

07

## Вихревые туннельные магнитные контакты с композитным свободным слоем

© И.Ю. Пашенькин,<sup>1</sup> Е.В. Скороходов,<sup>1</sup> М.В. Сапожников,<sup>1,2</sup> А.А. Фраерман,<sup>1</sup> Г.А. Кичин,<sup>3</sup> К.А. Звездин<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального исследовательского центра „Институт прикладной физики РАН“,

603087 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup>Новые спинтронные технологии, Российский квантовый центр, Инновационный центр Сколково,  
121205 Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,

119991 Москва, Россия

e-mail: evgeny@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 7 июля 2023 г.

В окончательной редакции 14 сентября 2023 г.

Принято к публикации 25 сентября 2023 г.

Предложен новый метод создания туннельных магниторезистивных контактов  $\text{CoFeB/MgO/CoFeB}$  с вихревой конфигурацией намагниченности свободного слоя. Контакты изготовлены с применением методов электронной литографии и имеют латеральные размеры  $\sim 700$  нм. Достигнутая величина туннельного магниторезистивного эффекта составила 80–120% для разных образцов. Благодаря низкой коэрцитивности кривая магнетосопротивления имеет линейный участок без магнитного гистерезиса, соответствующий сдвигу вихря из центрального положения. Данные образцы контактов проявляют спин-трансферные диодные свойства — в них наблюдалось выпрямление высокочастотных сигналов на вихревых конфигурациях намагниченности.

**Ключевые слова:** магнитные туннельные контакты, спин-трансферный диодный эффект, вихревые спин-трансферные наноосцилляторы.

DOI: 10.61011/JTF.2023.11.56493.171-23

### Введение

Возможность реализации вихревого распределения намагниченности в магнитных наночастицах была экспериментально продемонстрирована в конце 90-х [1,2]. Данное распределение намагниченности соответствует минимуму магнитостатической энергии, в котором отсутствуют поля рассеяния. Особенностью вихревого состояния является его линейный отклик на внешнее магнитное поле [1], а также низкая частота основной (гиротропной) моды колебаний намагниченности, которая, кроме того, зависит от размера магнитной частицы [3] и легко может быть изменена. Одно из перспективных направлений практического использования магнитных вихревых состояний связано с созданием туннельных магнитных контактов с вихревым распределением намагниченности.

Магнитные туннельные контакты представляют собой многослойную структуру, состоящую из ультратонкого изолирующего слоя (служащего туннельным барьером), расположенного между двумя ферромагнитными (ФМ) слоями. Один из слоев ФМ имеет фиксированную магнитную ориентацию и называется референсным слоем (РС), а другой слой ФМ называется свободным слоем (СС) и имеет магнитную ориентацию, которая

может быть как параллельной, так и антипараллельной намагниченности РС. Туннельный магниторезистивный эффект (ТМР эффект) туннельного контакта может достигать 600% в случае барьера MgO [4]. Отметим, что в реальности состав стека ТМР контакта, как обсуждается далее, может быть и более сложным, включая в себя композитные ферромагнитные слои, искусственные антиферромагнетики, а также пиннирующие слои из настоящих антиферромагнетиков, таких, как  $\text{IrMn}$ , однако для простоты ограничимся здесь описанием трехслойной модели ТМР контакта. В вихревых туннельных контактах СС имеет вихревое магнитное состояние, а РС намагничен однородно. Изменение сопротивления системы происходит при смещении магнитного вихря из равновесного положения в центре СС. В настоящее время можно выделить три основных направления развития спинтроники, в которых применение вихревых ТМР контактов видится особенно перспективным. Во-первых, это разработка высокочувствительных ТМР датчиков магнитного поля [5,6]. Здесь преимущество вихревого состояния заключается в его линейном безгистерезисном отклике на внешнее магнитное поле. Чувствительность таких датчиков может легко достигать 0.1%/Oe [5]. Второе направление практического применения вихревых ТМР контактов — это

создание так называемых спин-трансферных наноосцилляторов, являющихся компактными источниками СВЧ излучения [7–10]. Принцип их работы заключается в возбуждении гиротропных автоколебаний магнитного вихря свободного слоя при протекании постоянного тока через туннельный контакт. Эффективность возбуждения таких осцилляций связана с высокой степенью поляризации электрического тока по спину в контакте. Обратный эффект, а именно возникновение постоянного тока при приложении к вихревому ТМР контакту переменного СВЧ напряжения получил название спин-трансферного диодного эффекта. Предполагается, что он может быть успешно использован для извлечения энергии из присутствующих в технологическом окружении неравновесных переменных электрических полей [11,12]. Этот так называемый „электромагнитный харвестинг“ может быть осуществлен при входящей мощности порядка  $1 \mu\text{W}$  и ниже [13].

Необходимым условием успешной реализации работы данных устройств является одновременная реализация низкокоэрцитивного вихревого состояния свободного слоя и сильного ТМР эффекта в одном ТМР контакте. На сегодняшний день наибольший ТМР эффект наблюдается в ТМР контактах  $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$  с кристаллической текстурой в направлении [001] [4], поскольку в этом случае осуществляется дополнительная спиновая фильтрация туннелирующих электронов в слое  $\text{MgO}$  [14]. Технологически такие контакты изготавливаются путем магнетронного напыления с последующим отжигом в магнитном поле при температуре  $\sim 300^\circ\text{C}$ . Отжиг служит для того, чтобы изначально аморфные слои  $\text{CoFeB}$  кристаллизовались от изначально текстурированного слоя  $\text{MgO}$ . Поликристаллическая текстурированность слоя  $\text{CoFeB}$  повышает коэрцитивность магнитного слоя, это приводит к тому, что магнитный вихрь либо не реализуется в процессе перемагничивания, либо ядро вихря оказывается сильно запинингованным на случайных центрах пининга. В обоих этих случаях ТМР контакт теряет преимущества, связанные с вихревым распределением намагниченности, а именно с его линейным безгистерезисным откликом.

Если СС изготовлен не из текстурированного слоя  $\text{CoFeB}$ , а, например, из  $\text{NiFe}$ , как указано в [11], то в свободном слое реализуется состояние низкокоэрцитивного магнитного вихря, но при этом наблюдаемая величина эффекта оказывается существенно ниже — всего 8.5%. Для устранения этой проблемы в процитированных выше работах применялся следующий метод. В процессе напыления СС изготавливался композитным из нескольких слоев разных материалов и имел структуру  $\text{CoFeB}/\text{Ru}/\text{NiFe}$  [6],  $\text{CoFe}/\text{CoFeB}/\text{NiFe}/\text{Co}/\text{Cu}/[\text{Co}/\text{Ni}]_{10}$  [8]. Существенной особенностью указанных структур является наличие тонкого промежуточного металлического немагнитного слоя ( $\sim 1 \text{ nm}$ ). Он служит для того, чтобы в технологическом процессе отжига ( $\sim 330^\circ\text{C}$ ) кристаллизация и текстурирование изначально аморфного свободного

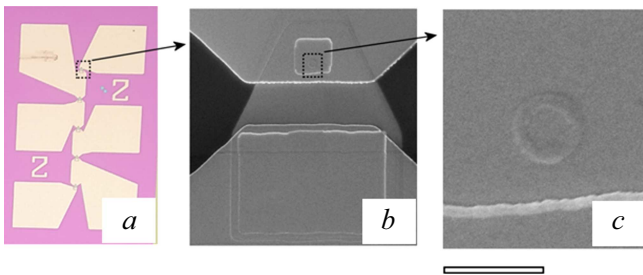
магнитного слоя происходили только от интерфейса с диэлектрическим барьером  $\text{MgO}$ , а не от границы со слоем  $\text{NiFe}$ . При этом нижний текстурированный подслой  $\text{CoFeB}$  обеспечивает необходимую спиновую фильтрацию туннелирующих электронов и высокое значение ТМР эффекта (100–200%), а слой  $\text{NiFe}$  обеспечивает реализацию вихревого распределения намагниченности обменно-связанной структуры СС.

Недостатком данной схемы является необходимость использования дополнительных материалов (а значит и большего числа магнетронов) в процессе магнетронного распыления и необходимость точного контроля толщины дополнительного слоя для обеспечения магнитного обмена между двумя магнитными подслоями свободного слоя.

В настоящей работе мы использовали альтернативный оригинальный способ получения вихревых ТМР контактов, не связанный с использованием слоев дополнительных материалов, а также продемонстрировали наличие спин-трансферного диодного эффекта в полученных структурах.

## 1. Объекты исследования

Основой для изготовления вихревых ТМР элементов послужили многослойные наноструктуры с функциональными слоями  $\text{IrMn}(10)/\text{CoFeB}^{\text{T}}(3-5)/\text{MgO}(1-1.5)/\text{CoFeB}^{\text{T}}(5-7)/\text{CoFeB}^{\text{A}}(40-50)$ . Толщины указаны в нанометрах и могут отличаться для разных структур. Индексы „Т“ и „А“ означают „текстурированный“ и „аморфный“ соответственно. Слой антиферромагнетика  $\text{IrMn}$  служит для закрепления намагниченности нижнего магнитного слоя за счет обменного смещения, функциональный верхний магнитный слой имеет композитную структуру из нижнего текстурированного тонкого подслоя, который обеспечивает эффективную спиновую фильтрацию протекающего тока и высокие значения ТМР эффекта (до 100–200% в наших образцах), и верхнего толстого аморфного слоя, благодаря которому в ТМР контакте образуется слабо пинингованное вихревое распределение намагниченности. Для текстурирования слоев  $\text{CoFeB}$  необходим отжиг при температуре  $300^\circ\text{C}$ . Поэтому формирование структуры проводится в два этапа. Сначала в магнетронной установке напылялся тонкий верхний слой  $\text{CoFeB}$  и прикрывался слоем  $\text{Pt}$ . Затем в отдельной камере проводился отжиг для текстурирования слоев  $\text{CoFeB}$ , после которого образец возвращался в магнетронную установку, защитный слой  $\text{Pt}$  удалялся методом ионного травления, после которого на поверхности текстурированного слоя  $\text{CoFeB}$  выращивался слой аморфного  $\text{CoFeB}$  толщиной  $40 \text{ nm}$ . В принципе верхний магнитный слой может быть выполнен из любого низкокоэрцитивного магнитного материала, например  $\text{NiFe}$ . Преимуществом аморфного  $\text{CoFeB}$  является то, что он обладает низкой коэрцитивностью



**Рис. 1.** *a* — изображение последовательной цепочки из пяти последовательных ТМР контактов в оптическом микроскопе. Ширина кадра составляет 0.5 мм; *b, c* — последовательно увеличенные изображения одиночного ТМР контакта в электронном микроскопе. Размер метки на *c* соответствует 1  $\mu\text{m}$ .

и низким коэффициентом затухания ферромагнитного резонанса, сравнимым с NiFe [15], но обладает более высоким значением намагниченности, что облегчает формирование вихревого распределения. Заметим, что если напылительная магнетронная установка позволяет одновременно проводить напыление и отжиг в магнитном поле, то дополнительная операция с напылением слоя Pt (необходимая для защиты от окисления при отжиге в отдельной установке) может быть исключена, а напыление верхнего композитного свободного магнитного слоя CoFeV может проводиться в одном процессе в два этапа с промежуточным отжигом. Многослойные наноструктуры для изготовления ТМР контактов формировались методом высоковакуумного магнетронного распыления на подложке Si/SiO<sub>2</sub>. Подробно условия напыления ТМР структур описаны в работах [16,17].

Многослойные ТМР структуры были использованы для последующих технологических операций изготовления ТМР контактов. Создание наноконтакта из ТМР структуры осуществлялось методом электронной литографии с последующей операцией ионного травления в резистивной маске. Область контакта имела круглую цилиндрическую форму (рис. 1, *c*) с характерным размером 700 nm. Подводящие контакты и контактные площадки были выполнены методами безмасочной оптической литографии. На каждом образце располагалось 5 индивидуальных ТМР контактов (рис. 1, *a*). Электрическая схема разводки контактов позволяла производить измерения как индивидуальных ТМР контактов, так и всей цепочки из 5 последовательно соединенных контактов. Образцы, предназначенные для СВЧ измерений, изготавливались с сопротивлением возможно более близким к 50  $\Omega$  для наилучшего согласования. Нам удалось выполнить ТМР контакты диаметром 700 nm с сопротивлением 250–500  $\Omega$ , соответствующая толщина слоя MgO составляет  $\sim 1.2$  nm. Необходимо заметить, что у контактов с таким малым сопротивлением ТМР эффект снизился до 80–100% по сравнению с максимально достигнутыми 200% при толщинах MgO 1.5–1.6 nm. Это связано со снижением спиновой фильтрации при

Значения сопротивлений исследуемых образцов (соответствуют графикам на рис. 2)

График	Строение свободного слоя ТМР контакта	Магнитная конфигурация свободного слоя	$R_{\min}$ (k $\Omega$ )	$R_{\max}$ (k $\Omega$ )	ТМР
<i>a</i>	Аморфное	Вихревая	8.65	9.24	7%
<i>b</i>	Текстурированное	Квазиоднородная	31.16	65.1	109%
<i>c</i>	Композитное	Вихревая	10.45	4.76	120%

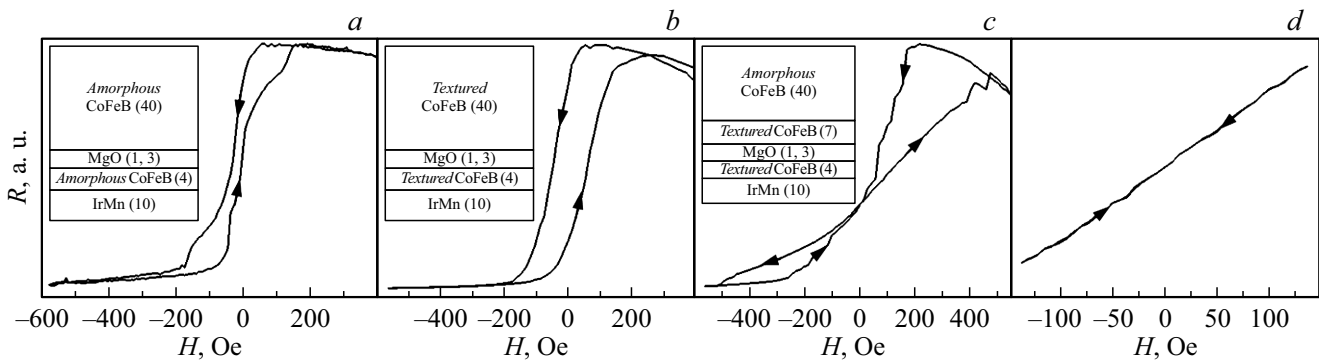
малых толщинах барьера, а также с большим шунтирующим эффектом, вкладом сопротивления подводящих контактов.

## 2. Измерение транспортных свойств

Измерения статических транспортных свойств ТМР контактов проводились на зондовой станции в магнитных полях до 600 Oe. Данные измерения были выполнены в основном для цепочек контактов, чтобы уменьшить вероятность случайного электростатического пробоя, поскольку сопротивление одиночного контакта достаточно мало. Характерные виды петель магнетосопротивления, полученные для цепочек контактов, представлены на рис. 2. Результаты приведены в относительных единицах для лучшего сравнения. Абсолютные значения максимального и минимального сопротивлений приведены в таблице. Добавка к сопротивлению в результате разориентации намагниченностей в свободном и закреплённом слоях оценивается как

$$\Delta R \sim \int_S M_1 M_2 dS \sim \langle M_{2x} \rangle,$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — намагниченности свободного и закреплённого слоев, а  $x$  — направление намагниченности закреплённого слоя, которая считается однородной. Таким образом, форма кривой магнетосопротивления в хорошем приближении соответствует форме кривой намагничивания свободного слоя. Видно, что исходный неотожжённый ТМР контакт (рис. 2, *a*) демонстрирует кривую магнетосопротивления, характерную для вихревого распределения намагниченности [5] в свободном слое. При этом величина ТМР эффекта имеет величину всего около 7%, так как аморфные слои CoFeV не обеспечивают высокой степени спиновой поляризации электронов с волновыми векторами, перпендикулярными барьеру. Отжиг ТМР контакта приводил к возрастанию ТМР эффекта до 109%, но при этом вид петли существенно изменялся, что свидетельствует о сильном пиннинге ядра вихря на поликристаллической структуре текстурированного слоя CoFeV. В результате узкая перемишка на кривой в нулевом поле исчезает, и гистерезис становится широким. Если СС имеет композитную структуру из текстурированного и аморфного



**Рис. 2.** Кривые магнитосопротивления цепочек ТМР контактов с разной структурой слоев. На вставках схематически указаны соответствующие структуры. *a* — ТМР контакт с обоими аморфными магнитными слоями (до отжига), величина ТМР эффекта 7%; *b* — те же ТМР контакты после отжига с обоими текстурированными магнитными слоями, величина ТМР эффекта 109%; *c* — контакт с композитным СС, величина ТМР эффекта 120%; *d* — линейный безгистерезисный участок кривой, представленной на рис. 2, *c*.

слоев CoFeB, то такой контакт демонстрирует одновременно и высокое значение ТМР эффекта (120%) и характерную для вихревого распределения намагниченности кривую гистерезиса с узкой перемычкой в нулевом поле (рис. 2, *c*). Необходимо особо подчеркнуть, что если диапазон изменения магнитного поля меньше, чем критическое поле выхода магнитного вихря из свободного слоя, то кривая ТМР эффекта имеет линейный безгистерезисный вид (рис. 2, *d*), именно такой, какой необходим для возможной разработки датчиков магнитного поля. Чувствительность при этом составляет 0.1%/Oe (1 mV/V/Oe) в диапазоне полей ±100 Oe.

Поскольку отдельные контакты в цепочке имеют несколько разные параметры, это приводит к некоторому уширению кривых в сравнении с тем, что должны демонстрировать одиночные контакты. Тем не менее кривая магнитосопротивления с перемычкой посередине (рис. 2, *c*) характерная для вихревого распределения намагниченности, четко наблюдается.

### 3. Измерение спин-трансферного диодного эффекта

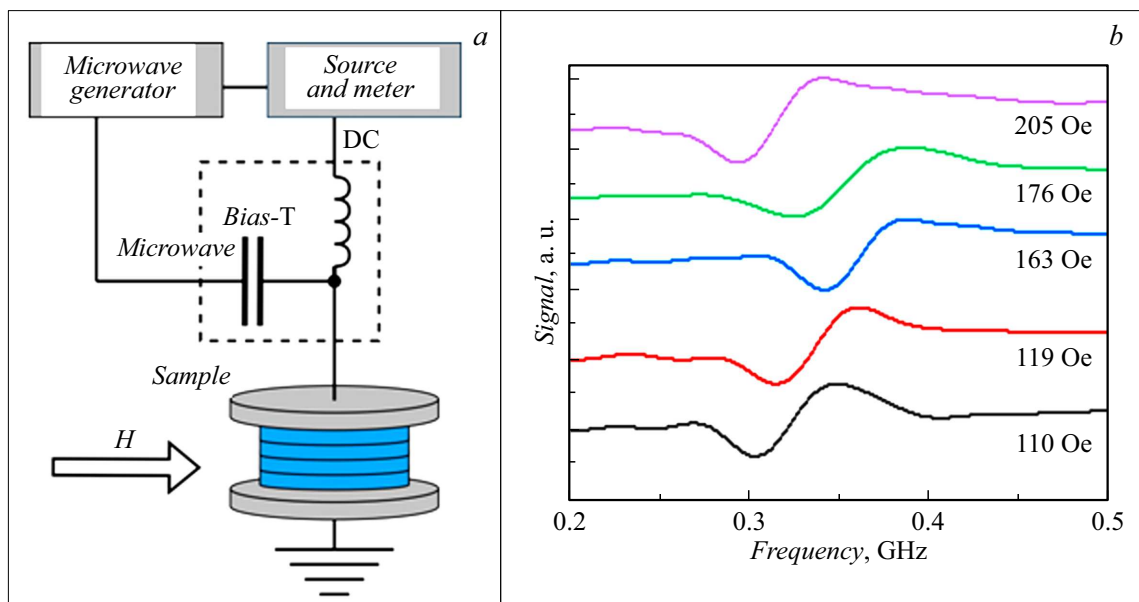
Дополнительно в полученных образцах исследовался спин-трансферный диодный эффект, который заключается в возникновении постоянного напряжения при пропускании СВЧ тока через ТМР контакт. Такой эффект выпрямления наблюдается в ТМР контактах и связан с резонансным возбуждением гиротропных осцилляций магнитного вихря за счет протекающего переменного спин-поляризованного тока. Колебания положения вихря приводят к осцилляциям сопротивления всей структуры в целом, причем это происходит на той же частоте, что и частота СВЧ тока. В результате возникает квадратичная нелинейность, приводящая к возникновению постоянной разности потенциалов на контактах. Амплитуда осцилляций сопротивления, а также величина постоянного

напряжения пропорциональны амплитуде гиротропных осцилляций вихря и резонансным образом зависят от частоты переменного тока.

Схема эксперимента представлена на рис. 3, *a*. Переменный ток создавался СВЧ генератором (NI PXIe-5652) и подавался на образец ТМР через тройник смещения (bias-T). Одновременно происходило измерение выпрямленного выходного напряжения с помощью источника-измерителя (NI PXIe-4139). Частота СВЧ тока варьировалась в диапазоне от 200 до 500 MHz, максимальная мощность тока составляла 1.6 mW (2 dBm). Зависимости выпрямленного напряжения от частоты для различных значений приложенного магнитного поля приведены на рис. 3, *b*. Форма спектров выпрямления и значения резонансных частот, лежащих в субгигагерцовой области, указывают на то, что в образцах наблюдается вихревая магнитная конфигурация свободного слоя. Подобное поведение и характерные резонансные частоты согласуются с теоретической моделью, представленной в статье [18]. В эксперименте наблюдается, что для поля 110 Oe резонансное выпрямление происходит на частоте 305 MHz. При увеличении поля происходит смещение резонанса в сторону более высоких частот, и при значении поля 163 Oe резонансное выпрямление наблюдается уже на частоте 345 MHz. Далее происходит сдвиг резонанса обратно в сторону низких частот и при поле 205 Oe резонансная частота составляет 295 MHz. Максимальная величина выпрямленного напряжения составляет 5 mV при мощности СВЧ накачки 1.6 mW (2 dBm). Значения резонансной частоты и ее зависимость от приложенного магнитного поля (рис. 3, *c*) также характерны для гиротропных осцилляций магнитного вихря.

### Заключение

Таким образом, в работе предложен оригинальный способ создания ТМР контактов на основе



**Рис. 3.** *a* — схема эксперимента для изучения спин-трансферного диодного эффекта в ТМР контактах; *b* — зависимость величины выпрямленного постоянного напряжения на ТМР контакте от частоты переменного тока.

CoFeB/MgO/CoFeB-структуры с вихревым распределением намагниченности в СС. Полученные ТМР контакты демонстрируют максимальное значение ТМР 200%, но при этом уже при ТМР 80–100% наблюдается эффективное выпрямление ВЧ сигналов. Образцы демонстрируют линейный безгистерезисный отклик на внешнее магнитное поле. Продemonстрировано наличие сильного спин-трансферного диодного эффекта, что позволяет говорить о возможности использования полученных ТМР контактов в качестве датчиков и сенсоров магнитного поля.

### Финансирование работы

Разработка технологии изготовления вихревых ТМР контактов и исследования на постоянном токе выполнены при поддержке гранта РФФИ (21-12-00271), СВЧ измерения выполнены при поддержке гранта РФФИ (19-12-00432).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, D.M. Tricker. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1042 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1042
- [2] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo. *Sci.*, **240**, 1 (2002). DOI: 10.1126/science.289.5481.930
- [3] К.А. Звездин, Е.Г. Екомасов. *Физика металлов и металлургия*, **123**, 219 (2022). DOI: 10.31857/S0015323022030147
- [4] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, H. Ohno. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 082508 (2008). DOI: 10.1063/1.2976435
- [5] G. He, Y. Zhang, G. Xiao. *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 034051 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.034051
- [6] M. Endo, M. Al-Mahdawi, M. Oogane, Y. Ando. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55** (19), 195001 (2022). DOI: 10.1088/1361-6463/ac5080
- [7] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, A. Fert. *Nat Commun.*, **1**, 8 (2010). DOI: 10.1038/ncomms1006
- [8] A. Dussaux, E. Grimaldi, B.R. Salles, A.S. Jenkins, A.V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, S. Yuasa, V. Cros, A. Fert. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022404(2014). DOI: 10.1063/1.4885537
- [9] R. Lebrun, S. Tsunegi, P. Bortolotti, H. Kubota, A.S. Jenkins, M. Romera, K. Yakushiji, A. Fukushima, J. Grollier, S. Yuasa, V. Cros. *Nat. Commun.*, **8**, 15825 (2017). DOI: 10.1038/ncomms15825
- [10] A.S. Jenkins, L. San Emeterio Alvarez, P.P. Freitas, R. Ferreira. *Sci. Rep.*, **10**, 11181 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-68001-6
- [11] A.S. Jenkins, R. Lebrun, E. Grimaldi, S. Tsunegi, P. Bortolotti, H. Kubota, K. Yakushiji, A. Fukushima, G. de Loubens, O. Klein, S. Yuasa, V. Cros. *Nature Nanotech.*, **11**, 360 (2016). DOI: 10.1038/nnano.2015.295
- [12] P.N. Skirdkov, K.A. Zvezdin. *Ann. Phys.*, **532**, 1900460 (2020). DOI: 10.1002/andp.201900460
- [13] B. Fang, M. Carpentieri, S. Louis, V. Tiberkevich, A. Slavin, I.N. Krivorotov, R. Tomasello, A. Giordano, H. Jiang, J. Cai, Y. Fan, Z. Zhang, B. Zhang, J.A. Katine, K.L. Wang, P.K. Amiri, G. Finocchio, Z. Zeng. *Phys. Rev. Appl.*, **11**, 014022 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.11.014022

- [14] W.H. Butler, X.-G. Zhang, T.C. Schulthess, J.M. MacLaren. Phys. Rev. B, **63**, 054416 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.054416
- [15] C. Wang, Y.-T. Cui, J.Z. Sun, J.A. Katine, R.A. Buhrman, D.C. Ralph. Phys. Rev. B, **79**, 224416 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.79.224416
- [16] И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман. ЖТФ, **89**, 1732 (2019). DOI: 10.21883/JTF.2019.11.48336.122-19 [I.Yu. Pashen'kin, M.V. Sapozhnikov, N.S. Gusev, V.V. Rogov, D.A. Tatarskiy, A.A. Fraerman. Tech. Phys., **64**, 1642 (2019). DOI: 10.1134/S1063784219110227]
- [17] И.Ю. Пашенькин, М.В. Сапожников, Н.С. Гусев, В.В. Рогов, Д.А. Татарский, А.А. Фраерман, М.Н. Волочаев. Письма в ЖЭТФ, **111**, 815 (2020). DOI: 10.31857/S1234567820120058
- [18] P.N. Skirdkov, A.F. Popkov, K.A. Zvezdin. Appl. Phys. Lett., **113**, 242403 (2018). DOI: 10.1063/1.5064440