7 - Физика низких температур, сверхпроводимость

Кислов Евгений Витальевич, магистрант 2 года обучения Екатеринбург, Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, физический Эффект замещения селена серой в системе Fe_{1.02}Te_{0.4}Se_{0.6-x}S_x Баранов Николай Викторович, д.ф.-м.н. e-mail: eu.kislov@gmail.com стр. 192 Луценко Артем Витальевич, 3 курс Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический Моделирование резонансного упругого рассеяния рентгеновского излучения на зарядовом упорядочении в купратах Мясникова Анна Эдуардовна, д.ф.-м.н. e-mail: arlucenko@yandex.ru стр. 193 Наздрачева Татьяна Федоровна, 4 курс Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический Сильное электрон-фононное взаимодействие как источник зарядового упорядочения в сверхпроводящих купратах Мясникова Анна Эдуардовна, д.ф.-м.н. e-mail: nazdracheva98@mail.ru стр. 194 Товпеко Нина Александровна, аспирант 4 года обучения Москва, Московский педагогический государственный университет, институт физики, технологии и информационных систем Наблюдение поверхностного магнитного беспорядка в эпитаксиальных пленках TiN Гольцман Григорий Наумович, д.ф.-м.н. e-mail: *mouseninka@mail.ru* стр. 196 Улитко Василий Анатольевич. м.н.с. Екатеринбург, Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, физический Температурные фазовые диаграммы модельных ВТСП-купратов e-mail: *vasiliy.ulitko@urfu.ru* стр. 197 Ясинская Дарья Николаевна, 5 курс Екатеринбург, Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, институт естественных наук и математики Критическое поведение двумерной спин-псевдоспиновой модели в случае сильного обмена Панов Юрий Демьянович, к.ф.-м.н. e-mail: daria.iasinskaia@urfu.ru стр. 198

Эффект замещения селена серой в системе Fe_{1.02}Te_{0.4}Se_{0.6-x}S_x Кислов Евгений Витальевич Селезнева Надежда Владимировна, Абухасва Али Сами Али Баранов Николай Викторович Уральский федеральный университет Баранов Николай Викторович, д.ф.-м.н. <u>eu.kislov@gmail.com</u>

Сверхпроводящие свойства халькогенидов железа на основе соединения FeSe с тетрагональной структурой существенно зависят от замещения по подрешеткам железа и селена, допирования различными элементами, а также от приложенного давления. В отличие от массивных образцов FeSe, которые переходят в сверхпроводящее состояние ниже критической температуры $T_c \sim 8$ K, в пленках FeSe, нанесенных на подложку из титаната стронция, значения критической температуры достигают ~ 100 K. Среди массивных образцов максимальной критической температуры достигают соединения Fe_{1.02}(Se,Te) с соотношением селена и теллура, близким к эквиатомному.

Целью данной работы было изучение влияния замещения селена серой на фазовый состав, структуру и кинетические свойства системы Fe_{1.02}Te_{0.4}Se_{0.6-x}S_x при сохранении постоянного содержания теллура.

Соединения исследуемой системы $Fe_{1.02}Te_{0.4}Se_{0.6-x}S_x$ (x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6) были получены методом твердофазного ампульного синтеза. Рентгеноструктурная аттестация полученных образцов проводилась при помощи дифрактометра Bruker AXS D8 ADVANCE. Измерение электрических свойств проводилось 4-хконтактным методом с помощью рефрижератора замкнутого цикла CryoFree204 в интервале температур 5.5-310 К.

Согласно данным рентгеновского анализа основной фазой в образцах исследуемой системы является тетрагональная фаза с пространственной группой P4/nmm; помимо нее в образцах обнаружена фаза с гексагональной структурой (пространственная группа P6₃/mmc). Увеличение количества серы в образцах приводит к изменению параметров тетрагональной и гексагональной фаз, а также увеличению объемной доли гексагональной фазы. Установлено, что параметр с тетрагональной фазы с увеличением содержания серы ведет себя необычным образом: несмотря на меньший ионный радиус серы в сравнении с селеном наблюдается рост параметра с, характеризующего среднее межслоевое расстояние, в то время как параметр с гексагональной фазы слабо увеличивается. Параметр а тетрагональной решетки, характеризующий изменение межатомных расстояний внутри слоев Se-Fe-Se, при замещении селена серой практически не меняется, в то время как параметр а гексагональной фазы существенно уменьшается (рис. 1).



рис. 1 Зависимость параметров а и с элементарных ячеек тетрагональной (заполненные символы) и гексагональной (открытые символы) фаз от номинальной концентрации серы

Установлено, что наблюдаемое поведение параметров связано с изменением объема и химического состава фаз из-за перераспределения халькогенов разного сорта между фазами. Разная растворимость теллура, селена и серы в сосуществующих фазах при увеличении содержания серы в образцах приводит.к обогащению теллуром тетрагональной фазы и увеличению содержания серы в гексагональной фазе. Кроме того, наблюдается заметное влияние замещения селена серой на электрические свойства системы Fe_{1.02}Te_{0.4}Se_{0.6-x}S_x. Увеличение содержания серы приводит к росту сопротивления образцов и расширению температурного интервала, в котором температурная зависимость сопротивления имеет полупроводниковый характер, а также уменьшению критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.2916.2017/4.6).

Моделирование резонансного упругого рассеяния рентгеновского излучения (REXS) на зарядовом упорядочении в купратах Луценко Артем Витальевич

Южный федеральный университет Мясникова Анна Эдуардовна, д.ф.-м.н. <u>arlucenko@yandex.ru</u>

Исследуется модель [1], в которой формируется зарядовое упорядочение, подобное тому, которое наблюдается в купратных сверхпроводниках. Она включает сильное дальнодействующее электрон-фононное взаимодействие и высокую плотность коррелированных носителей, вследствие чего в основном состоянии системы имеет место высокая плотность локализованных состояний носителей – биполяронов. Кроме того, в купратах нодальное и антинодальное направления в плоскости неэквивалентны. Зарядовое упорядочение в купратах часто исследуется экспериментально с помощью REXS [2-5], поэтому стоит проверить, как полученное состояние исследуемой системы проявляет себя в таких экспериментах.

Чтобы учесть, что упорядочение зарядов в купратах характеризуется довольно малой длиной когерентности, то есть идеальный порядок наблюдается на длине около 4-5 периодов зарядового упорядочения, мы вводим сдвиги между кластерами биполяронов (*puc.1b*). Для моделирования мгновенного положения носителей в биполяроне мы используем трехступенчатое распределение (*puc.1a*). В соответствии с этим произвольно сгенерированный сдвиг каждого электрона из наиболее вероятного положения принимается каждый раз, если он попадает во внутреннюю область, которая содержит максимум вероятности. Для средней областей принимается один из двух сдвигов, а для внешней - один из четырех. Пример результирующего мгновенного положения локализованных носителей демонстрируется на рисунке (*puc.1c*).



рис.1. [1] (а) Моделирование волновой функции электрона в биполяроне с использованием случайных сдвигов; (б) моделирование кластеров биполяронов (кружками отмечены наиболее вероятные положения носителей); (в) результат объединенного применения подходов (а) и (б) при высокой плотности носителей

Наконец, волна, рассеянная на полученном рисунке, рассчитывается как суперпозиция волн, рассеянных каждым носителем с соответствующей фазой [5]:

[1]

 $S = \sum_{m=1}^{n} e^{ikr_m}$

Для каждого волнового вектора мы генерируем 20 структур и вычисляем усредненную по ним интенсивность рассеяния:

(1)

[2]

$$I = \frac{1}{20} \sum_{j=1}^{20} [(ReS_j)^2 + (ImS_j)^2]$$

Представим результаты расчета REXS от зарядового упорядочения, возникающего в исследуемой системе. Мы рассмотрели зависимость REXS от направления, сравнивая диагональное (нодальное) и осевое (антинодальное) направления, результат продемонстрирован на рисунке (*puc.2a*), это согласуется с экспериментом [4].

(2)



рис.2. [1] (а) REXS, рассчитанный для биполяронов высокой плотности в нодальном направлении (кривая 1) и в антинодальном направлении (кривая 2)

Можно также рассчитать ширину на половине максимума (HWHM) пика REXS вблизи осевого направления как функцию угла поворота. Интересно сравнить результаты с HWHM, экспериментально измеренным на купрате на основе Y [2] вдоль двух антинодальных направлений. Для этого мы рассмотрим систему биполяронных кластеров, вытянутых вдоль осей х и у, как показано на рисунке (*puc.3a*). Мы рассчитываем для такой системы REXS в окрестностях (K, 0) и (0, K) и изображаем поперечное сечение результирующего пика на половине (*puc.3b,3c*). Они демонстрируют удлинение в направлении, перпендикулярном волновому вектору. После поворота на 90° модели, удлинения меняются местами и воспроизводят свои значения с высокой точностью. Это, вероятно, указывает на зависимость удлинения HWHM от формы и относительного количества «поперечных» и «продольных» кластеров. Таким образом, характер асимметрии HWHM, полученный при расчете, такой же, как и экспериментально наблюдаемый в YBa2Cu3O6 + y [2].



рис.3. [1] (а) Наиболее вероятные положения носителей в биполяронных кластерах; (б) сечение рассчитанного пика REXS вблизи (K, 0) на половине максимума; (с) сечение рассчитанного пика REXS вблизи (0, K) на половине максимума.

Модель зарядового упорядочения при резонансном рассеянии упругого рентгеновского излучения (REXS), демонстрирует согласие с экспериментами на купратах как в положении пика, так и в асимметрии его поперечного сечения на половине максимума интенсивности.

Список публикаций:

[1] A.E. Myasnikova, T. F. Nazdracheva, A. V. Lutsenko, A. V. Dmitriev,

- A. H. Dzhantemirov, E. A. Zhileeva, D. V. Moseykin J. Phys.: Condens. Matter https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0d6c (2019)
- [2] Comin R et al. Science 347 1335 (2015)

[3] Da Silva Neto E H et al. Science 347 282 (2015)

[4] Comin R et al. Nature materials 14 796 (2015)

[5] Comin R, Damascelli A Annual Review of Cond. Matter Physics 7 369 (2016)

Сильное электрон-фононное взаимодействие как источник зарядового упорядочения в сверхпроводящих купратах

Наздрачева Татьяна Федоровна Южный федеральный университет Мясникова Анна Эдуардовна, д.ф.-м.н. <u>nazdracheva98@mail.ru</u>

Недавно появились новые экспериментальные данные о свойствах зарядового упорядочения в купратах, которые показали необходимость поиска "движущей силы" этого упорядочения [1]. Нами анализируется зарядовое упорядочение, возникающее в системе с сильным дальнодействующим электрон-фононным взаимодействием при высокой концентрации носителей заряда [2]. Результаты расчета сравниваются с характеристиками зарядового упорядочения в допированных купратах, демонстрирующих высокотемпературную сверхпроводимость.

Разработан метод расчета параметров основного состояния систем с сильным электрон-фононным взаимодействием и высокой плотностью носителей заряда. В таких системах носитель заряда (электрон или дырка) взаимодействует с ионами кристаллической решетки и поляризует ее, образуется полярон. При высокой плотности носителей в системе они образуют биполяроны, формирующие зарядовое упорядочение. Используя условный вариационный метод, мы получили зависимость энергии биполярона от радиуса. После чего, минимизируя энергию системы локализованных и делокализованных носителей, рассчитали размер биполярона в основном состоянии и волновой вектор зарядового упорядочения.



puc.1.[2] (a), (b) и (c): кривые – рассчитанные радиус биполярона, волновой вектор зарядового упорядочения и энергия биполяронов как функции уровня допирования в электронно-допированных системах при учете взаимодействия биполяронов для различных параметров среды; звездами изображены экспериментальные данные на электронно-допированных системах [3] и лантановых системах [1].



рис.2.[2] (а) и (b): кривые – рассчитанные зависимости волнового вектора зарядового упорядочения от допирования в дырочно-допированных системах при учете взаимодействия биполяронов для разных параметров среды; звездами изображены экспериментальные данные на иттриевых системах [1], вертикальными линиями - на висмутовой системе [4]; (c) и (d) – энергия дырочных биполяронов при учете взаимодействия биполяронов. (e) и (f) кривые – рассчитанная температура распада дырочных биполяронов, круги – экспериментальные данные [1] в висмутовой и в иттриевой системах.

По рис.1 и рис.2 видно, что предложенная модель позволяет хорошо описать зарядовое упорядочение, и, возможно, окажется полезной в описании других свойств купратных сверхпроводников. Понимание природы зарядового упорядочения в купратах позволит развить представление об их электронной структуре, что нужно для построения теории высокотемпературной сверхпроводимости.

Список публикаций:

[1] R. Comin, A. Damascelli // Annual Review of Cond. Matter Physics 2016 7 369

[2] A.E. Myasnikova, T.F. Nazdraacheva, A.V. Lutsenko, A.V. Dmitriev, A.H. Dzhantemirov, E.A.Zhileeva, D.V. Moseykin // J.Phys.: Condens. Matter 2019 https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab0d6c

[3] Da Silva Neto E H et al.// Science 2015 347 282

[4] da Silva Neto E H et al.// Science 2014 343 393

Наблюдение поверхностного магнитного беспорядка в эпитаксиальных пленках TiN Товпеко Нина Александровна

Н.А. Титова, Э.М. Баева, А.И. Кардакова, А.В. Семенов, В.С. Храпай, S. Saha, H. Reddy, S. Bogdanov, E. Marinero, V.M. Shalaev, Г.Н. Гольцман

> Московский педагогический государственный университет Гольцман Григорий Наумович, д.ф.-м.н. <u>mouseninka@mail.ru</u>

Тонкие металлические пленки используются во многих практических областях, начиная от нанофотоники и телекоммуникаций при комнатной температуре [1, 2] и до сверхпроводящих электронных устройств при криогенных температурах [3, 4]. Улучшение качества пленки представляет сложную технологическую проблему, связанную с оптимизацией различных типов беспорядка, которые по-разному влияют на электронные свойства в нормальном и в сверхпроводящем состояниях. Классическим примером является эффект парамагнитных примесей в металлах, при котором незначительная концентрация примесей может приводить к некоторым эффектам при низкой температуре Т, таким как эффект Кондо [5], подавление сверхпроводящей щели [6] и резкому усилению неупругого рассеяния [7]. В тонких пленках магнитный беспорядок, который возникает в окисле на поверхности пленки, проявляется в усилении дефазирования [8, 9], разрыве куперовских пар [10, 11] и шуме магнитного потока [12, 13].

В данной работе мы исследовали электронные и сверхпроводящие свойства эпитаксиальных пленок TiN с низким уровнем немагнитного беспорядка, kFl ~ 300. При уменьшении толщины пленки d в диапазоне 200 - 3 нм, мы наблюдаем увеличение остаточного удельного сопротивления, что свидетельствует о преобладающем вкладе диффузного поверхностного рассеяния для пленок толщиной более 20 нм. В то же время наблюдается значительное зависящее от толщины снижение сверхпроводящей критической температуры, по сравнению с объемным значением в пленках TiN. В пленках, материала такого высокого качества, этот эффект может быть объяснен слабым магнитным беспорядком, находящимся в поверхностном слое с характерной плотностью магнитных дефектов 1012 см-2. Наши результаты показывают, что поверхностный магнитный беспорядок обычно присутствует в слое оксида на поверхности пленок TiN.

Список публикаций:

[1] N.A. Tovpeko, N.A. Titova, E.M. Baeva, A.V. Semenov, S. Saha, H. Reddy, S. Bogdanov, E.E. Marinero, V.M. Shalaev, A. Boltasseva, V.S. Khrapai, A.I. Kardakova, and G.N. Goltsman, Signature of a surface magnetic disorder in epitaxial TiN films, arXiv:1903.05009v1, 12 Mar 2019

[2] S. A. Maiern, Plasmonics: Fundamentals and Applications (Springer Science and Business Media, New York, 2007).

[3] A. Catellani and A. Calzolari, Physical Review B 95, 115145 (2017).

[4] W. Chang, S. M. Albrecht, T. S. Jespersen, F. Kuemmeth, P. Krogstrup, J. Nygard, and C. M. Marcus, Nature Nanotechnology 10, 232 (2015), URL https://doi.org/10.1038%2Fnnano.2014.306.

[5] R. Yan, G. Khalsa, S. Vishwanath, Y. Han, J. Wright, S. Rouvimov, D. S. Katzer, N. Nepal, B. P. Downey, D. A. Muller, et al., Nature 555, 183 (2018), URL https://doi.org/10.1038/nature25768.

[6] E. Muller-Hartmann and J. Zittartz, Phys. Rev. Lett. 26, 428 (1971).

[7] A. Abrikosov and L. Gorkov, Sov. Phys. JEPT 12, 1243 (1961).

[8] F. Pierre, A. B. Gougam, A. Anthore, H. Pothier, D. Esteve, and N. O. Birge, Phys. Rev. B 68, 085413 (2003), URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.085413.

[9] J. Vranken, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B 37, 8502 (1988), URL https://link.aps. org/doi/10.1103/PhysRevB.37.8502.

[10] F. Pierre and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. 89, 206804 (2002), URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.206804.

[11] A. Rogachev, T.-C. Wei, D. Pekker, A. T. Bollinger, P. Goldbart, and A. Bezryadin, Phys. Rev. Lett. 97, 1 (2006).

[12] T. Proslier, J. F. Zasadzinski, L. Cooley, C. Antoine, J. Moore, J. Norem, M. Pellin, and K. Gray, Appl. Phys. Lett. 92, 212505 (2008).

[13] S. M. Anton, J. S. Birenbaum, S. R. O'Kelley, V. Bolkhovsky, D. A. Braje, G. Fitch, M. Neeley, G. C. Hilton, H.-M. Cho, K. D. Irwin, et al., Phys. Rev. Lett. 110, 147002 (2013), URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.147002.

[14] P. Kumar, S. Sendelbach, M. A. Beck, J. W. Freeland, Z. Wang, H. Wang, C. C. Yu, R. Q. Wu, D. P. Pappas, and R. McDermott, Phys. Rev. Applied 6, 041001 (2016), URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.6.041001.

Температурные фазовые диаграммы модельных ВТСП-купратов Улитко Василий Анатольевич

Чиков Александр Алексеевич, Конев Виталий Владимирович, Ясинская Дарья Николаевна Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина <u>ulitko.vasiliy@urfu.ru</u>

С момента открытия ВТСП-купратов в 1986 г. было предложено большое количество разнообразных сценариев ВТСП, претендующих на качественное объяснение феномена высоких T_c и других свойств медных оксидов. Однако, несмотря на все многообразие подходов, вопрос о механизме сверхпроводимости в этих соединениях остается открытым. В работах [1,2] был предложен модельный подход для описания свойств допированных купратов типа $La_{2,x}Sr_xCuO_4$ в рамках бозе-сценария. Кластер CuO_4 в данном подходе рассматривается как система со смешанной валентностью с тремя возможными устойчивыми валентными состояниями $CuO_4^{5,6,7,-}$, формирующими зарядовый триплет. Описание системы ведется в терминах псевдоспинового формализма S = 1, при этом каждому из состояний $CuO_4^{5,6,7,-}$ ставится в соответствие проекция псевдоспина $S_z = -1,0,+1$ соответственно. Гамильтониан системы можно представить в виде суммы:

$$H = H_{ch} + H_{tr1} + H_{tr2} + H_{exc}$$
(1)

Слагаемое H_{ch} включает в себя экранированное кулоновское взаимодействие, а так же энергетический порог реакции диспропорционирования $CuO_4^{6^-} - CuO_4^{6^-} \rightarrow CuO_4^{5^-} - CuO_4^{7^-}$. H_{tr1} и H_{tr2} описывают одночастичный и двухчастичный дырочный транспорт. В H_{exc} учитывается спиновое обменное взаимодействие в форме Гейзенберга между ближайшими соседями с учетом оператора спиновой плотности.

В рамках данного подхода мы моделируем плоскость CuO_2 с помощью классического метода Монте-Карло с характерными размерами решетки до 256х256. Моделирование проводится с помощью параллельного варианта алгоритма на видеокартах и графических ускорителях Nvidia. Ранее нами была рассмотрена статическая модель [3,4], не учитывающая слагаемые H_{tr1} и H_{tr2} в (1). Особое внимание при этом уделялось исследованию конкуренции между антиферромагнитным и зарядовым упорядочениями. В настоящей работе мы исследуем влияние транспорта на образование антиферромагнитного, зарядового и сверхпроводящего упорядочений модельной системы при различных концентрациях допированных дырок x. Показано, что учет двухчастичного транспорта приводит к появлению сверхпроводящей фазы при отклонении от x = 0. При этом результаты моделирования хорошо согласуются с данными, полученными квантовым алгоритмом Монте-Карло для системы локальных бозонов [5]. Дальнейший учет одночастичного траснспорта привел к подавлению сверхпроводимости при некоторых значениях x и позволил качественно воспроизвести T-x фазовую диаграмму купратов.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации (соглашение 02.А03.21.0006) и проектов №2277 и №5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации, а также при поддержке РФФИ в рамках научного проекта No 18 – 32 – 00837\18

Список публикаций:

- [1] A. S. Moskvin, Physical Review B 84, 075116 (2011)
- [2] A. S. Moskvin, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 121, 477 (2015)
- [3] Y. D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, JETP Letters, 106 424 (2017)
- [4] Y. D. Panov et al., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 477, 162-166 (2019)
- [5] Y. D. Panov, A.S. Moskvin, E.V. Vasinovich, V.V. Konev, Physica B, 536, 464-468 (2018)

Критическое поведение двумерной спин-псевдоспиновой модели в случае сильного обмена

Ясинская Дарья Николаевна

Улитко Василий Анатольевич, Панов Юрий Демьянович, Москвин Александр Сергеевич Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина Панов Юрий Демьянович <u>daria.iasinskaia@urfu.ru</u>

Тема сосуществования и конкуренции зарядового, магнитного и сверхпроводящего упорядочений является одной из актуальных проблем физики высокотемпературных купратов [1]. Ранее нами была предложена [2,3] упрощенная статическая двумерная спин-псевдоспиновая модель, рассматривающая конкуренцию между зарядовым и магнитным упорядочениями. В рамках данного подхода три эффективных валентных состояния CuO₄^{5-,6-,7-} рассматриваются как проекции псевдоспина S=1 с S_z=-1,0,+1 соответственно. Гамильтониан рассматриваемой системы имеет следующий вид

$$H = \Delta \sum_{i} S_{iz}^{2} + V \sum_{\langle ij \rangle} S_{iz} S_{jz} + J s^{2} \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{iz} \sigma_{jz}, \tag{1}$$

где $\sigma_{iz} = (1 - S_{iz}^2)s_{iz}/s$ – нормированная z-компонента спина s=1/2, Δ и V определяют локальные и межузельные зарядовые корреляции соответственно, обменное взаимодействие. При этом плотность заряда допированных примесей в системе фиксирована: $nN = \sum_i S_{iz} = const$. Данная модель является обобщением двумерной разбавленной модели Изинга с заряженными примесями.

С помощью классического метода Монте-Карло мы исследовали статические критические свойства данной системы в случае сильного магнитного обмена (V/J=0.1). Нами рассчитаны значения критического индекса теплоемкости α в зависимости от параметров Δ и п. Показано, что α имеет особенность при значениях Δ , соответствующих границе между зарядовым и магнитным упорядочениями.

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение 02.А03.21.0006 и проектов №2277 и №5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

Список публикаций:

[1] J.M. Tranquada, G. Xu, I.A. Zaliznyak, Superconductivity, antiferromagnetism, and neutron scattering, J. Magn. Magn. Mater. 350 (2014) 148–160.

[2] Y.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, I.L. Avvakumov, Competition of spin and charge orders in a model cuprate, J. Supercond. Novel Magn. 29 (4) (2016) 1077–1083.

[3] Y.D. Panov, A.S. Moskvin, A.A. Chikov, K.S. Budrin, The ground-state phase diagram of 2D spinpseudospin system, J. Low Temp. Phys. 187 (5–6) (2017) 646–653.