

УДК 537.9

СПИНОВОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР ИЗ МАНГАНИТА И МАТЕРИАЛА С СИЛЬНЫМ СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© 2023 г. Г. Д. Ульев^{a, b, *}, К. И. Константиныч^a, И. Е. Москаль^b,
Г. А. Овсянников^a, А. В. Шадрин^{a, c}

^a Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^b Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Российская Федерация

^c Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141701 Российская Федерация

*E-mail: gdulev@edu.hse.ru

Поступила в редакцию 17.05.2023 г.

После доработки 17.05.2023 г.

Принята к публикации 25.05.2023 г.

Представлены результаты экспериментального определения спинового угла Холла в двухслойной структуре металл/ферромагнетик Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, полученные из угловых зависимостей продольного и поперечного спинового магнетосопротивления в конфигурации планарного эффекта Холла. Определенная из продольного магнетосопротивления величина спинового угла Холла составила $\theta_{Hx} \approx 0.016$, а из поперечного $\theta_{Hy} \approx 0.018$, в то время как для гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ отношение величин поперечного спинового угла Холла к продольному оказалось значительно выше, $\theta_{Hy}/\theta_{Hx} \approx 9$, что вызвано, скорее всего, образованием слоя с высокой проводимостью на границе SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃.

DOI: 10.31857/S0033849423100194, EDN: DMYCRX

ВВЕДЕНИЕ

Функциональные параметры устройств спинтроники напрямую связаны с эффективностью генерации чистого спинового тока [1–5]. Одним из перспективных способов генерации спинового тока в структурах ферромагнетик–металл с высоким атомным весом (далее – Ф/М) является использование спинового эффекта Холла (СЭХ), благодаря которому зарядовый ток I_3 преобразуется в поперечный спиновый ток I_C из-за спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в М-материале [1, 2]. Не менее важным является обратный процесс – преобразование спинового тока в зарядовый за счет обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ). Наиболее эффективно генерация спинового тока в Ф/М-структурах обеспечивается при ферромагнитном резонансе (ФМР), а зарядовый ток I_3 возникает на М-пленке за счет ОСЭХ (см., например, [5, 6]). Наиболее просто величину спинового угла Холла θ_H [7] можно определить из измерений спинового магнетосопротивления (СМС) Ф/М-структуры [6], измеряя зависимость СМС от угла между током и намагниченностью ферромагнетика [6, 7].

В настоящее время большой интерес высывают оксидные Ф/М-гетероструктуры, в которых

эпитаксиальный рост Ф- и М-пленок происходит без разрыва вакуума, (см., например, работы [7–12]). На границе раздела SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ образуется переходный слой [10, 12] с высокой проводимостью [12], который шунтирует величину магнетосопротивления. В случае нанесения поликристаллической пленки Pt поверх La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ такого шунтирования не обнаружено [13], а влияние напряженности манганитной пленки на величину анизотропного магнетосопротивления в ней рассмотрено в работе [12].

В данной работе приведены первые экспериментальные результаты по спиновомагнетосопротивлению двухслойной структуры Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃, выращенной на подложке NdGaO₃, и проведено сравнение с параметрами гетероструктур, полученных при замене пленки Pt на оксидную пленку SrIrO₃.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Тонкопленочные структуры нанометровой толщины Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (далее – Pt/LSMO) и SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ (далее – SIO/LSMO) были изготовлены на подложке из (110) NdGaO₃ (NGO) методом радиочастотного магнетронного распы-

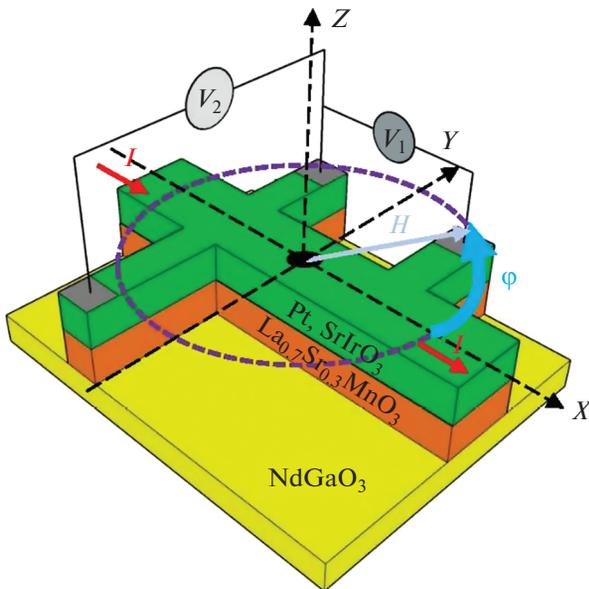


Рис. 1. Схематичное изображение Ф/М-структур Pt//LSMO или SiO/LSMO на подложке (110) NdGaO₃ и четырехточечная схема измерения.

ления в атмосфере смеси аргона и кислорода при высокой температуре, 700...800°C [8, 14].

На рис. 1 представлена планарная холловская геометрия структур, изготовленных с помощью фотолитографии и ионного травления. Четырехточечная схема использовалась для измерения продольного и поперечного магнетосопротивлений, пропорциональных напряжениям V_1 и V_2 соответственно. Измерительный ток задавался в М-пленку вдоль оси X через полоску шириной 100 мкм, а расстояние между контактами по напряжению составляло 1.5 мм. Внешнее магнитное поле лежало в плоскости подложки. Угол ϕ между направлениями магнитного поля H и измерительного тока I задавался вращением подложки вокруг нормали к плоскости подложки (см. рис. 1, плоскость X – Y). Для определения продольного $R_X = V_1/I$ и поперечного $R_Y = V_2/I$ сопротивления напряжение V_1 и V_2 регистрировали при пошаговом изменении поля H вдоль направления задания тока I с выводов V_1 и V_2 соответственно.

Измерения магнетосопротивления проводились малошумящим синхронным фазочувствительным частотно-избирательным усилителем на частоте F вблизи 1 кГц (не кратной 50 Гц), добротность избирательного фильтра выбиралась $Q = 5$, постоянная интегрирования $\tau = 30$ мс. Амплитуда тока через образец (0.5 мА на частоте F) задавалась напряжением на внутреннем генераторе синхронного усилителя и преобразователем «напряжение–ток». Магнитное поле H через катушки Гельмгольца определяли с помощью управляемого источника задания тока до $I_T = 5$ А, позволяющего пошагово изменять H от 0 до $+H_M$ и обратно от $H = +H_M$ до

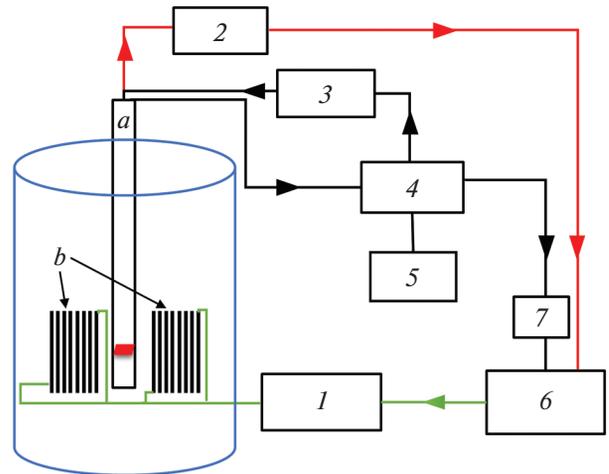


Рис. 2. Блок-схема измерительной установки: а – держатель образца, б – катушки Гельмгольца, 1 – источник задания тока на катушки, 2 – измеритель температуры, 3 – преобразователь напряжения в ток, 4 – синхронный усилитель со встроенным генератором, 5 – осциллограф, 6 – ЭВМ, 7 – аналого-цифровой преобразователь; диапазон поля H от -110 до 110 Э, ток $I = 300...500$ мкА.

$H = -H_M$ с возвратом к $H = 0$. Шаг по магнитному полю $\Delta H = H_M/N$ задавался ЭВМ в пределах $N = 200...1500$. Автоматизированной системой записи параметров одновременно с магнитным полем и напряжением на структуре (либо V_1 , либо V_2) фиксировалась температура образца. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 2.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 приведены температурные зависимости сопротивлений $R_X(T)$ и $R_Y(T)$ структуры

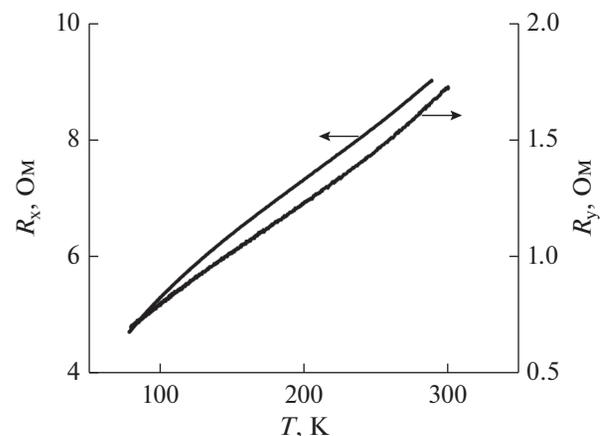


Рис. 3. Температурные зависимости при $H = 0$ продольного $R_X(T)$ и поперечного $R_Y(T)$ сопротивлений Pt/LSMO с толщинами пленок 10 нм для платины и 30 нм для манганита.

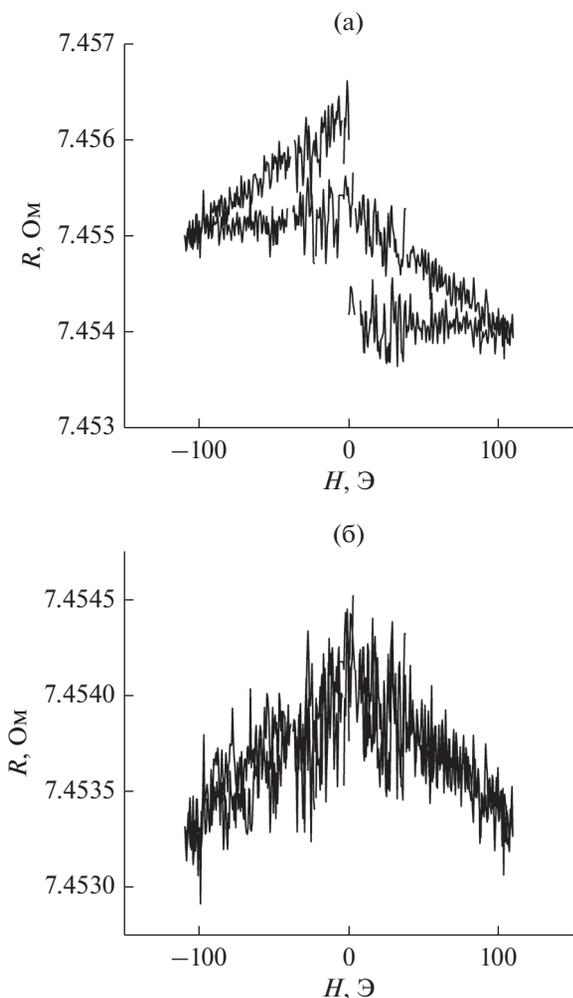


Рис. 4. Температурный сдвиг $\Delta R_Y(T)$ до корректировки (а) и после нее (б); интервал изменения фиксируемой температуры $T = 319.225...319.339$ К (отметим, что здесь важно относительное изменение T , а не абсолютное значение).

Pt/LSMO, измеренные при $H = 0$. Гладкие зависимости $R_0(T)$ и малая разность температур $\Delta T = 0.1...0.3$ К позволили исключить влияние нагрева образца катушками Гельмгольца по каждому шагу ΔH . При этом величину T измеряли с относительной точностью до пятого значащего знака, что позволило скорректировать итоговые зависимости $R(H)$ по значению сопротивления R_0 при $H = 0$. На рис. 4 приведены зависимости $R(H)$ до и после корректировки.

Для определения спинового угла Холла регистрировались зависимости $\Delta R_Y/R_0(H)$ и $\Delta R_X/R_0(H)$ при фиксированном угле ϕ . На рис. 5 приведены эти зависимости при углах ϕ , соответствующие максимальному и минимальному изменению СМС от H при комнатной температуре. На рис. 5а приведены зависимости изменения поперечного СМС $\Delta R_Y = R_Y(H) - R_0$, на рис. 5б — для поперечного

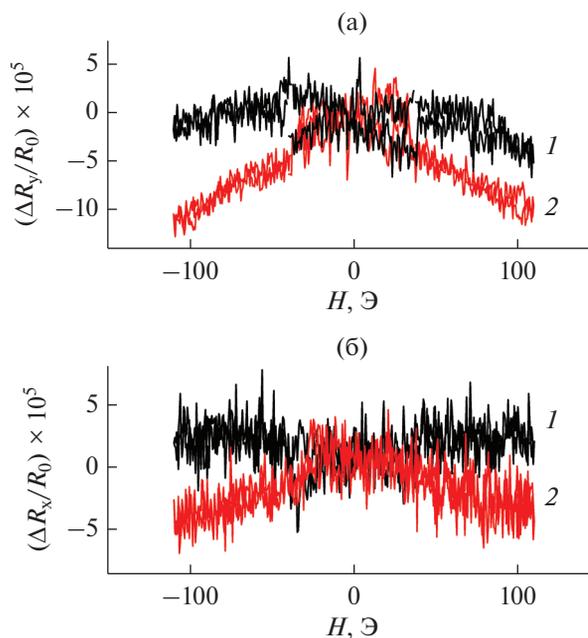


Рис. 5. Нормированные поперечные $\Delta R_Y/R_0$ (а) и продольные $\Delta R_X/R_0$ (б) зависимости изменения СМС Pt/LSMO от поля H при $T = 300$ К, $R_0 = R(H = 0)$ при $\phi = 70$ (1) и 0 град (2).

$\Delta R_X = R_X(H) - R_0$. Нормировка для продольного и поперечного случаев проводилась на значение СМС R_0 при $H = 0$.

Для определения θ_H через зависящие от угла ϕ параметры R_X и R_Y использовались следующие выражения для Φ /М-структур [6]:

$$\left(\frac{\Delta R_X}{R_0}\right) = -\theta_H^2 \frac{2\lambda}{d} + \frac{1}{2} r_1 (1 + \cos 2\phi), \tag{1}$$

$$r_1 = \theta_H^2 \frac{\lambda}{d} \operatorname{Re} \frac{2\lambda\rho (\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} + i \operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow})}{1 + 2\lambda\rho (\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} + i \operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow})}, \tag{2}$$

$$\left(\frac{\Delta R_Y}{R_0}\right) = \frac{r_1}{2} \sin 2\phi, \tag{3}$$

где d — толщина, ρ — удельное сопротивление λ длина спиновой диффузии для М-пленки, $\operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow}$ и $\operatorname{Im} G^{\uparrow\downarrow}$ — реальная и мнимая части спиновой проводимости границы. Для реальной части спиновой проводимости границы было использовано упрощенное соотношение [16]

$$\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} = \operatorname{Re} G^{\uparrow\downarrow} / (h/e^2) \approx (h/e^2) / (\rho\lambda),$$

а для мнимой $\operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$ — данные из работы [17], а данные для λ — из работ [18, 19]. В случае Pt/LSMO получаем $\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} \gg \operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$, а для SiO/LSMO $\operatorname{Re} g^{\uparrow\downarrow} \approx \operatorname{Im} g^{\uparrow\downarrow}$ [14].

Аналогичный подход для определения спинового угла Холла был применен для гетероструктур

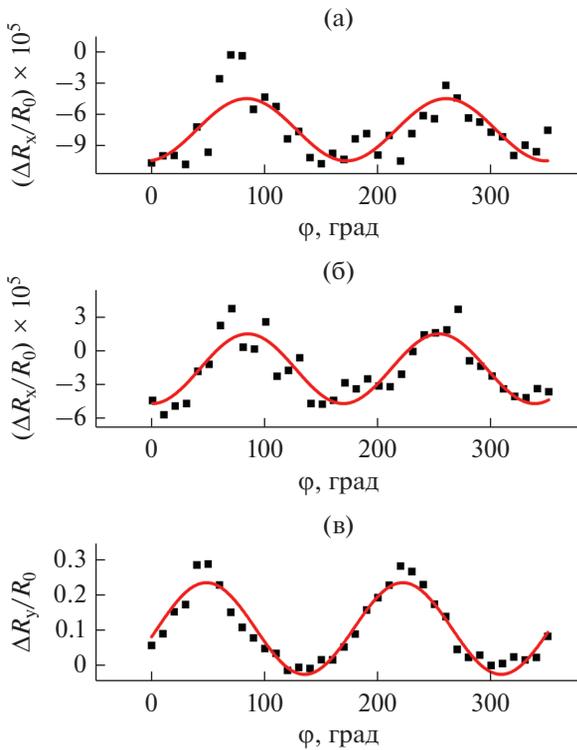


Рис. 6. Угловые зависимости нормированных значений СМС, полученные при поле $H_{\max} = 100$ Э при $T = 300$ К: (а) поперечное $\Delta R_y/R_0$ для Pt/LSMO; (б) продольное $\Delta R_x/R_0$ для Pt/LSMO; (в) поперечное $\Delta R_y/R_0$ для гетероструктуры SIO/LSMO (образец TS-2); точки – эксперимент, сплошная линия $\sim \sin 2\varphi$ – аппроксимация.

SIO/LSMO [20]. На рис. 6 приведены угловые зависимости для поперечного и продольного СМС для Pt/LSMO, а также для сравнения для поперечного SIO/LSMO. В табл. 1 приведены сравнительные данные по трем исследованным структурам: образцы TS-2, TS-12 Ф/М-гетероструктур

SIO/LSMO и образец ТО-63 Pt/LSMO. Величины спинового угла Холла θ_H , определенного из изменений продольного СМС приведены с индексом X, а из поперечного – с индексом Y.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из угловых зависимостей поперечного и продольного спинового магнетосопротивления получены оценки спинового угла Холла θ_H при $T = 300$ К для тонкопленочной структуры Pt/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ на подложке NdGaO₃. Обнаружено, что в отличие от случая SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ величины продольного и поперечного спинового магнетосопротивления в случае применения Pt в качестве М-материала соизмеримы и не превосходят $\theta_H < 0.02$. Благодаря значительно более сильному спин-орбитальному взаимодействию в иридатах стронция для гетероструктур SrIrO₃/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ величины θ_H оказались значительно выше, что указывает на перспективность их более подробного изучения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Т.А. Шайхулову за изготовление эпитаксиальных пленок, а также В.А. Шамакову, Ю.В. Кислинскому и А.М. Петржику за помощь в работе и полезные замечания.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00010). В работе использовано оборудование уникальной научной установки #352529 “Криоинтеграл” (соглашение № 075-15-2021-667 Министерства образования и науки Российской Федерации).

Таблица 1. Сравнительные данные исследованных структур SIO/LSMO и Pt/LSMO

Параметр	SIO/LSMO TS-12	SIO/LSMO TS-2	Pt/LSMO T0-63
d_{Φ} , нм	30	5	30
d_M , нм	10	30	10
L/W	13	15	13
R_0 , Ом	979	3400	9
$\Delta R_x/R_0$	4.7×10^{-5}	1.5×10^{-4}	3.1×10^{-5}
$\Delta R_y/R_0$	0.5×10^{-2}	0.15	4×10^{-5}
λ , нм	~ 1.4 [18]	~ 1.4 [18]	~ 2 [19]
θ_{Hx}	0.04 ± 0.01	0.054 ± 0.02	0.016 ± 0.005
θ_{Hy}	0.35 ± 0.06	0.95 ± 0.07	0.018 ± 0.001

Примечание: d_{Φ} , d_M – толщина Ф- и М-пленки, L – длина, W – ширина мостиковой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hirsch J.E.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 9. P. 1834.
2. *Zhang S.F.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. № 2. P. 393.
3. *Miron I.M., Garello K., Gaudin G. et al.* // Nature. 2011. V. 476. P. 189.
4. *Jungwirth T., Wunderlich J., Olejn K. et al.* // Nat. Mater. 2012. V. 11. P. 382.
5. *Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 1213.
6. *Chen Y.-T., Takahashi S., Nakayama H. et al.* // J. Phys.: Condens. Matt. 2016. V. 28. № 10. Article No. 103004.
7. *Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara S.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. № 18. Article No. 182509.
8. *Константинян К.И., Овсянников Г.А., Шадрин А.В. и др.* // ФТТ. 2022. Т. 64. № 10. С. 1429.
9. *Huang X., Sayed S., Mittelstaedt J. et al.* // Adv. Mater. 2021. V. 33. Article No. 2008269.
10. *Yoo M.-W., Tornos J., Sander A. et al.* // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 3283.
11. *Perna P., Maccariello D., Ajejas F. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2017. V. 27. № 17. Article No. 1700664.
12. *Ovsyannikov G.A., Shaikhulov T.A., Stankevich K.L. et al.* // Phys. Rev. B 2020. V. 102. № 14. Article No. 144401.
13. *Lee H.K., Barsukov I., Swartz A.G. et al.* // AIP Advances. 2016. V. 6. № 5. Article No. 055212.
14. *Овсянников Г.А., Константинян К.И., Калачев Е.А., Климов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48. № 12. С. 44.
15. *Tserkovnyak Ya., Brataas A., Bauer G.E.W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 11. Article No. 117601.
16. *Dubowik J., Graczyk P., Krysztofik A. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2020. V. 13. № 5. Article No. 054011.
17. *Wang Y., Deorani P., Qiu X. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. № 15. Article No. 152412.
18. *Nan T., Anderson T.J., Gibbons J. et al.* // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 2019. V. 116. P. 6186.
19. *Marmion S.R., Ali M., McLaren M. et al.* // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. № 22. Article No. 220404(R).
20. *Константинян К.И., Ульев Г.Д., Овсянников Г.А. и др.* // Труды XXVII Междунар. симп. "Нанофизика и наноэлектроника". Н. Новгород: ИПФ РАН, 2023. Т. 1. С. 221.