и имеет температуру перехода в ФМ-состояние 30 K [3].

Исследование транспортных свойств было проведено с использованием прецизионного измерительно-питающего устройства KEITHLEY-2400. Токоподводящие электроды формировались на верх-

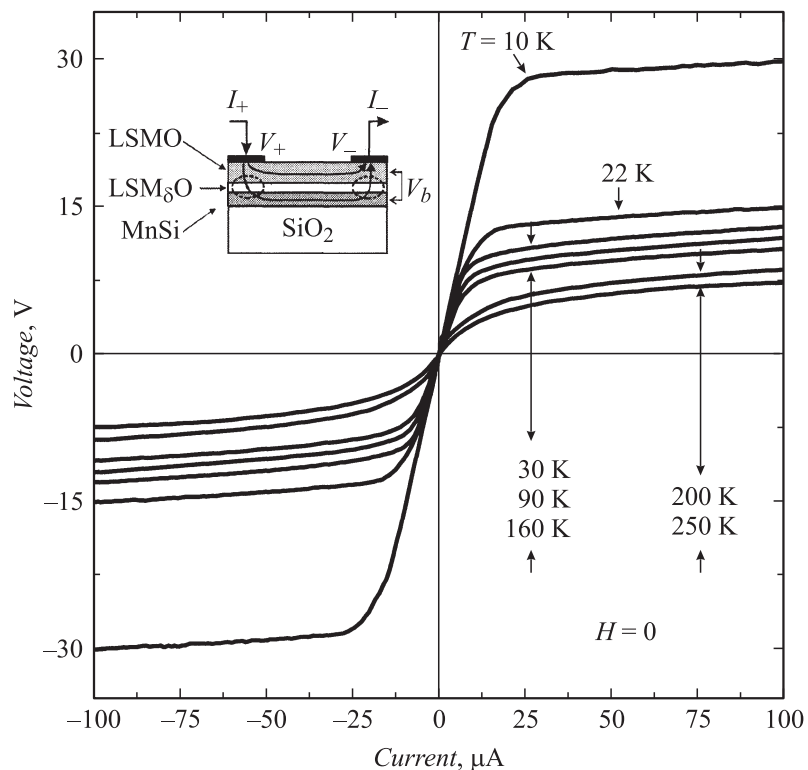


Рис. 1. ВАХ туннельной структуры, полученные в CIP-геометрии, при различных температурах. Вставка: показана геометрия эксперимента: стрелками показаны возможные токовые пути в структуре.

ней поверхности структуры с использованием двухкомпонентного оксидного клея с серебряным наполнителем. Геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 1, резистивные свойства измерялись в режиме стабилизации тока, вольт-амперные характеристики были получены в режиме развертки по току. Магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры. Гелиевый криостат обеспечивал точность поддержания температуры образца не хуже 0.1 К во всем исследуемом диапазоне температур.

Полученные результаты условно можно разделить на две части: 1) нелинейные транспортные свойства; 2) влияние магнитного поля на проводимость структуры. Остановимся сначала на особенностях поведения проводимости в отсутствие магнитного поля. На рис. 1 приведены вольт-амперные ($V-I$) характеристики структуры, записанные при различных температурах. Зависимости имеют начальный почти линейный участок, затем при некоторой критической величине тока I_{th} происходит резкое изменение наклона зависимостей, и при дальнейшем увеличении I имеет место медленное увеличение напряжения V на структуре. Наиболее отчетливо такое поведение проявляется при $T < 30$ К. Мы предлагаем следующую модель, позволяющую объяснить наблюдаемые $V-I$ зависимости. В структуре верхний слой (LSMO) обладает большим сопротивлением по сравнению с нижним слоем (MnSi). Но, поскольку токовые контакты сформированы на верхнем слое структуры, а нижний проводящий слой отделен от верхнего потенциальным барьером, ток преимущественно течет по слою LSMO. Действительно, при малых значениях I мы наблюдаем линейную зависимость $V(I)$, что и следовало ожидать для манганита. Увеличение I , а следовательно, и потенциалов на токовых контактах вызывает перераспределение зарядов в нижнем проводящем слое. Это, в свою очередь, приводит к возникновению напряженности смещения V_b ($V_b \ll V$) на туннельных переходах под токовыми контактами и связанного с ним увеличения туннельного тока I_T через потенциальный барьер, разделяющий верхний и нижний слои структуры. Т.е. сопротивление туннельного перехода R_T уменьшается и ток начинает преимущественно течь по слою MnSi, сопротивление которого R_S мало по сравнению с сопротивлением пленки манганита R_M . На верхней вставке к рис. 2 показана эквивалентная электрическая схема структуры в СР-геометрии. Ток через структуру определяется параллельным включением R_M и последовательно соединенных R_T и R_S . В рамках такой схемы мы аппроксимировали экспериментальные $V-I$ характеристики, предполагая, что R_S мало и ток по нижнему слою полностью определяется величиной I_T . Для аппроксимации I_T мы воспользовались формулой Симмонса [4], полученной в приближении упругого туннелирования электронов через потенциальный барьер $I_T = I_0 \{ \varphi_0 \exp(-A\varphi_0^{1/2}) - (\varphi_0 + eV) \exp(-A(\varphi_0 + eV)^{1/2}) \}$. Здесь φ_0 — высота потенциального барьера, A — величина, пропорциональная ширине потенциального барьера Δx . Для тока по верхнему

слою мы использовали закон Ома $I_M = V/R_M$. Величины R_M были взяты из температурной зависимости сопротивления структуры, измеренной при $I = I_{th}$, когда ток практически полностью течет по пленке манганита. Наилучшие результаты подгонки были получены для следующих параметров: ширина потенциального барьера $\Delta x = 5$ nm, что вполне согласуется с нашими предположениями о составе структуры; $V_b \cong 3 \cdot 10^{-2}$ V; а средняя высота потенциального барьера изменяется при изменении температуры от $\varphi_0 \cong 0.3$ eV при 250 K до $\varphi_0 \cong 0.8$ eV при 5 K. На рис. 2 показан пример аппроксимации экспериментальной $V-I$ характеристики. Температурная зависимость φ_0 показана на нижней вставке к рис. 2. Изменение φ_0 может быть результатом изменения электронной структуры материалов, составляющих туннельный переход, при ФМ-упорядочении [5]. Для некоторых манганитов [6] ниже T_C происходит аномально большой сдвиг химического потенциала, пропорциональный квадрату намагниченности манганита. Таким образом, происходит увеличение работы выхода у манганита при переходе в ФМ состояние по сравнению с остающимися в немагнитном состоянии граничным обедненным 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 K естественно объяснить ростом работы выхода в слое MnSi после его перехода в ФМ-состояние при ~ 30 K.

Исследование $V-I$ характеристик в магнитном поле H показало, что при $T > 30$ K влияние поля наблюдается только для $I < I_{th}$. Действие H в этой области токов полностью определяется магниторезистивными свойствами пленки манганита. Магнитосопротивление имеет отрицательный знак, и его величина не зависит от величины измерительного тока, что характерно для материалов манганитов. При $I > I_{th}$ происходит эффект переключения и ток начинает преимущественно течь по нижнему слою структуры. Поскольку MnSi не обладает заметной величиной магнитосопротивления, а ток через туннельные переходы при $T > 30$ K не зависит от H , магниторезистивный эффект при $I > I_{th}$ не наблюдается. При $T < 30$ в слое MnSi возникает ФМ-порядок и структура представляет собой уже магнитный туннельный переход, и ток через такой переход будет зависеть от взаимной ориентации намагниченностей M_M и M_S в слоях LSMO и MnSi соответственно. Рис. 3 демонстрирует, что ниже 30 K эффект отрицательного магнитосопротивления для $I < I_{th}$ сохраняется, но дополнительно обнаруживается

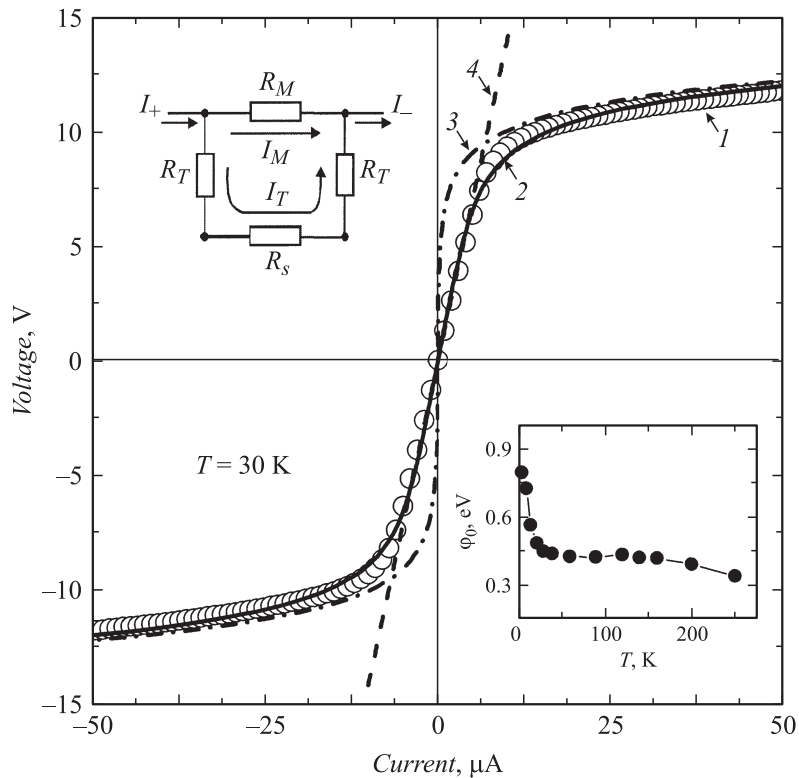


Рис. 2. Пример аппроксимации ВАХ туннельной структуры, в CIP-геометрии, в рамках эквивалентной схемы, показанной на верхней вставке к рисунку. I — экспериментальная зависимость; 2 — результат аппроксимации; 3 — ВАХ туннельного перехода; 4 — ВАХ слоя манганита. Нижняя вставка: температурная зависимость средней высоты потенциального барьера в структуре, полученная при аппроксимации туннельного тока формулой Симмонса.

сильное влияние H и на участке $V-I$ характеристики, соответствующем $I > I_{th}$. Так, для $T = 10 \text{ K}$ уже в поле 1 kOe $V-I$ характеристика становится практически линейной. Это можно интерпретировать как обратное переключение токового канала из нижнего в верхний слой структуры за счет увеличения сопротивления туннельного перехода R_T

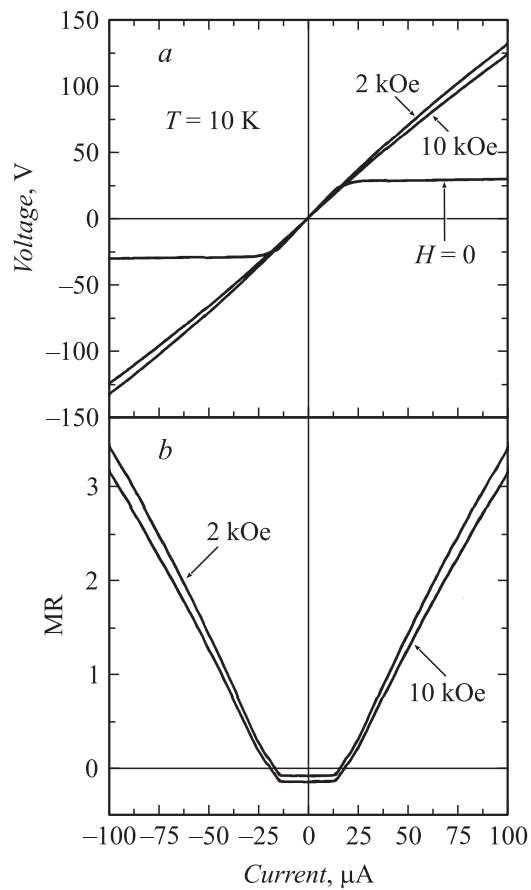


Рис. 3. *a* — ВАХ туннельной структуры, полученные в СР-геометрии, без магнитного поля и в поле 2 и 10 кОе при температуре 10 К. *b* — зависимость магнитосопротивления структуры от тока смещения для магнитных полей 2 и 10 кОе.

в магнитном поле. Косвенным подтверждением этого сценария является отрицательное магнитосопротивление, характерное для пленки манганита, которое наблюдается при $I > I_{th}$ (зависимости при $H = 1 \text{ кОе}$ и $H = 10 \text{ кОе}$ на рис. 3). Таким образом, обнаруживается несколько

возможностей управлять переключением токовых каналов в магнитной туннельной структуре в СР-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 магнитосопротивления в магнитной туннельной структуре с абсолютно новым механизмом, который ранее никем не рассматривался. Предлагаемый механизм обуславливает и основные особенности проявления эффекта — положительное магнитосопротивление индуцируется током смещения, а его величина зависит от величины тока смещения. Рис. 3, *b* показывает, что при $T = 10$ К и $I = 100 \mu\text{A}$ величина магнитосопротивления превышает 300% и эффекта насыщения не наблюдается.

Рассматривая вопрос зависимости туннельного тока от взаимной ориентации намагниченности ФМ-электродов, следует учитывать, что ферромагнетики могут быть двух типов. В первом случае носители заряда имеют преимущественную ориентацию спинов, параллельную намагниченности, — это MASC (majority spin carriers) ферромагнетики; во втором случае спины преимущественно ориентированы антипараллельно намагниченности — MISC (minority spin carriers) ферромагнетики. Только для туннельного перехода, где один из электродов MASC, а другой MISC типа, сопротивление перехода будет больше при параллельной ориентации намагниченности электродов, чем при антипараллельной [7]. По-видимому, такая ситуация и реализуется в нашем случае. В отсутствие магнитного поля, благодаря магнитоэлектронному взаимодействию \mathbf{M}_M и \mathbf{M}_S ориентированы антипараллельно, сопротивление перехода R_T минимально, и при $I > I_{th}$ ток в структуре течет по нижнему слою. Магнитное поле стремится ориентировать \mathbf{M}_M и \mathbf{M}_S параллельно, R_T при этом 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.

Таким образом, исследуя транспортные свойства туннельной структуры в СР-геометрии, мы обнаружили эффект переключения токовых каналов между слоями структуры, управляемый током смещения. При низких температурах оба электрода структуры находятся в ферромагнитном состоянии. В этом случае сопротивлением туннельного перехода можно управлять с помощью магнитного поля, управляя тем самым переключением токовых каналов в структуре. Это определяет

новый механизм магнитосопротивления, величина которого зависит от величины тока смещения через структуру.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-02-00259 и № 08-02-00397, программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ (проект № 2.1.1/6038).

Список литературы

- [1] Moodera J.C., Meservey R.H. Spin-polarized tunneling, in *Magnetoelectronics* / Ed. M. Johnson. Elsevier, 2004.
- [2] Ctistis G., Deffke U., Schwinge K. et al. // *Phys. Rev. B*. 2005. V. 71. P. 035431.
- [3] Ishikawa Y., Shirane G., Tarvin J.A. // *Phys. Rev. B*. 1997. V. 16. P. 4956.
- [4] Simmons J.G. // *J. Appl. Phys.* 1963. V. 34. P. 1793.
- [5] Klein J., Hofener C. et al. // *Europhys. Lett.* 1999. V. 47. P. 371.
- [6] Furukawa N. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1997. V. 66. P. 371.
- [7] Mitra C., Raychaudhuri P., Dörr K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 017202.