Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 12, с. 815 – 818 © 2020 г. 25 июня

Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB

И. Ю. Пашенькин[+1)], *М. В. Сапожников*[+*], *Н. С. Гусев*[+], *В. В. Рогов*[+], *Д. А. Татарский*[+*], *А. А. Фраерман*[+], *М. Н. Волочаев*[×]

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 27 апреля 2020 г.
После переработки 1 мая 2020 г.
Принята к публикации 1 мая 2020 г.

Исследована возможность электрического управления межслоевым обменным взаимодействием в туннельных контактах CoFeB/MgO/CoFeB, демонстрирующих магнетосопротивление величиной $\sim 200\,\%$. Показано, что увеличение приложенного напряжения с 50 мВ до 1.25 В приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя на 10 Э при плотности протекающего тока $\sim 10^3$ А/см^2. Обнаруженный эффект может быть использован при разработке энергоэффективной магниторезистивной памяти с произвольным доступом.

DOI: 10.31857/S1234567820120058

Одной из наиболее актуальных практически значимых задач спиновой электроники является управление магнитным состоянием наносистем электрическим полем (магнито-электрический эффект), т. е. без протекания токов больших плотностей. Использование магнитоэлектрического эффекта позволит обеспечить высокую плотность записи и энергоэффективность магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM). Элемент MRAM представляет собой туннельный магниторезистивный (TMR) контакт, логическое состояние (сопротивление) которого определяется взаимной ориентацией намагниченности свободного (магнитомягкого) и закрепленного (магнитожесткого) слоев. Запись информации в ячейку предполагает перемагничивание ее свободного слоя, что является нетривиальной задачей. В первых коммерчески доступных MRAM переключение осуществлялось магнитными полями токовых шин записи [1, 2]. При переходе к нанометровым масштабам данный подход оказывается крайне неэффективным ввиду высокого тепловыделения и невозможности локализации магнитных полей. В настоящее время процесс записи основывается на пропускании через систему спин поляризованных токов гигантских плотностей ($\sim 10^6$ А/см^2) [3, 4], неизбежно проводящих к значительным энергопотерям. Перемагничивание за счет зависимости магнитной анизотропии от приложенного напряжения [5, 6] не требует протекания больших токов, однако в связи с квадратичностью эффекта по намагниченности детерминированное переключение возможно только в динамическом режиме, что накладывает жесткие требования на длительность и форму импульсов напряжения. Эффект управляемой анизотропии также используют в качестве ассистирующего при перемагничивании спин-поляризованным током [7], однако, ввиду четности эффекта по напряжению, барьер переключения снижается только в одном из направлений (например, из “0” в “1”).

Зависимость межслоевого обменного взаимодействия от электрического напряжения [8], приложенного к TMR-контакту, позволит осуществлять детерминированное переключение при сравнительно низкой плотности тока, протекающего через систему. Данный эффект обусловлен изменением формы потенциального барьера под действием электрического поля и, как следствие, изменением его туннельной прозрачности, определяющей величину обменной константы. В рамках данной работы были проведены исследования возможности управления межслоевым обменным взаимодействием за счет приложения электрического напряжения к TMR-контактам CoFeB/MgO/CoFeB. Эта система демонстрирует эффект гигантского туннельного магнетосопротивле-

1)e-mail: pashenkin@ipmras.ru

ния [9] и является наиболее перспективной для создания MRAM.

Основой для изготовления TMR-элементов послужили многослойные наноструктуры Ta(20)/Pt(10)/Ta(20)/CoFeB(3–5)/MgO(1.3–1.5)/CoFeB(5)/IrMn(10)/Ta(3)/Pt(10) (толщины указаны в нм), выращенные на подложках Si/SiO_2 методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре. Остаточное давление в ростовой камере не превышало $3 \cdot 10^{-7}$ Торр, рабочее давление аргона в процессе напыления составляло $1.5-2 \cdot 10^{-3}$ Торр. Барьерный слой MgO формировался радиочастотным распылением диэлектрической мишени MgO стехиометрического состава. С применением последовательных операций оптической литографии и ионного травления из полученных структур изготавливались многослойные частицы прямоугольной формы размерами 1.5×4 мкм. После этого TMR-контакты соединялись последовательно в цепочки из 50 элементов мостиками из золота для предупреждения статического пробоя и формировались контактные площадки для включения в измерительную схему. На рисунке 1 представлено изображение участка цепочки TMR-элементов, полученное в растровом электронном микроскопе, до этапа напыления верхнего контакта, а также схематическое изображение TMR-контакта, встроенного в электродную систему.

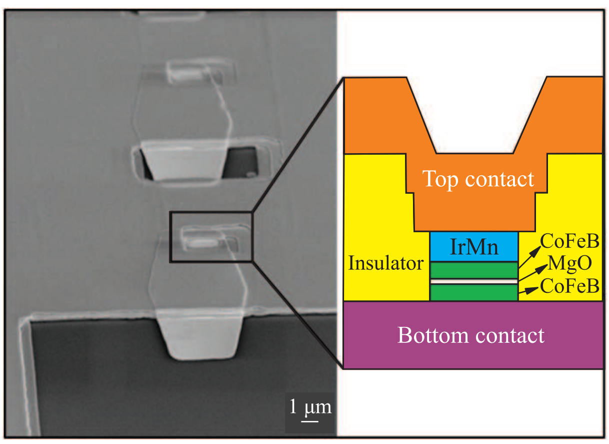

Рис. 1. (Цветной онлайн) Изображение участка цепочки TMR-контактов, полученное в растровом электронном микроскопе (слева) и схематическое изображение сечения (перпендикулярного цепочке) TMR-контакта (справа)

Завершающим этапом изготовления был термический отжиг готовых чипов в вакууме при температуре 330 °C в течение 2 ч, в результате которого наблюдалось существенное увеличение TMR-эффекта с 10–20 до 100–200 % для разных образцов (рис. 2), что соответствует мировому уровню в области маг-

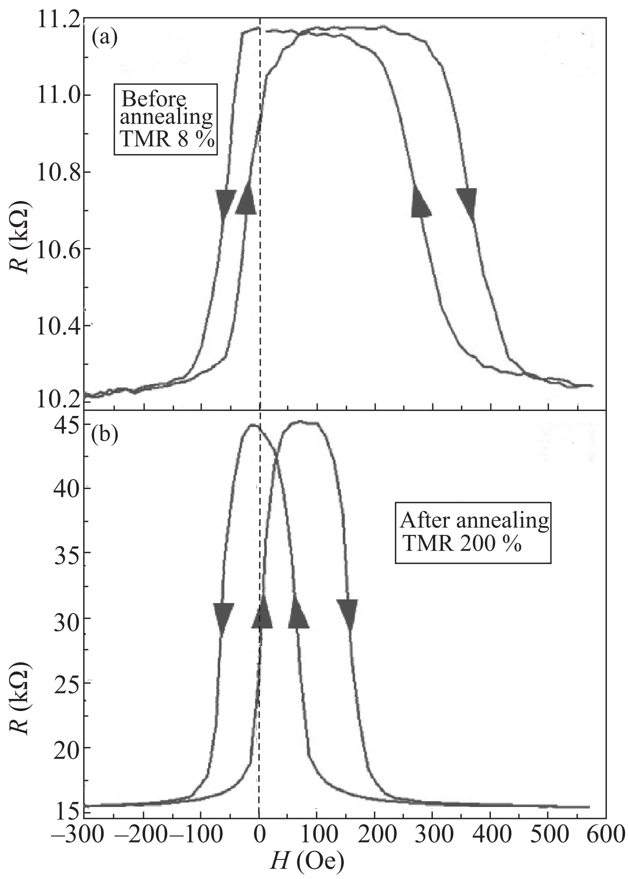

Рис. 2. Кривые магнетосопротивления цепочки TMR-контактов CoFeB/MgO/CoFeB до (a) и после (b) термического отжига

ниторезистивных структур [10]. Уменьшение однонаправленной анизотропии в закрепленном слое отожженных структур, вероятно, обусловлено диффузией атомов Mn из антиферромагнитного слоя IrMn и нарушением качества границы CoFeB/IrMn.

Увеличение магнетосопротивления при отжиге связано с рекристаллизацией аморфных слоев CoFeB от интерфейса с текстурированным барьером MgO [001], который, в свою очередь, навязывает ферромагнитным слоям кристаллографическую ориентацию [001]. Сам слой MgO изначально приобретает кристаллическую структуру, ориентированную в направлении [001], при напылении на слой аморфного CoFeB. Наличие кристаллической текстуры слоев MgO [001] и CoFeB [001] является обязательным условием для наблюдения гигантского TMR-эффекта в данной системе в связи с особенностями зонной структуры данных материалов [11].

Разрешение электронно-микроскопического изображения поперечного среза TMR-структур (рис. 3), не позволяет определить конкретную кристаллическую структуру и ориентацию слоев CoFeB и MgO, однако достаточно, чтобы различить поликристаллические и аморфные материалы. Из рисунка 3 можно видеть, что после термического отжига в слоях CoFeB появился неоднородный поликристаллический контраст (рис. 3b), изначально отсутствующий в аморфных слоях CoFeB (рис. 3a).

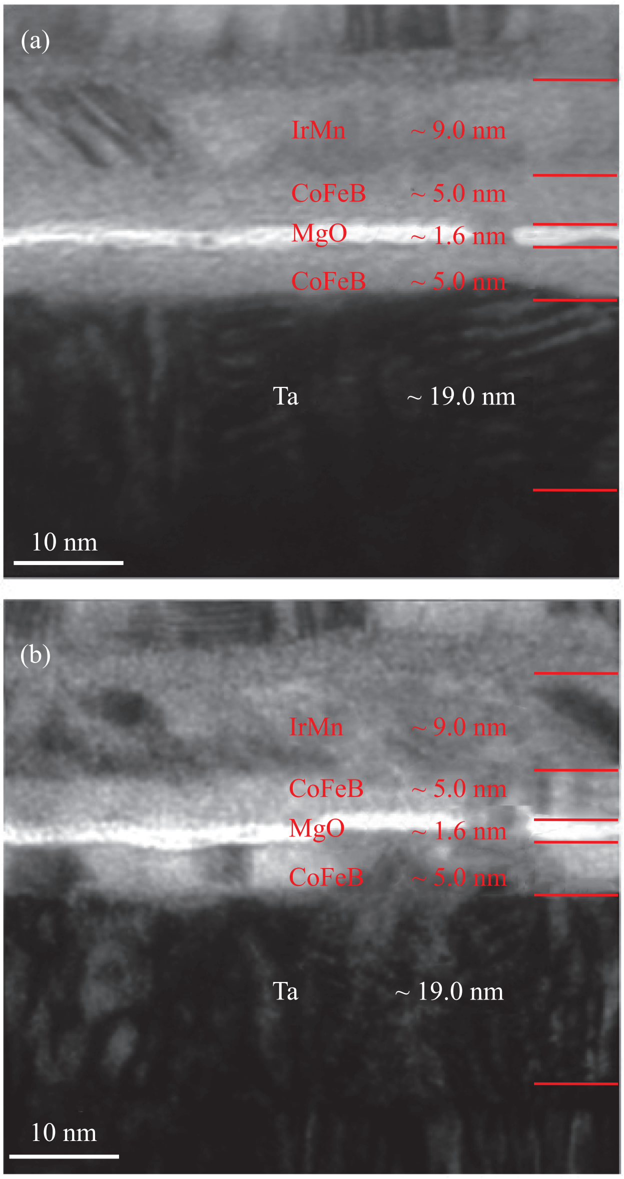

Рис. 3. (Цветной онлайн) Изображения поперечного среза TMR-структуры CoFeB/MgO/CoFeB до (a) и после (b) термического отжига, полученные в просвечивающем электронном микроскопе

С целью выяснения возможности электрического управления межслоевым обменным взаимодействием были проведены магнитотранспортные измерения при различных напряжениях, приложенных к цепочкам и отдельным TMR-контактам (рис. 4). В результате было обнаружено, что увеличение напряжения приводит к существенному падению величины TMR-эффекта (рис. 4a, c), характерному для исследуемой системы и уже наблюдавшемуся ранее [12]. Более важным является тот факт, что увеличение приложенного напряжения с 50 мВ до 1.25 В (что соответствует электрическому полю $\approx 10^9$ В/м)

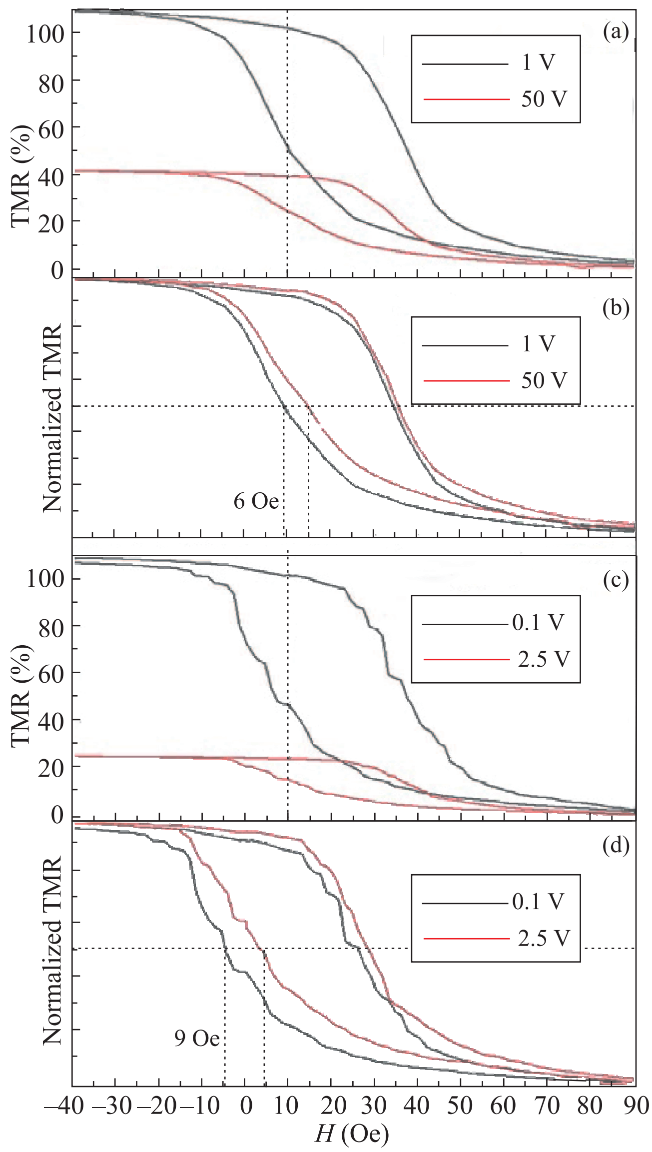

Рис. 4. (Цветной онлайн) Кривые магнетосопротивления: (a), (b) – цепочки TMR-контактов; (c), (d) – пары TMR-контактов при различных приложенных напряжениях

на один контакт сопровождается сдвигом кривой намагничивания свободного слоя на величину до 10 Э (рис. 4b, d), что свидетельствует об изменении величины обменного взаимодействия между магнитными слоями. При этом ток, протекающий через контакт, имеет плотность порядка 10^3 А/см^2 (при напряжении 1.25 В на 1 контакт), что на 2–3 порядка ниже токов, необходимых для переключения ячейки MRAM за счет *spin-transfer torque* – эффекта (STT-MRAM). Следует отметить, что при уменьшении напряжения величина TMR-эффекта, форма и положение кривых магнетосопротивления полностью восстанавливаются.

Для эффективного переключения состояния TMR-элемента величина полевого сдвига должна быть больше ширины склона гистерезисной кривой, которая составляет 20–30 Э для разных образцов. Как показало исследование магниторезистивных кривых одиночных контактов, широкий фронт перемагничивания обусловлен не разбросом параметров частиц в цепочке, а возникновением неоднородных (многовихревых и/или многодоменных) состояний в каждом отдельном контакте ввиду микронных размеров. Наблюдаемые ступеньки на кривой магнитосопротивления пары TMR-контактов (рис. 4c, d) являются следствием перехода системы через последовательность метастабильных неоднородных магнитных состояний в процессе перемагничивания системы. Увеличение крутизны магниторезистивных кривых может быть достигнуто изготовлением субмикронных (200–300 нм) TMR-элементов методом электронной литографии. Магнитные частицы такого размера будут иметь два устойчивых состояния с однородным распределением намагниченности, переключение между которыми будет происходить скачком [13].

Таким образом, в работе экспериментально продемонстрирована возможность электрического управления межслоевым обменным взаимодействием в системе CoFeB/MgO/CoFeB. Полученные TMR-контакты демонстрируют магнетосопротивление величиной в 200 % и обладают высокой стойкостью к электрическому пробою, что позволяет прикладывать напряжения до 1.25 В на один элемент. При этом обнаруживается сдвиг кривой намагничивания свободного слоя на величину до 10 Э при плотности тока, протекающего через систему, $\sim 10^3$ А/см^2. Данный эффект может быть использован при разработке энергоэффективной MRAM.

Авторы благодарят О. Г. Удалова за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 16-12-10340П).

1. T. W. Andre, J. J. Nahas, C. K. Subramanian, B. J. Garni, H. S. Lin, A. Omair, and W. L. Martino, IEEE Journal of Solid-State Circuits **40**, 301 (2005).
2. B. N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun, and S. Tehrani, IEEE Trans. Magn. **41**, 132 (2005).
3. S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny, and K.-J. Lee, Nature Phys. **5**, 898 (2009).
4. J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, Nature Phys. **4**, 67 (2007).
5. J. G. Alzate, P. Kh. Amiri, P. Upadhyaya, S. S. Cherepov, J. Zhu, M. Lewis, R. Dorrance, J. A. Katine, J. Langer, K. Galatsis, D. Markovic, I. Krivorotov, and K. L. Wang, *2012 International Electron Devices Meeting (IEDM 2012): San Francisco, California, USA, 10–13 December 2012.* – Piscataway, New Jersey: IEEE, 2012, p. 2.5.1.
6. J. G. Alzate, P. Kh. Amiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. A. Katine, J. Langer, B. Ocker, I. N. Krivorotov, and K. L. Wang, Appl. Phys. Lett. **104**, 112410 (2014).
7. W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien, Nature Mater. **11**, 64 (2012).
8. T. Newhouse-Illige, Y. Liu, M. Xu et al. (Collaboration), Nat. Commun. **8**, 15232 (2017).
9. S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **93**, 082508 (2008).
10. P. P. Freitas, R. Ferreira, and S. Cardoso, Proc. IEEE **104**, 1894 (2016).
11. S. Yuasa and D. D. Djayaprawira, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, R337 (2007).
12. D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, and K. Ando, Appl. Phys. Lett. **86**, 092502 (2005).
13. S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, I. M. Nefedov, V. V. Rogov, A. A. Fraerman, and I. A. Shereshevskii, JETP Lett. **94**, 386 (2011).