

УДК 537.6/.8,537.624

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ И ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК CoPt, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО ИСПАРЕНИЯ

© 2021 г. М. В. Степушкин<sup>а, \*</sup>, В. Е. Сизов<sup>а</sup>, А. В. Здравейшев<sup>б</sup>, И. Л. Калентьева<sup>б</sup>,  
Е. Н. Миргородская<sup>а</sup>, А. Г. Темирязов<sup>а</sup>, М. П. Темирязева<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141190 Российская Федерация

<sup>б</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
просп. Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

\*E-mail: cokpoveheu@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.12.2020 г.

После доработки 29.01.2021 г.

Принята к публикации 14.02.2021 г.

Экспериментально исследованы пленки CoPt, полученные методом электронно-лучевого испарения с нанесением десяти бислоев Co и Pt общей толщиной 8 нм. Измерения эффекта Холла и продольного магнетосопротивления выполнены при изменении температуры от 8 до 300 К. При комнатной температуре методами магнитно-силовой микроскопии получены изображения доменных структур, соответствующих различным точкам кривой перемагничивания. Продемонстрирована возможность исследования эффекта Холла на искусственно созданных доменных структурах, сформированных локальным магнитным полем зонда атомно-силового микроскопа.

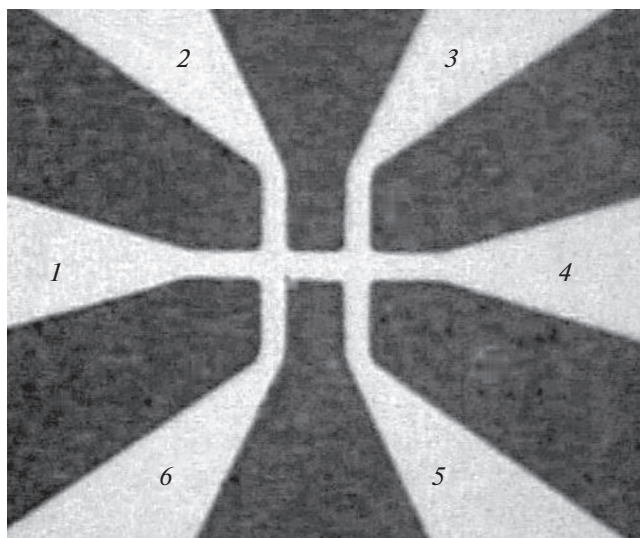
DOI: 10.31857/S0033849421070111

### ВВЕДЕНИЕ

Пленочные структуры, в состав которых входят ферромагнетик и тяжелый металл, привлекают внимание исследователей, поскольку являются кандидатами для создания следующего поколения элементов памяти. Наличие перпендикулярной магнитной анизотропии и взаимодействия Дзялошинского–Мория определяет возможность существования в них таких нетривиальных магнитных структур, как скирмионы [1]. Считается, что на основе скирмионов можно будет создать энергетически выгодную память, передвигая их под действием тока [2]. В то же время с практической точки зрения важным является и вопрос об электрическом детектировании скирмионов [3]. Одним из путей его решения является детектирование на основе эффекта Холла. В этой связи появляются и фундаментальные вопросы о трактовке наблюдаемых явлений [4, 5]. Так авторы [6, 7] отмечают существенный вклад топологического эффекта Холла, а в работе [8] делается вывод о том, что основным является механизм на основе аномального эффекта Холла.

В подавляющем большинстве экспериментов, выполненных на пленках ферромагнетик–тяжелый металл, использовались структуры, полученные методом магнетронного напыления. В данной работе исследованы пленки, полученные альтернативным методом электронно-лучевого испарения, который

имеет ряд особенностей, определяющих новые возможности использования пленок. Метод электронно-лучевого испарения является более низкоэнергетическим, что позволяет наносить пленки, содержащие такой диффузионно-активный материал как Co, даже на поверхность светоизлучающих гетеронаноструктур с активной областью, расположенной на небольшом (несколько нанометров) удалении от ферромагнитного слоя [9]. Большой угол Фарадея (порядка  $1.5 \times 10^6$ °/см) делает пленки, полученные таким методом, привлекательными для использования в приборах на основе магнитооптических эффектов. Пленки обладают одноосной анизотропией и имеют поле коэрцитивности порядка нескольких сот эрстед [10, 11]. Это, с одной стороны, обеспечивает значительную остаточную намагниченность, а с другой – дает возможность модифицировать доменную структуру относительно небольшим полем магнитного зонда атомно-силового микроскопа, переводя пленку в насыщенное состояние или создавая в ней скирмионы, стабильные при отсутствии внешнего поля [12]. Магнитотранспортные свойства таких пленок мало исследованы, поэтому представляется актуальной задача исследования эффекта Холла, а возможность при этом контролировать доменную структуру с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ) открывает новые пути изучения физических процессов в таких системах.



**Рис. 1.** Фотография экспериментальной структуры: ток протекает через токовые контакты 1 и 4, а напряжение измеряется между двумя из потенциальных контактов 2, 3, 5 и 6 (ширина канала 5 мкм, расстояние между холловскими крестами 15 мкм).

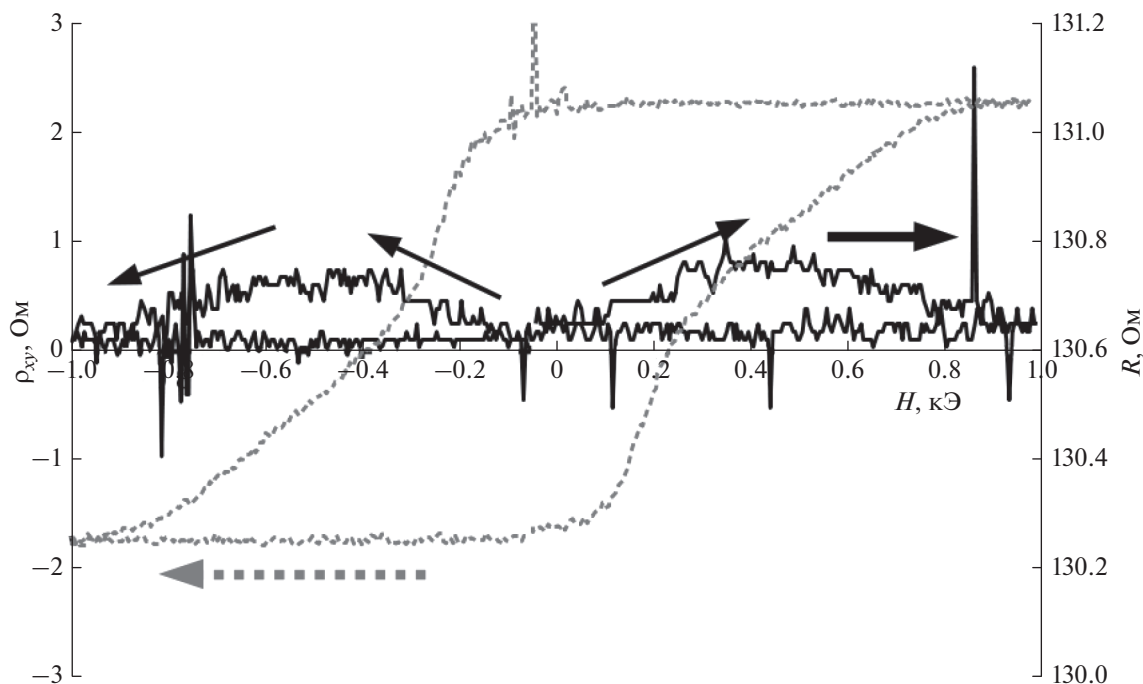
## 1. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуемые пленки были изготовлены в высоком вакууме методом электронно-лучевого испарения попеременно двух мишеней из высокочистых Со и Pt. Были получены структуры толщиной

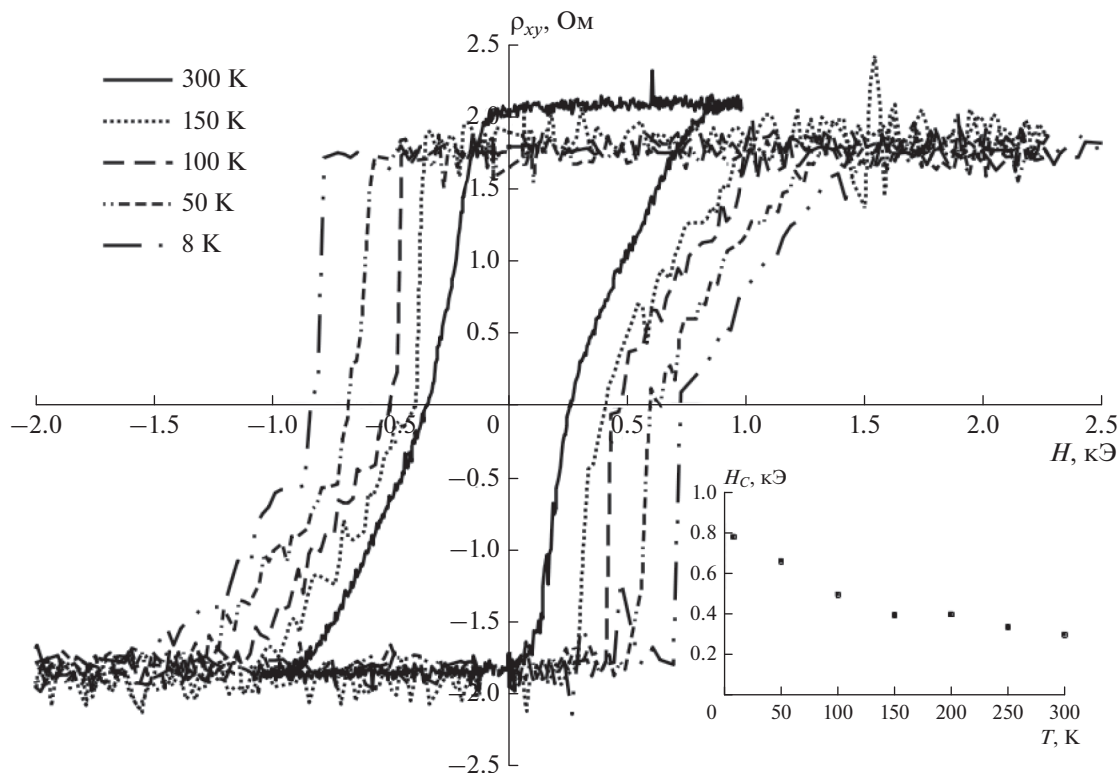
8 нм, состоящие из десяти бислоев Со и Pt (толщина 0.3 и 0.5 нм соответственно). Для исследования магнитотранспортных свойств в таких пленках методом плазменного травления была сформирована проводящая полоска с четырьмя потенциальными отводами, образуящими два холловских креста (рис. 1). Такая структура позволяет помимо измерения эффекта Холла определять продольное сопротивление образца и сравнивать характеристики материала в двух областях с различными доменными структурами, например, исходной на одном кресте и модифицированной зондом атомно-силового микроскопа на другом.

Измерения проводили при температурах от 8 К до комнатной по обычной схеме с синхронным детектированием на переменном сигнале частотой 133 Гц. Через образец пропускали ток от 45 нА до 2 мкА, что при ширине канала 5 мкм и толщине пленки 8 нм соответствовало плотности тока от  $1.13 \times 10^6$  до  $5 \times 10^7$  А/м<sup>2</sup>. Согласно измерениям эффекта Холла в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости пленки, насыщение образца происходило при значениях внешнего поля 1...2 кЭ. При дальнейшем увеличении поля (вплоть до 10 кЭ) величина эффекта Холла оставалась постоянной.

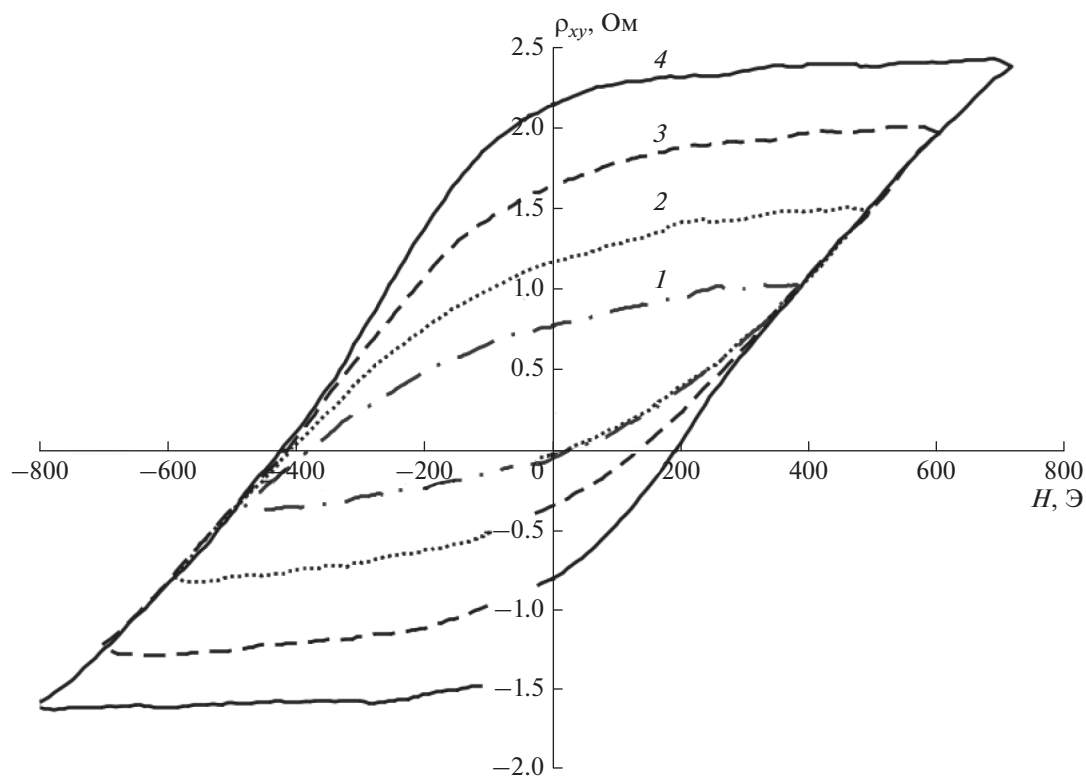
Из холловских измерений (рис. 2, пунктир) видно, что данные пленки обладают высокой остаточной намагниченностью, практически совпадающей с намагниченностью насыщения, а также сравнительно большой величиной эффекта



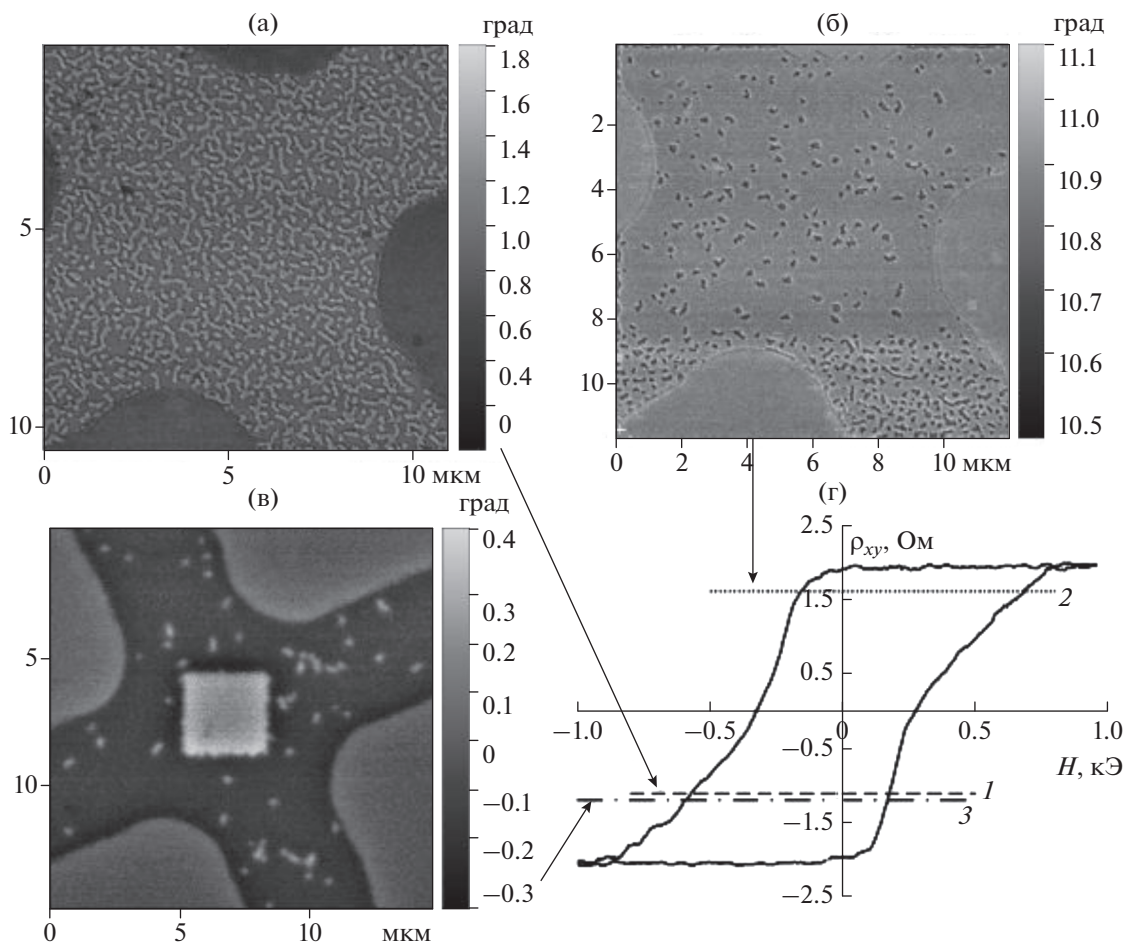
**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости эффекта Холла  $\rho_{xy}$  (сплошная линия) и продольного сопротивления  $R$  (пунктирная) от магнитного поля при температуре 200 К.



**Рис. 3.** Зависимости эффекта Холла от магнитного поля при различных температурах: 8, 50, 100, 150 и 300 К; на вставке — зависимость коэрцитивной силы от температуры.



**Рис. 4.** Петли гистерезиса при последовательном увеличении максимального внешнего поля от 430 (1) до 540 (2), 650 (3) и 760 Э (4) (каждое следующее измерение начинали сразу после предыдущего с нулевого внешнего поля).



**Рис. 5.** Магнитная структура образца непосредственно в области холловского креста, полученная с помощью атомно-силового микроскопа: а – магнитная структура частично намагниченного образца, б, в – примеры структур, сформированных при помощи атомно-силового микроскопа, г – холловское сопротивление на графике петли гистерезиса для структур, представленных на рис. а–в (кривые 1, 2, 3 соответственно).

Холла. Так, на рис. 2 в областях насыщения величина сопротивления Холла  $R$  (отношение холловского напряжения к току) составляла около 2 Ом, откуда по формуле  $\rho = Rd$  ( $d$  – толщина образца) можно вычислить удельное сопротивление Холла  $\rho$ , равное 1600 нОм см. Отметим, что в работах [6–8] аналогичная величина лежала в пределах 140...360 нОм см. Исследования на нескольких образцах показали высокую воспроизводимость результатов, а увеличение тока через образец до 1.9 мА (что соответствует плотности тока  $5 \times 10^7$  А/м<sup>2</sup>) не привело к изменению характеристик.

В диапазоне температур 8...300 К были измерены зависимости продольного сопротивления (см. рис. 1, отношение напряжения между потенциальными отводами 2, 3 к току, протекающему через контакты 1, 4 структуры) от магнитного поля. Одна из таких зависимостей, измеренная при температуре 200 К, приведена на рис. 2 (сплошная линия). Видно, что продольное магнетосопротивление меняется только при перемагничивании образца и достигает максимума, когда пленка находится в

ненасыщенном (многодоменном) состоянии. В состоянии насыщения его величина остается постоянной и не зависит от направления намагниченности. При этом само относительное изменение магнетосопротивления при перемагничивании невелико и составляет порядка 0.1% или  $0.1 \pm 0.05$  Ом во всей температурной области. При охлаждении с 300 до 10 К продольное сопротивление образца снизилось от 136.9 до 121.9 Ом.

На рис. 3 представлены зависимости эффекта Холла от магнитного поля при различных температурах. При снижении температуры от 300 до 8 К коэрцитивная сила увеличивается почти в три раза, с 250 до 700 Э, при этом величина эффекта Холла меняется незначительно (от 2.05 до 1.75 Ом). Подобная температурная зависимость коэрцитивности может быть обусловлена уменьшением энергии внешнего поля, необходимой для перемагничивания, при тепловом возбуждении [13].

Были проведены эксперименты по неполному перемагничиванию образца – снятию частичных петель гистерезиса (см. рис. 4). Они показали,

что, остановив процесс перемагничивания при определенном значении поля и сбросив поле до нуля, мы можем зафиксировать теперь уже при нулевом поле самые разные значения величины эффекта Холла и, следовательно, состояния намагниченности. Это позволяет визуализировать различные доменные структуры методами МСМ, перенеся образец в атомно-силовой микроскоп (АСМ). Использовался АСМ SmartSPM (AIST-NT), в котором не имеется опции создания магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца. Тем не менее, как было показано в предыдущих работах [9, 12, 14], изменять доменную структуру можно под воздействием магнитного поля зонда АСМ. В зависимости от предыстории образца и режима передвижения зонда можно как полностью перемагнитить пленку на определенном участке, так и сформировать скирмионы. Возможность измерения эффекта Холла одновременно с МСМ измерениями могла бы позволить исследовать влияние доменных границ и скирмионов на транспортные свойства в таких структурах. В качестве первого шага мы провели последовательные МСМ и холловские измерения, позволяющие оценить, как изменение магнитного состояния под воздействием магнитного поля зонда влияет на значение величины эффекта Холла. Относительно высокая коэрцитивность исследуемых пленок позволяет проводить такие эксперименты. На рис. 5 показаны три разных МСМ изображения, снятых в одной и той же области измерительной ячейки (площадь, представленная на рис. 5в, несколько больше, чем на рис. 5а, 5б). Величина эффекта Холла, для этих магнитных структур составила соответственно  $-1.1$ ,  $+1.6$  и  $-1.2$  Ом. Для наглядности эти значения представлены горизонтальными линиями на фоне кривой перемагничивания рис. 5г. Доменная структура, представленная на рис. 5а, образовалась при частичном намагничивании пленки в установке для измерений эффекта Холла. На рис. 5б показана магнитная структура, которая сформировалась после частичного перемагничивания зондом пленки, в которой уже имелась доменная структура. На рис. 5в светлый квадратный домен — это область перемагничивания зондом после того, как под воздействием внешнего поля пленка была переведена в состояние, близкое к насыщению. Как видно, совершенно разные магнитные состояния могут быть сформированы магнитным зондом и совершенно разные доменные структуры могут иметь близкие значения величины эффекта Холла. Это открывает широкие возможности для исследования влияния различных магнитных состояний на эффект Холла. В то же время видно, что в дальнейшем для реализации этих возможностей было бы целесообразно проводить эксперименты на измерительной структуре меньшей площади,

где вклад от отдельных элементов доменной структуры с характерными размерами порядка 100 нм можно определить с большей точностью.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многослойные пленки CoPt, выращенные методом электронно-лучевого испарения, обладают большой величиной эффекта Холла, что упрощает детектирование магнитных доменов электрическими методами и делает данный материал перспективным для изготовления приборов спинтроники, магнитооптики и устройств хранения информации. Возможность искусственно формировать в таких пленках различные доменные структуры и соотносить их с транспортными свойствами может представлять интерес при исследовании особенностей протекания тока в структурах со сложной конфигурацией магнитных доменов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания (проект № 0030-2119-0001) при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 19-29-03049-мк, 18-29-27018-мк, 18-29-27020-мк) и Совета по грантам Президента Российской Федерации (проекты № МК-445.2020.2, МД-1708.2019.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rößler U., Bogdanov A., Pfleiderer C. // Nature. 2006. V. 442. № 7104. P. 797.
2. Fert A., Cros V., Sampaio J. // Nature Nanotechnology. 2013. V. 8. № 3. P. 152.
3. Wang S., Tang J., Wang W. et al. // J. Low Temp. Phys. 1997. V. 197. № 3–4. P. 321.
4. Gerber A. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. № 21. P. 214440.
5. Zeissler K., Finizio S., Shahbazi K. et al. // Nature Nanotechnology. 2018. V. 13. № 12. P. 1161.
6. Soumyanarayanan A., Raju M., Oyarce A.G. et al. // Nature Materials. 2017. V. 16. № 9. P. 898.
7. Raju M., Yagil A., Soumyanarayanan A. et al. // Nature Commun. 2019. V. 10. № 3. P. 696.
8. Maccariello D., Legrand W., Reyren N. et al. // Nature Nanotechnology. 2018. V. 13. № 3. P. 233.
9. Здоровейцев А.В., Дорохин М.В., Вихрова О.В. и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 11. С. 2186.
10. Здоровейцев А.В., Вихрова О.В., Демина П.Б. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 9. С. 1628.
11. Zdoroveyshchev A.V., Vikhrova O.V., Demina, P.B. et al. // Int. J. Nanosci. 2019. V. 18. № 3–4. P. 1940019.
12. Темирязов А.Г., Темирязева М.П., Здоровейцев А.В. и др. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 11. С. 2158.
13. Mourdikoudis S., Simeonidis K., Gloystein K. et al. // J. Nanosci. Nanotechnology. 2010. V. 10. № 9. P. 6078.
14. Zhang S., Zhang J., Zhang Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. № 13. P. 132405.