Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 8, с. 663 – 669 © 2026 г. 25 октября

Магнитоэлектрические эффекты в туннельных магнитных контактах CoFeB/MgO/CoFeB с перпендикулярной анизотропией

И. Ю. Пашенькин[+], *И. А. Федотов*[+], *Н. С. Гусев*[+], *Р. В. Горев*[+], *М. В. Сапожников*[+*1)]

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

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

Поступила в редакцию 7 сентября 2026 г.
После переработки 21 сентября 2026 г.
Принята к публикации 22 сентября 2026 г.

Исследовано влияние электрического напряжения на магнитосопротивление туннельных магнитных контактов CoFeB/MgO/CoFeB с перпендикулярной анизотропией. Показано, что увеличение напряжения приводит к сдвигу и сужению петли гистерезиса свободного слоя. Анализ формы петли позволил выделить эффект изменения обменного взаимодействия между магнитными слоями на фоне известных явлений: зависимости поверхностной анизотропии от электрического поля и джоулева нагрева. Установлено, что приложение импульсов напряжения амплитудой до 10 В обеспечивает детерминированное переключение магнитного состояния системы. Изменение эффективного поля обменного взаимодействия через барьер достигает при этом 25 Э. Обнаруженный эффект может быть использован при разработке энергоэффективной магниторезистивной памяти на основе электрического управления обменным взаимодействием в туннельных магнитных контактах.

DOI: 10.7868/S3034576626100229

Управление магнитным состоянием нанометровых структур с помощью электрического поля представляет значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения [1, 2]. Одной из ключевых систем для изучения таких эффектов являются туннельные магнитные контакты (ТМК), в которых сопротивление зависит от взаимной ориентации намагниченности свободного (FL) и закреплённого (RL) ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическим барьером [3]. Традиционные методы перемагничивания свободного слоя – с помощью магнитного поля [4] или спин-поляризованного тока высокой плотности [5] – обладают ограничениями по масштабируемости и энергопотреблению.

Альтернативой служат магнитоэлектрические эффекты, позволяющие воздействовать на магнитные состояния ТМК непосредственно электрическим полем. Наиболее изучен эффект управляемой напряжением магнитной анизотропии (VCMA) [6, 7]. Однако он квадратичен по намагниченности, что приводит к случайному выбору направления переключения и требует динамического режима для детерминированного переключения [8]. Более перспективным является управление межслоевым обменным взаимодействием, которое линейно по намагниченности FL и обеспечивает детерминированное переключение даже в квазистатике. Само обменное взаимодействие через MgO-барьер известно и может быть знакопеременным [9]. В ТМК CoFeB/MgO/CoFeB с анизотропией типа “легкая плоскость” электрическое управление этим обменом было продемонстрировано [10], причем импульсы напряжения позволяют переключать состояние ТМК при рекордно низкой плотности тока ($\sim 10^3$ А/см^2) [11]. Физический механизм явления связывают с модуляцией туннельной прозрачности барьера и соответствующим изменением обменной константы между слоями.

Для современных спинтронных применений особый интерес представляют структуры с перпендикулярной магнитной анизотропией (PMA), отличающиеся повышенной термической стабильностью и лучшей масштабируемостью [12]. Обзоры по низкопотребляющей спиновой памяти [13] и интерфейсным явлениям в магнетизме [14] подчеркивают актуальность поиска новых механизмов управления магнитным состоянием. Наличие обменного взаимодействия через MgO-барьер в таких системах известно [15], однако влияние напряжения на это взаимодействие и возможность электрического управления им до сих пор не исследованы.

В данной работе впервые проведено прямое экспериментальное исследование электрического управления обменным взаимодействием в ТМК

[1)]e-mail: msap@ipmras.ru

CoFeB/MgO/CoFeB с перпендикулярной анизотропией. Методом импульсного воздействия и разделения вкладов нагрева, VCMA и обмена показано, что приложение напряжения приводит к сдвигу петли гистерезиса FL на величину до 25 Э, обусловленному модуляцией обменной связи между слоями. Обнаруженный эффект открывает новые возможности для управления магнитным состоянием в наноструктурах с перпендикулярной анизотропией и может лечь в основу создания энергоэффективных спинтронных устройств.

Многослойные пленки W(3)/CoFeB(t)/MgO(2)/CoFeB(1.5)/W(3) (толщины в нм) наносились магнетронным распылением в едином вакуумном цикле на подложки $Si/SiO_2/Si_3N_4$ с подслоем Ta(2)/Pt(10). Толщина нижнего магнитного слоя t выбрана равной 1.1 нм, что, согласно данным полярного эффекта Керра (рис. 1a), лежит выше "магнитомертвого" порога (~ 0.7 нм) для CoFeB на W и одновременно ниже предела (~ 1.9 нм), за которым перпендикулярная поверхностная анизотропия подавляется магнитостатическим вкладом. Отжиг при 330 °C в течение 2 ч формирует PMA, кристаллизует CoFeB в текстуру [001] и приводит к появлению ступеньки на петле гистерезиса с коэрцитивными полями 35 и 55 Э для свободного и закрепленного слоев соответственно (рис. 1b).

С применением последовательных операций оптической литографии и ионного травления из полученных тонкопленочных структур изготавливались многослойные частицы круглой формы диаметром 2 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. Контакты позволяют проводить измерение как нескольких последовательно включенных контактов, так и одиночных. На рисунке 2 представлены структура слоев TMR-контакта, встроенного в электродную систему, и изображение участка цепочки TMR-элементов, полученное в растровом электронном микроскопе.

Завершающим технологическим этапом является термический отжиг готовых чипов в вакууме при температуре 330 °C в течение 2 ч. Отжиг приводит к кристаллизации исходно аморфных слоев в текстуру [001], при этом, как указывалось выше, возникает перпендикулярная анизотропия и происходит существенное увеличение TMR-эффекта с 10 до 50 %. Значение 50 % меньше стандартно достигаемых в такой технологии значений в 150–200 %, характерных для TMK с плоскостной анизотропией [11]. Это обусловлено существенно меньшей толщиной магнитных слоев: как показано в работах Meng et al. [16] и Teixeira et al. [17], в структурах с перпендикулярной анизотропией уменьшение толщины свободного слоя CoFeB приводит к закономерному снижению TMR – от 80 до 20 % при изменении толщины от 1.3 до 1.0 нм [16] и от 223 до 79 % при уменьшении с 3.0 до 1.55 нм [17]. Интересным фактом является кратное возрастание полей коэрцитивности слоев TMK (рис. 3a) по сравнению с коэрцитивностью слоев исходной многослойной пленочной структуры (рис. 1b).

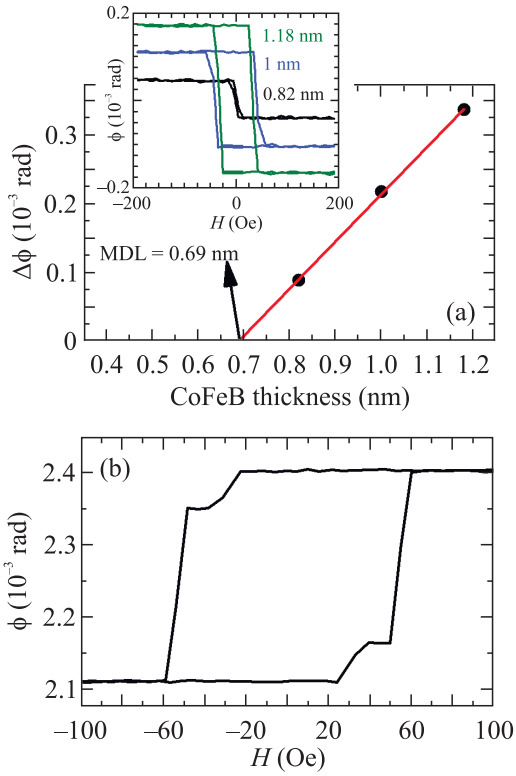

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость полярного эффекта Керра от толщины магнитной пленки в структуре W(3)/CoFeB(t)/MgO(2). На вставке – петли гистерезиса для структур с разной толщиной магнитного слоя. (b) – Гистерезис перемагничивания двухслойной структуры W(3)/CoFeB(1.1)/MgO(2)/CoFeB(1.5)/W(3) (после отжига)

По-видимому, это связано с изменением механизма перемагничивания в латерально ограниченном TMK по сравнению с исходной многослойной пленкой. Действительно, проведенные исследования доменной структуры показали, что характерный размер домена составляет 2 мкм, т.е. слои TMK находятся в однодоменном состоянии, что повышает их коэрцитивность. Было проведено исследование того, как кривые магнитосопротивления контактов, а

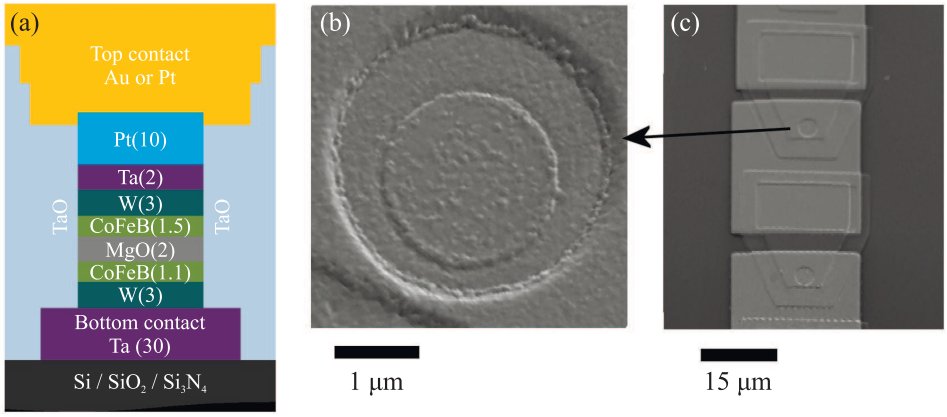

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Структура слоев ТМК. (b) – Изображение круглого ТМК контакта и (c) изображение участка цепочки ТМК в растровом электронном микроскопе

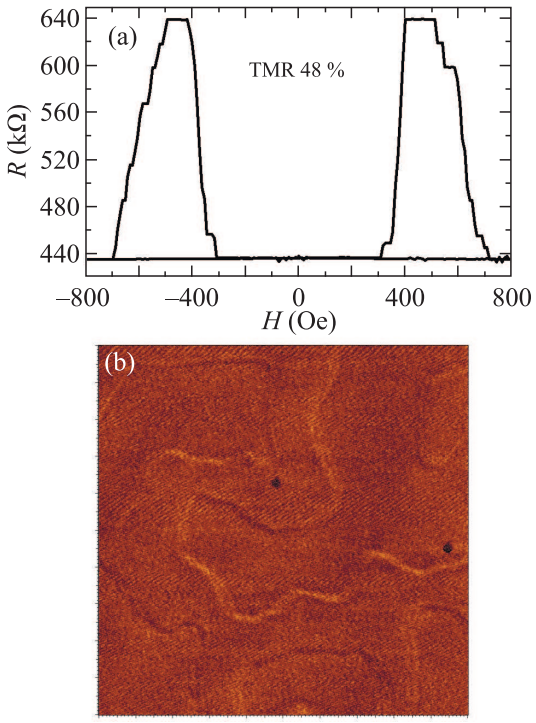

Рис. 3. Цветной онлайн) (a) – Полная кривая магнитосопротивления цепочки ТМК после отжига при приложенном напряжении 10 мВ. (b) – МСМ-изображение магнитных доменов в исходной многослойной ТМР структуре. Размер скана 10×10 мкм^2

значит и их магнитные состояния, зависят от приложенных к контактам импульсов напряжения в диапазоне $V_{\text{appl}} = 0{-}10$ В на контакт. По нашим оценкам с учетом величины напряжения пробоя и сопротивления подводящих микрополосок это соответствует напряжению $V_b = 0{-}2$ В на самом туннельном переходе. Оценка $V_b \approx V_{\text{appl}}/5$ носит приближенный характер и используется только для сопоставления с литературными данными по VCMA; все качественные выводы работы от ее точного значения не зависят. Исходное сопротивление контактов составляет 22 кОм. При приложении к туннельному переходу напряжения $V_b = 2$ В его сопротивление падает примерно в 10 раз, соответственно плотность тока, протекающего через контакт, составляет 10^4 А/см^2, что по порядку величины на 2 порядка меньше, чем величина плотности тока при переключении ТМК за счет эффекта передачи спинового момента. Во избежание электрического пробоя и уменьшения эффектов нагрева исследования кривых магнитосопротивления проводились в импульсном режиме по следующей схеме. К контакту прикладывалось внешнее магнитное поле, после чего подавался импульс напряжения длительностью 5 и 7 мкс. Затем измерялась величина магнитосопротивления на малом напряжении $V_{\text{appl}} = 10$ мВ. Сравнение полученной таким образом кривой с измерением, выполненным без приложения импульсов при приложенном напряжении 10 мВ, позволяет сделать вывод о том, происходит или нет переключение состояния контакта под действием импульса. Таким образом, данная схема измерения позволяет фиксировать смещение поля переключения только в одну сторону, а именно в сторону уменьшения, когда повышение напряжения способствует переключению. Если приложение напряжения наоборот увеличивает поле переключения, то это изменение не будет зафиксировано, поскольку сами измерения производятся на малом напряжении.

На рисунке 4a приведен характерный вид петли перемагничивания свободного слоя в полях, когда состояние высококоэрцитивного слоя еще не меняется, при напряжении $V_{\text{appl}} = 10$ мВ. Видно, что при каждом проходе поле переключения испытывает случайные вариации, что учитывалось при усреднении. На-

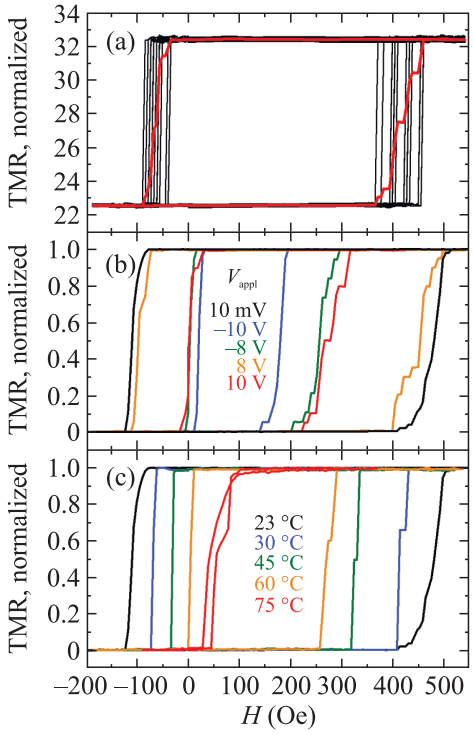

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Петли перемагничивания низкокоэрцитивного слоя туннельного контакта при напряжении 10 мВ. Толстой пунктирной линией показана усредненная по 30 проходам петля перемагничивания. (b) – Усредненные петли перемагничивания низкокоэрцитивного слоя туннельного контакта при подаче импульсов напряжения разной величины и полярности. (c) – Петля перемагничивания низкокоэрцитивного слоя туннельного контакта при разных температурах при напряжении 10 мВ

блюдаемый разброс, по-видимому, связан с тепловыми флуктуациями.

Усредненные петли перемагничивания при разных по напряжению импульсах подаваемого напряжения показаны на рис. 4b. Видно, что при определенных напряжениях происходит сужение и сдвиг центра петель, причем величина эффекта зависит от полярности приложенного напряжения. Наблюдаемые эффекты могут быть обусловлены тремя факторами. 1) Зависимостью поверхностной анизотропии от электрического поля (VCMA). Этот эффект нечетен по электрическому полю [7], он будет приводить к сужению или расширению петли перемагничивания в зависимости от полярности приложенного напряжения, но не должен приводить к ее сдвигу. 2) Возможный эффект зависимости обменного взаимодействия между слоями от электрического поля. Этот эффект должен приводить к смещению центра петли, но не к изменению ее ширины. 3) Эффект нагрева протекающим током. Он может приводить как к сужению петли перемагничивания за счет снижения коэрцитивности, так и к смещению центра петли, за счет уменьшения намагниченности и соответственно изменения величины магнитостатического взаимодействия между магнитными слоями. В отличие от VCMA эффекты нагрева четны по приложенному напряжению.

Для того, чтобы выделить отдельно вклад эффектов нагрева, были измерены петли перемагничивания магнитомягкого слоя при разных температурах и низком напряжении (10 мВ), когда вклад обменного эффекта и VCMA незначительны (рис. 4c). Измеренные петли мы характеризовали средними значениями ширины петли W (Э) и средними значениями положений их центров C (Э), вычисленных по распределению Стьюдента для 30 проходов. Данные для петель, измеренных при разной температуре, приведены в табл. 1. Связь между измеренными шириной и положением петли хорошо аппроксимируется зависимостью $W(C) = \exp(0.0119 \cdot C + 4.4) - 141$, которая дает хорошее значение коэффициента детерминации $R^2 \approx 0.996$.

Таблица 1. Зависимость ширины петли перемагничивания свободного слоя W и положения ее центра от температуры T

T (°C)	20	30	45	60	75
W (Oe)	577 ± 6	482 ± 17	352 ± 14	258 ± 14	4 ± 4
C (Oe)	183 ± 3	172 ± 8	148 ± 7	137 ± 7	48 ± 2

Для разделения эффектов нагрева, анизотропии и обмена были проанализированы петли перемагничивания для напряжений $V_{\text{appl}} = \pm 8, \pm 10$ В, когда оба фронта перемагничивания заведомо смещаются при приложении импульсов напряжения. Поскольку изменение обмена не влияет на ширину петли, то четное по полю изменение ширины петли обусловлено нагревом, а нечетное – VCMA. Таким образом можно разделить вклад этих эффектов. Четный ΔW_{T} и нечетный вклады ΔW_{A} в изменение петли перемагничивания приведены в табл. 2 и 3, отрицательный знак означает сужение петли.

Зависимость четного изменения ширины петли от приложенного напряжения (табл. 2 и 3) и данные по изменению петли гистерезиса при нагреве (табл. 1) позволяют оценить температуру, до которой нагревается туннельный переход при протекании тока. Согласно этой оценке, для длительности импульса 7 мкс при напряжениях $V_{\text{appl}} = \pm 8$ и ± 10 В нагрев составляет 44 ± 1.1 и 56 ± 1.1 °C соответственно, а для длительности импульса 5 мкс – 37 ± 1.1 °C и 48.4 ± 0.9 °C. Рост температуры с увеличением как напряжения,

Таблица 2. Изменение параметров усредненной петли перемагничивания свободного слоя и температуры ТМК при приложении напряжения V_{appl}: W и ΔW – это ширина петли и ее изменение, ΔW_{T} и ΔW_{A} – четный и нечетный по напряжению эффекты изменения петли. $W_{\text{T}}(V) = W(V=0) + \Delta W_{\text{A}}(V)$. β – эффективность изменения коэрцетивности, отнесенная к напряжению на барьере $V_b \approx V_{\text{appl}}/5$. GT – температура. C – экспериментально измеренное положения центра петли, C_{T} – оценка положения центра петли, определяемого нагревом, ΔC_{J} – оценка сдвига петли перемагничивания, обусловленного изменением обменного взаимодействия через барьер. Данные для импульсов напряжения длительностью 5 мкс.

V_{appl} (V)	-10	-8	0.01	8	10
W (Э)	211.2 ± 5.0	309.7 ± 10.0	576.9 ± 5.8	538.0 ± 12.3	407.5 ± 9.9
ΔW (Oe)	366 ± 8	267 ± 12	0	39 ± 14	169 ± 11
ΔW_{T} (Oe)	268 ± 7	153 ± 9		153 ± 9	268 ± 7
W_{T}	(Oe) 309 ± 9	424 ± 11	576.9 ± 5.8	424 ± 11	309 ± 9
ΔW_{A} (Oe)	-99 ± 7	-114 ± 9		$+114 \pm 9$	$+99 \pm 7$
β (Oe/V)	24.8 ± 1.8	35.6 ± 2.8		35.6 ± 2.8	24.8 ± 1.8
T (°C)	48.4 ± 0.9	37.0 ± 1.1	20	37.0 ± 1.1	48.4 ± 0.9
C (Oe)	114.5 ± 2.5	133.4 ± 5.0	183.4 ± 2.9	185.8 ± 6.1	159.1 ± 5.0
C_{T} (Oe)	143.6 ± 1.7	162.7 ± 1.6		162.7 ± 1.6	143.6 ± 1.7
ΔC_{J} (Oe)	-29 ± 3	-29 ± 5		$+23 \pm 6$	$+16 \pm 5$

Таблица 3. Значения тех же параметров, как в табл. 2, но рассчитанных для приложенных напряжений с длительностью импульса 7 мкс

$\beta(Oe/V)$	21.0 ± 2.3	36.3 ± 2.8		36.3 ± 2.8	21.0 ± 2.3
T (°C)	56 ± 1.1	44 ± 1.1	20	44 ± 1.1	56 ± 1.1
C (Oe)	101 ± 3	127 ± 8	148 ± 7	177 ± 7	140 ± 2
C_{T} (Oe)	128.3 ± 2.5	152.3 ± 1.9		152.3 ± 1.9	128.3 ± 2.5
ΔC_{J} (Oe)	-27 ± 4	-25 ± 8		$+25 \pm 7$	$+12 \pm 3$

так и длительности импульса соответствует ожидаемому поведению, поскольку джоулев нагрев пропорционален времени протекания тока. Сразу заметим, что рост температуры при приложении напряжения ± 8 В и ± 10 В, полученный из этих оценок, составляет $\Delta T = 24 \pm 1.1$ °C и 36 ± 1.1 °C для длительности 7 мкс, а для длительности 5 мкс – $\Delta T = 17.0 \pm 1.1$ °C и 28.4 ± 0.9 °C при тех же приложенных напряжениях. Соответствующая степенная зависимость имеет вид $\Delta T \propto V_n$. Для 7 мкс $n = 1.82 \pm 0.25$, для 5 мкс $n = 1.78 \pm 0.20$. В пределах погрешности оба значения совпадают с квадратичным законом джоулева нагрева $\Delta T \propto V^2$. Данное соответствие дополнительно подтверждает корректность выделения температурного вклада и используемой методики разделения эффектов.

Эффективность изменения коэрцитивности, рассчитанная по формуле $\beta = \Delta H_c/\Delta V_b = \Delta W_{\text{A}}/2\Delta V_b$ с использованием оценки напряжения на барьере $V_b \approx V_{\text{appl}}/5$, составляет $\beta = 35.6$ Э/В при $V_{\text{appl}} = 8$ В (т.е. $V_b \approx 1.6$ В) см. табл. 2. Заметим, что это соответствует по нашим оценкам разности потенциалов $\Delta V_b = 1.6$ В непосредственно на барьере. Полученные значения хорошо согласуются с литературными данными для подобных систем. В эталонной работе Alzate et al. [7] для контактов MgO/CoFeB/Ta с перпендикулярной анизотропией было получено изменение поля анизотропии $\Delta H_{k,\text{eff}}/\Delta V_b \approx 40$ Э/В при комнатной температуре. Близость значений, естественно, объясняется тем, что коэрцитивность H_c, как правило, несколько ниже поля анизотропии H_k. При этом прямое измерение изменения именно коэрцитивного поля под действием напряжения является общепринятым методом характеризации VCMA-эффекта [18]. В указанной работе для структур Pt/Co/CoO/TiOx был введен термин "voltage-controlled coercivity (VCC)" и продемонстрированы значения $\Delta H_c/\Delta V$ до 57 Э/В для оптимизированных образцов. Наблюдаемое нами снижение β до ~ 21–25 Э/В при 10 В, а также при увеличении длительности импульса (табл. 2), количественно согласуется с температурной зависимостью VCMA, установленной в [7]: согласно этим данным, VCMA коэффициент в структурах MgO/CoFeB/Ta монотонно уменьшается с $\Delta H_k/\Delta V \approx 65$ Э/В до 30 Э/В при росте температуры от 100 до 380 K, причем линейность эффекта сохраняется во всем исследованном диапазоне. Таким образом, наши результаты по изменению ширины петли гистерезиса свободного слоя в целом хорошо укладываются в известную картину температурного поведения VCMA.

Вычитание температурного вклада позволяет выделить чистый эффект изменения обменного взаимодействия. Разность $\Delta C_{\text{J}} = C - C_{\text{T}}$ между экспери-

ментальным положением центра петли и его оценкой, обусловленной только нагревом, непосредственно соответствует изменению эффективного обменного поля ΔH_{ex}, действующего на свободный слой со стороны закрепленного. Как видно из табл. 2 и 3, модуль этого сдвига достигает 25–29 Э, что по порядку величины сравнимо с ранее наблюдавшимся в ТМК с анизотропией типа "легкая плоскость" [10]. Однако в настоящей работе этот эффект впервые продемонстрирован для структур с перпендикулярной анизотропией, где он открывает возможность детерминированного переключения магнитного состояния при плотностях тока 10^4 А/см^2 – на два порядка ниже, чем при традиционном STT-переключении. Сам факт сдвига центра петли, не объяснимого ни VCMA, ни нагревом, однозначно указывает на модуляцию межслоевого обмена электрическим полем. Таким образом, обнаруженное электрическое управление обменным взаимодействием в РМА-ТМК представляет собой новый, энергоэффективный механизм адресации магнитных состояний, пригодный для масштабируемых спинтронных устройств.

Наиболее вероятной причиной наблюдаемой асимметрии обменно-индуцированного сдвига C_J по полярности напряжения является неэквивалентность двух интерфейсов туннельного барьера: нижнего MgO/CoFeB(1.1 нм) и верхнего CoFeB(1.5 нм)/MgO. Различия в условиях роста, кристаллической структуре и распределении бора после отжига могут приводить к разной чувствительности обменной связи к направлению электрического поля в барьере. Количественное обоснование этой гипотезы требует дополнительных структурных исследований и выходит за рамки данной работы.

Итак, в работе впервые продемонстрировано электрическое управление обменным взаимодействием в ТМК CoFeB/MgO/CoFeB с перпендикулярной анизотропией. Методом разделения вкладов нагрева, VCMA и обменного взаимодействия установлено, что приложение напряжения приводит к сдвигу петли гистерезиса свободного слоя на величину до 25 Э за счет изменения обменного взаимодействия между слоями, причем знак сдвига зависит от полярности напряжения. Воспроизводимость результатов для двух различных длительностей импульса (5 и 7 мкс) подтверждает надежность полученных данных. Наблюдаемая величина VCMA-эффекта и его температурная зависимость хорошо согласуются с литературными данными [7]. Обнаруженный эффект сдвига петли гистерезиса объясняется модуляцией обменной связи между слоями электрическим полем. При этом знак индуцированного приложенным напряжением обменного сдвига и его зависимость от напряжения сохраняется для обеих длительностей импульса. Обнаруженный эффект открывает путь к созданию энергоэффективных элементов магниторезистивной памяти на основе электрического управления обменным взаимодействием, не требующих протекания больших токов.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 26-72-10058).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Bibes and A. Barthelemy, "Towards a magnetoelectric memory", Nat. Mater. **7**, 425 (2008).
2. M. Fiebig, T. Lottermoser, D. Meier, and M. Trassin, "The evolution of multiferroics", Nat. Rev. Mater. **1**, 16046 (2016).
3. S. Yuasa and D. D. Djayaprawira, "Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier", J. Phys. D **40**, R337 (2007).
4. T. W. Andre, J. J. Nahas, C. K. Subramanian, B. J. Garni, H. S. Lin, A. Omair, and W. L. Martino, "A 4-Mb 0.18-μm 1T1MTJ toggle MRAM with balanced three input sensing scheme and locally mirrored unidirectional write drivers", IEEE J. Solid-State Circuits **40**, 301 (2005).
5. J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, "Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions", Nat. Phys. **4**, 67 (2007).
6. T. Nozaki, T. Yamamoto, S. Miwa, M. Tsujikawa, M. Shirai, S. Yuasa, and Y. Suzuki, "Recent progress in the voltage-controlled magnetic anisotropy effect and the challenges faced in developing voltage-torque MRAM", Micromachines **10**, 327 (2019).
7. J. G. Alzate, P. K. Amiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. A. Katine, I. N. Krivorotov, J.-P. Wang, and K. L. Wang, "Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO/CoFeB/Ta magnetic tunnel junctions", Appl. Phys. Lett. **104**, 112410 (2014).
8. W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien, "Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions", Nat. Mater. **11**, 64 (2012).
9. T. Katayama, K. Oikawa, Y. Suzuki, Y. Ando, M. Shiraishi, S. Mizuki, and T. Miyazaki, "Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions", Appl. Phys. Lett. **89**, 112503 (2006).
10. И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников, Н. С. Гусев, Д. А. Татарский, "Магнитоэлектрический эффект

в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB", Письма в ЖЭТФ **112**, 816 (2020) [I. Yu. Pashen'kin, M. V. Sapozhnikov, N. S. Gusev, V. V. Rogov, D. A. Tatarskii, A. A. Fraerman, and M. N. Volochaev, "Magnetoelectric Effect in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions", JETP Lett. **111**, 690 (2020)].

11. I. Yu. Pashen'kin, N. S. Gusev, D. A. Tatarskiy, and M. V. Sapozhnikov, "Magnetization reversal of magnetic tunnel junctions by low-current pulses", IEEE Trans. Electron Devices **71**, 2755 (2024).
12. G. M. Choi, O. Lee, S. Chung, W. Kim, T. Lee, B. G. Park, and S. Yang, "Spintronics and magnetic memory devices", Adv. Phys.: X **10**, 1 (2025).
13. A. Thapa and B. Sharma, "A review on novel low-dimensional materials-based magnetic tunnel junctions: Opportunities, challenges, and applications", Adv. Mater. Technol. **10**, e00133 (2025).
14. F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak et al. (Collaboration), "Interface-induced phenomena in magnetism", Rev. Mod. Phys. **89**, 025006 (2017).
15. L. E. Nistor, B. Rodmacq, S. Auffret, A. Schuhl, M. Chshiev, and B. Dieny, "Oscillatory interlayer exchange coupling in MgO tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy", Phys. Rev. B **81**, 220407(R) (2010).
16. H. Meng, R. Sbiaa, S. Y. H. Lua, C. C. Wang, M. A. K. Akhtar, S. K. Wong, P. Luo, C. J. P. Carlberg, and K. S. A. Ang, "Low-current-density-induced spin-transfer-torque switching in CoFeB-MgO magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy", J. Phys. D **44**, 405001 (2011).
17. J. M. Teixeira, J. Ventura, J. P. Araujo, J. B. Sousa, M. P. Fernandez-Garcia, P. Wisniowski, and P. P. Freitas, "Evidence of spin-polarized direct elastic tunneling and onset of superparamagnetism in MgO magnetic tunnel junctions", Phys. Rev. B **81**, 134423 (2010).
18. T. Nozaki, J. Okabayashi, S. Tamaru, M. Konoto, T. Nozaki, and S. Yuasa, "Understanding voltage-controlled magnetic anisotropy effect at Co/oxide interface", Sci. Rep. **13**, 10640 (2023).