



УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ ИМ. Л.Ф. ВЕРЕЩАГИНА РАН

КОНФЕРЕНЦИЯ «СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ И КВАНТОВЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ»

18 июня 2009 г., г. Троицк Московской области

ТЕЗИСЫ

Программный комитет:

Л.В. Келдыш, академик (ФИАН) (председатель)
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)
В.В. Бражкин, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФАН)
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН)
В.Б. Тимофеев, академик (ИФТТ РАН)
Л.А. Фальковский, д.ф.-м.н. (ИТФ РАН)

Оргкомитет:

С.М. Стишов, академик (ИФВД РАН) (председатель)
П.И. Арсеев, чл.-корр. РАН (ФИАН)
В.В. Бражкин, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
Т.В. Валянская, к.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
С.В. Демишев, д.ф.-м.н. (ИОФАН)
В.А. Заяц, к.ф.-м.н. (ОФН РАН)
В.Н. Рыжов, д.ф.-м.н. (ИФВД РАН)
Л.Б. Солодухина (ИФВД РАН)

Dynamic spin susceptibility in systems with strong correlations

A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N.M. Plakida

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna,

A general theory of the dynamical spin susceptibility is formulated for a model with strong electron calculations as the cuprate high-temperature superconductors. The calculations is based on an equation of motion method for the relaxation function in terms of Hubbard operators for the t - J model [1]. Mori-type projection technique is used to represent the relaxation function in terms of the memory function of the second order. The latter is calculated within the mode coupling approximation for itinerant hole excitations and spin fluctuations in the fourth order of the hopping parameter t and the exchange interaction J .

By a sum-rule-conserving generalized mean-field approximation (GMFA), the two-spin correlation functions of arbitrary range, the staggered magnetization, the uniform static susceptibility, and the antiferromagnetic correlation length are calculated in a wide region of hole doping and temperatures [2]. A good agreement with available exact diagonalization (ED) data is found. The correlation length is in reasonable agreement with neutron-scattering experiments on LaSrCuO compounds.

Going beyond the GMFA, the polarization operator is calculated in the mode-coupling approximation. The spin dynamics at arbitrary frequencies and wave vectors is studied for various temperatures and hole doping. At low doping a spin-wave-type behavior is found as in the Heisenberg model, while at higher doping a strong damping caused by hole hopping occurs, and a relaxation-type spin dynamics is observed in agreement with the ED results. The local spin susceptibility is calculated in a reasonable agreement with experimental and ED data [3].

[1] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, *Theor. Math. Phys.* 145, 1576 (2005).

[2] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, *Theor. Math. Phys.* 152, 1331 (2007).

[3] A.A. Vladimirov, D. Ihle, and N. M. Plakida, *Phys. Rev. B* (2009) (to be published).

Изменения магнитного состояния слоистой гетероструктуры ферромагнетик/сверхпроводник под влиянием сверхпроводящего перехода

В.Л. Аксенов, Ю.В. Никитенко, Ю.Н. Хайдуков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В физике явлений сосуществования ферро-магнетизма и сверхпроводимости в слоистых системах СП/ФМ имеется довольно много теоретических предсказаний, которые пока еще не нашли своего экспериментального подтверждения [1]. В последнее время наиболее интересным является изучение влияния сверхпроводимости на ферро-магнетизм. Оказалось, что при переходе в СП состояние меняется магнитное состояние как ФМ, так и СП. Эти изменения изучались с помощью ферромагнитного резонанса [2] и с помощью рефлектометрии поляризованных нейтронов [3, 4]. Однако полного понимания физики наблюдаемых изменений в настоящее время нет.

В докладе обсуждаются два типа систем: системы СП/ФМ (Pd(2nm)/V(37nm)/[Fe₃₇V₆₃](5nm)/10[Fe(5nm)/V(5nm)]/MgO и Pd(1.5nm)/V(39nm)/Fe(3nm)/20[V(3nm)/Fe(3nm)]/MgO и система СП/ФМ/СП (Nb(50nm)/Fe(4nm)/40[Si(3.4nm)/Mo(3.4nm)]/Si). Периодическая подсистема n [Fe/V] в СП/ФМ образцах играла роль генератора нейтронных стоячих волн. Образцы СП/ФМ были изготовлены в Университете Упсалы (Швеция), образец СП/ФМ/СП изготовлен в ИФМ РАН(Н.Новгород). Все образцы прошли предварительную аттестацию с помощью рентгеновских и магнитных измерений. Эксперименты были выполнены на нейтронных рефлектометрах РЕМУР (ОИЯИ, Дубна) и ADAM (ИЛЛ, Гренобль) при значениях напряжённости магнитного поля H от 0.2 до 1 кЭ и при температуре T от 1.6 до 30 К.

Основные результаты можно сформулировать следующим образом:

(1) Ниже температуры СП перехода T_c наблюдается уменьшение намагниченности ФМ слоя. Наиболее сильно эффект проявляется в системе СП/ФМ/СП. Так, в магнитном поле 500 Э при $T = 5$ К (ниже T_c слоя Nb, равной 9.2 К) намагниченность уменьшается на 30%, а при $T = 2$ К (ниже T_c слоя Si/Mo, равной 4.5 К) – ещё на 65%. Эффект наблюдается при $H = 0.5$ и 0.75 кЭ и отсутствует при $H = 0.2$ кЭ (см. рис. 1).

(2) В СП/ФМ/СП структуре при $T = 2$ К в Si/Mo наблюдается диамагнитное состояние, а в Nb вихревое состояние с одним рядом вихрей.

(3) В СП/ФМ системе наблюдается магнитная структура в СП слое (обратный эффект близости).

(4) Наблюдается неоднородное домено-подобное магнитное состояние как в С/ФМ, так и в СП/ФМ/СП структуре.

(5) Наблюдается неколлинеарная магнитная структура в периодической подсистеме в СП/ФМ системе.

Представленные экспериментальные данные дают основания к следующим заключениям: (1) наличие обратного эффекта близости, (2) указание на возникновение криптоферромагнетизма, (3) наличие указаний на нечетную триплетную СП.

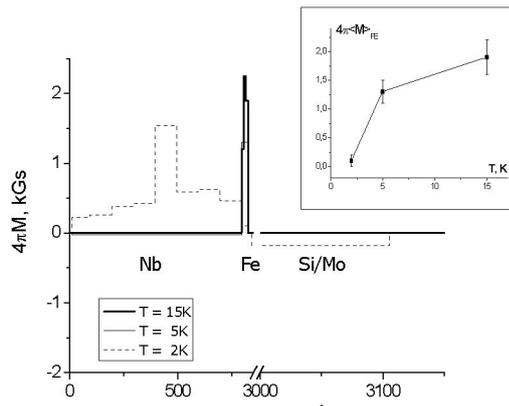


Рис. 1. Профиль намагниченности системы СП/ФМ/СП при $H = 500$ Э и $T = 2, 5$ и 15 К. На вкладке к рисунку представлена зависимость намагниченности ФМ слоя от температуры.

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
2. I. A. Garifullin et al., *Appl. Magn. Reson.* **22**, 439 (2002).
3. V.L.Aksenov et al., *Physica B* **356**, 9 (2005).
4. V.L.Aksenov et al., *Crystallography Rep.* **52**, 381 (2007).

Сопротивление зарядовой релаксации в задаче о кулоновской блокаде

Я.И. Родионов, И.С. Бурмистров, А.С. Иоселевич

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

Решена задача о диссипации энергии в одно-электронном транзисторе с большим числом туннельных каналов. Показано, что температурная зависимость диссипации определяется температурными зависимостями кондактанса и перенормированной затворной емкости одно-электронного транзистора.

В рамках подхода, предложенного в работе [1], исследуется задача о диссипации энергии в одно-электронном транзисторе, т.е. металлическом островке, соединенном туннельными контактами с резервуаром, и емкостью с затвором, на который подается переменное напряжение $U_g(t) = U_g + U_\omega \cos(\omega t)$. В режиме линейного отклика по амплитуде переменного напряжения мощность диссипации энергии определяется выражением $W = \omega^2 A(T) |U_\omega|^2$. Показано, что при температурах $T \ll E_C$, где E_C - зарядовая энергия, в режиме малых и больших кондактансов туннельных контактов, величина

$$A(T) = \frac{C_g^2(T)}{G(T)},$$

где $G(T)$ - это кондактанс одно-электронного транзистора в режиме, когда приложено постоянное напряжение между резервуарами. Величина $C_g(T)$ – может быть интерпретирована как перенормированная емкость между островком и затвором. Перенормированная затворная емкость $C_g(T)$ связана с недавно введенной одним из авторов величиной $q'(T)$ [2] следующим образом:

$$C_g(T) = \frac{dq'(T)}{dU_g},$$

Полученные результаты позволяют сделать предположение об универсальности соотношения между величинами $A(T)$, $C_g(T)$ и $G(T)$ при любых значениях величин кондактансов туннельных переходов. Это открывает возможность экспериментального измерения величины $C_g(T)$, а значит экспериментального определения величины $q'(T)$.

Результаты, полученные для режима малых значений кондактансов туннельных контактов, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными [3].

- [1] V.Ambegaokar, U.Eckern, G.Schön, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1745 (1982).
- [2] I.S.Burmistrov, A.M.M.Pruiskien, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 056801 (2008).
- [3] F.Persson, C.M.Wilson, M.Sandberg, G.Johansson, P.Delsing, arxiv:0902.4316.

Спиновые возбуждения в Кондо-изоляторе в синглет-триплетном описании (устный)

А.Ф. Барабанов, Л.А. Максимов

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верецагина РАН
РНИЦ «Курчатовский Институт»

Нейтронные эксперименты по низкотемпературной динамической магнитной восприимчивости $\epsilon_f(\mathbf{q}, \mathbf{g})$ f- электронов Кондо-диэлектриков (КД) демонстрируют для них наличие синглетного основного состояния, спиновой щели и нескольких ветвей антиферромагнитных (АФМ) возбуждений [1]. Теория КД базируется на периодической модели Андерсона (ПМА). В большинстве работ вплоть до последнего времени обычно использовался электрон-дырочно симметричный (СПМА) предел модели ($n_f n_d = 1$, n_f и n_d заполнения f- уровня и d- электронов проводимости). Рассмотрение обычно исходит из однопримесной задачи Андерсона, и АФМ корреляции между f- электронами возникают в высших порядках теории возмущения по гибридизационному взаимодействию V и прескоковому взаимодействию t . Однако СПМА несправедлив для КД, обладающих смешанной валентностью, с $1 < n_f < 2$.

Для описания $\epsilon_f(\mathbf{q}, \mathbf{g})$ в режиме $1 < n_f < 2$ мы сначала рассматриваем несимметричный вариант ПМА (НПМА) с двумя электронами на узел с гамильтонианом ПМА (обозначения стандартные)

$$\begin{aligned} \widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{t}; \quad \widehat{H}_0 = \widehat{H}_{00} + \widehat{V}; \quad \widehat{H}_{00} = \sum_{\mathbf{n}} \{ [\sum_{\sigma} \epsilon_f \widehat{f}_{\sigma, \mathbf{n}}^+ \widehat{f}_{+, \mathbf{n}} + U_{ff} \widehat{f}_{+, \mathbf{n}}^+ \widehat{f}_{+, \mathbf{n}} \widehat{f}_{-, \mathbf{n}}^+ \widehat{f}_{-, \mathbf{n}}] + \\ + [\sum_{\sigma} \epsilon_d \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}}^+ \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}} + U_{dd} \widehat{d}_{+, \mathbf{n}}^+ \widehat{d}_{+, \mathbf{n}} \widehat{d}_{-, \mathbf{n}}^+ \widehat{d}_{-, \mathbf{n}}] \}; \\ \widehat{V} = V \sum_{\mathbf{n}, \sigma} (\widehat{f}_{\sigma, \mathbf{n}}^+ \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}} + \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}}^+ \widehat{f}_{\sigma, \mathbf{n}}); \quad \widehat{t} = t \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{g}, \sigma} \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}}^+ + \mathbf{g} \widehat{d}_{\sigma, \mathbf{n}}; \quad \sigma = \pm, \end{aligned}$$

НПМА отвечают следующие соотношения между параметрами модели $|U_f + P_f| \simeq V \simeq t$ и $V, t \ll U_f \simeq -P_f$, $P_d = 0$, $U_d < U_f$ (отметим, СПМА реализуется при $U_f + 2P_f = P_d = 0$). Основное синглетное состояние \hat{H}_1 в случае

одного узла имеет вид $H_m = (A \hat{z}_{fm}^+ + B \hat{\phi}_{fm, dm}^+) |0\rangle$, где $\hat{z}_{fm}^+ = \hat{f}_{m+}^+ \hat{f}_{m-}^+$; $\hat{\phi}_{fm, dm}^+ = 1/\sqrt{2} (\hat{f}_{m+}^+ \hat{d}_{m-}^+ + \hat{d}_{m+}^+ \hat{f}_{m-}^+)$ синглетные

операторы. Для YbB_{12} величина $\epsilon_f(\mathbf{q}, \mathbf{g})$ вблизи края спиновой щели формируется тремя дисперсионными возбуждениями M1, M2, и M3 со средними энергиями 15, 20 и 40 меВ [1]. Мы считаем, что структура M1, M2, и M3 в первую очередь связана с f-f корреляцией на ближних узлах. Чтобы это показать сначала для 2-х узлов строятся кластерные состояния (аналоги поляронов малого радиуса), в рамках \hat{H}_1 находится система синглетных и триплетных уровней (тех и других девять уровней, при этом триплетные трижды вырождены) и рассматриваются энергии триплетных переходов $M_{(i)} = E^{\text{tr}}(i) - E_0$ из основного двухузельного синглетного состояния H_0 (отметим, что H_0 оказывается устойчивым по отношению к переходу в металлическое состояние). Результаты рассмотрения демонстрируют, что модель качественно правильно отражает структуру пиков M1 и M3. Более того, можно убедиться что в этом режиме энергия перехода $M_{(3)}$ обязана быть близка к $2M_{(1)}$. Что же касается перехода $M_{(2)}$, то он не является аналогом M2: в случае рассмотрения бесконечной решётки, $M_{(1)}$ и $M_{(2)}$ отвечают дисперсии одной ветви, и для описания M2 недостаточно анализировать положения уровней, а следует рассматривать именно $\epsilon_f(\mathbf{q}, \mathbf{g})$.

Для описания реального спинового спектра следует перейти от задачи двухузельного кластера к рассмотрению бесконечной решетки. Гамильтониан H_t приводит к большому числу не факторизующихся по узлам кластерных состояний и оказывается удобнее использовать эффективный гамильтониан H_J , который получается из H_t заменой в нём \hat{t} на АФМ косвенное f-f обменное взаимодействие $\hat{J} = (J/2) \sum_{r, g} \hat{S}_{f, r} \hat{S}_{f, r+g}$.

Можно показать, что в области $t \lesssim 0.1$ эВ, двухузельная задача для основных состояний гамильтонианов H_t и H_J даёт близкие результаты, если принять $J \simeq 0.5t$. [2].

Следующий шаг упрощения гамильтониана состоит в переходе от $\hat{H}_J = \hat{H}_{00} + \widehat{V} + \hat{J}$ к синглет-триплетному гамильтониану $\hat{H}_{s\text{-tr}} = \sum_n \hat{h}_n + \hat{J}$, $\hat{h}_n = e \sum_{\alpha=x, y, z} \hat{Z}_n^{\alpha, \alpha}$, здесь и ниже $\hat{Z}_n^{\alpha, \alpha}$ - проекционные операторы между полным набором состояний узла с одним электроном на каждом уровне: V, W есть либо синглет d, либо одноузельный триплет Y_{on} . Мы исключили синглетное состояние \hat{z}_{fn}^+ , которое при $n_f \geq 1$, в первую очередь благодаря \widehat{V} , приводило к понижению энергии синглет d_n. Последнее учтено путём введения для

триплетов энергии $\epsilon > 0$. Гамильтониан \hat{H}_{str} допускает аналитическое вычисление $\epsilon_f(q, g)$ для регулярной решётки, которое удобно проводить в рамках сферически симметричного подхода для двухвременных запаздывающих спиновых функций Грина (ССП). Найденное $\epsilon_f(q, g)$ правильно воспроизводит дисперсию пиков M1 (минимум в АФМ точке) и M3 (максимум). Кроме того $\epsilon_f(q, g)$ воспроизводит наличие пика-сателлита M2 [1]. Отметим, что физически полученная структура связана в первую очередь со следующими свойствами модели КД. Первое, на фоне синглетного основного состояния спиновые возбуждения $\hat{S}_{fn}^{x(y,z)}$ "расщепляются" между синглетным d_n и триплетным Y_α секторами состояний, которые имеют разные энергии. В частности, явное выражение для оператора \hat{S}_{fn}^z имеет вид $\hat{S}_{fn}^z = \frac{1}{2}(\hat{Z}_n^{\phi z} + \hat{Z}_n^{z\phi} + i\epsilon_{\alpha\beta}\hat{Z}_n^{\beta\alpha})$. Второе, сильные корреляции находят своё отражение в том, что при корректном описании движения возбуждения по решётке следует выходить за одноузельный набор операторов и это частично снимает вырождение в триплетном узельном секторе. Так, например, следует учитывать операторы вида $i\epsilon_{\alpha\beta}\hat{Z}_m^{\phi\alpha}\hat{Z}_n^{\phi\beta}$; $\hat{Z}_m^{\alpha z}\hat{Z}_n^{\phi\alpha}$. И наконец, можно легко видеть, что с повышением температуры интенсивность пиков M1, M2, и M3 должна падать, а интенсивность квазиупругого пика возрастать.

1. K.S. Nemkovski, J.-M. Mignot, P.A. Alekseev, Phys. Rev. Lett. 99, 137204 (2007).

2. A.F. Varabanov, L.A. Maksimov, Phys. Lett. A 373 1787 (2009).

Влияние аморфизации на теплоемкость соединений RNi_5 ($R = La, Pr$)

П.А. Алексеев, Е.С. Клементьев, И.А. Ковалев, В.Н. Лазуков, И.П. Садиков

ИСФТТ РНЦ «Курчатовский институт»

Для оценки изменений спектров элементарных возбуждений при аморфизации проведены измерения теплоемкости аморфных и кристаллизованных образцов $R_{16,7}Ni_{83,3}$ (RNi_5) ($R = La, Pr$) в магнитных полях до 8 Тл и в интервале температур 1,5 К – 50 К. Оказалось, что теплоемкость в измеренном интервале температур для аморфного образца $LaNi_5$ больше, чем для кристаллизованного, а магнитное поле практически не влияет на нее. То есть, основной вклад в теплоемкость в этом интервале температур определяется фононной подсистемой и указывает на смягчение колебательного спектра при низких энергиях. Проведенный анализ данных о температурных зависимостях магнитных составляющих теплоемкостей и энтропии в образцах $PrNi_5$ в нулевом магнитном поле позволил сделать выводы об увеличении полной энергии расщепления основного мультиплета 4f электронной оболочки в кристаллическом поле при аморфизации и формированию конечной плотности состояний локализованного момента, начиная с нулевой энергии. Приложение магнитного поля приводит к существенному изменению температурной зависимости теплоемкости для аморфного образца в сравнении с кристаллическим. Эти изменения могут быть объяснены существенным изменением расщепления основного мультиплета 4f электронной оболочки и появлением щели в спектре магнитных возбуждений локализованного магнитного момента Pr^{3+} .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08–08–00258.

Взаимодействие отрицательных ионов с поверхностью инертных жидкостей

А.М. Дюгаев*, П.Д. Григорьев*, Е.В. Лебедева**

**Институт теоретической физики им. Ландау РАН*

***Институт физики твердого тела РАН*

Дано новое объяснение явлений, связанных с туннелированием заряженных комплексов частиц из жидкости в вакуум, которое впервые объясняет высокую диссипацию заряда через поверхность жидкого гелия. Определен потенциал взаимодействия отрицательных ионов (электронных пузырьков) с поверхностью жидких He^4 , He^3 и He . Кроме электростатического отталкивания, учтен также вклад дальнедействующего ван-дер-ваальсовского притяжения электронного пузырька к поверхности жидкости. Потенциальный барьер, препятствующий уходу отрицательного иона из жидкости в вакуум, формируется в результате конкуренции этих сил отталкивания и притяжения. Определена зависимость времени жизни пузырька от температуры и электрического поля. Проведено сравнение теории и опыта для отрицательных ионов в жидком He^4 . В отличие от общепринятых представлений, основанных на гипотезе квантового туннелирования электрона из пузырька в вакуум, обоснованная нами теория базируется на классической диффузионной модели перехода пузырька через потенциальный барьер, предложенной Крамерсом. Для жидкого He^4 в рамках этой модели применимо приближение малого динамического трения, что связано с большой подвижностью отрицательных ионов в сверхтекучей жидкости.

[1]. А. М. Дюгаев, П. Д. Григорьев, Е. В. Лебедева, “ Взаимодействие отрицательных ионов с поверхностью инертных жидкостей”, Письма в ЖЭТФ **89**, 165 (2009).

Некогерентная электронная проводимость в слоистых металлах в магнитном поле

П.Д. Григорьев

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

В теории электронного переноса в слоистых металлах с беспорядком на протяжении многих лет существовала загадка. Проводимость между слоями в достаточно сильном магнитном поле зависит только от компоненты поля вдоль проводимости, и не зависит от величины магнитного поля в перпендикулярном направлении. Такое поведение противоречит стандартной теории магнитосопротивления, предсказывающей зависимость только от компоненты магнитного поля, перпендикулярной проводимости. Такое магнитосопротивление не удалось объяснить ни локализацией состояний в магнитном поле, ни образованием щели между уровнями Ландау, поскольку температурная зависимость проводимости оставалась металлической, а не активационной.

В настоящей работе [1] предложена модель некогерентного электронного переноса между слоями, впервые объясняющая описанные выше эксперименты. Модель включает в себя как когерентный канал проводимости, имеющий стандартную зависимость от магнитного поля, так и некогерентный. Некогерентный канал проводимости представляет собой переходы электронов между слоями через редко встречающиеся резонансные примеси или иные дефекты, помогающие межслоевому туннелированию электронов, с последующим переносом вдоль проводящих слоев. При этом перенос электронов вдоль слоев является необходимым для данного механизма проводимости, поскольку концентрация таких резонансных примесей мала. Именно этот электронный перенос вдоль слоев и приводит к сильной зависимости проводимости от магнитного поля, перпендикулярного слоям. Данный механизм проводимости встречается во всех слоистых соединениях, например, в высокотемпературных сверхпроводниках и органических металлах. Доля некогерентного канала проводимости зависит от спектра электронов в металле, особенно от интеграла перескока между слоями, и от степени беспорядка в металле. Предложенный механизм открывает новую область мезоскопии, связанную с электронным переносом в слоистых соединениях. В работе [1] также проведено детальное экспериментальное исследование данного механизма проводимости в слоистом органическом металле α -(BEDT-TTF) $_2$ KHg(SCN) $_4$.

[1]. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, and N. D. Kushch, "Incoherence Crossover in the Interlayer Conductivity of a Layered Organic Metal", Phys. Rev. B (accepted, in press) [arXiv:0811.4323].

Корреляционные эффекты и фазы в графеновых структурах

Ю.Е. Лозовик

Институт спектроскопии РАН

Изучена система двух листов графена с независимо подсоединенными управляющими электродами. В этой системе предсказаны два эффекта. Во-первых, предсказано существование когерентной фазы и сверхтекучести в двухслойном графене, обусловленном спариванием пространственно разделенных электронов и дырок. Проанализирована роль фазы Берри, возникающей в графене, на электрон-дырочное спаривание. Изучено влияние примесей на когерентное состояние в системе. Рассмотрены коллективные состояния в графене и нескольких листах графена.

Во-вторых, предсказана бозе-конденсация и переход Костерлица-Таулесса в сверхтекучее состояние для системы магнитоэкситонов в двухслойном графене в сильном поперечном магнитном поле. Рассмотрены две реализации для последнего случая – магнитоэкситоны, возникшие за счет приложения напряжения к управляющим электродам, либо созданные лазерной накачкой. Изучена также когерентная фаза в системе нескольких листов графена. Изучены поляритоны и их конденсация в системе с графеном.

Указанные системы дают возможность бездиссипативные элементы для передачи информации.

Обсуждаются квантовые точки и нанотранзисторы на графене, а также наноэлектронные элементы принципиально нового типа.

Рассматриваются расчеты наноэлементов на графене с помощью развиваемого нами обобщенного метода функционала плотности для систем с “ультрарелятивистским” электронным спектром.

1. Ю.Е.Лозовик, С.П.Меркулова, А.А.Соколик, Коллективные явления в графене, УФН **178**, No.7, 757-776 (2008).
2. Ю.Е.Лозовик, Сильные корреляции и новые фазы в системе экситонов и поляритонов, поляритонный лазер, УФН **179**, No.3, 309-313 (2009).

- O.L. Berman, Yu.E. Lozovik, G.Gumbs, Bose-Einstein condensation and superfluidity of magnetoexcitons in bilayer graphene, *Phys. Rev.*, B 77, No.15, 155433 (2008).
- O.L. Berman, R.Y. Kezerashvili, Yu.E.Loizovik, Collective properties of magnetobixcitons in quantum wells and graphene superlattices, *Phys.Rev.* B78, No.3, 035135(2008).
- O.L.Berman, G.Gumbs, Yu.E.Loizovik, Magnetoplasmons in layered graphene structures, *Phys.Rev.*,B 78, No.8, 085401 (2008).
- O.L. Berman, Yu.E. Lozovik, D.W. Snoke, Theory of Bose-Einstein condensation and superfluidity of two-dimensional polaritons in an in-plane harmonic potential, *Phys. Rev.* , B 77, No.15, 155317 (2008).
- Yu.E. Lozovik, A.A.Sokolik, Electron-hole pair condensation in graphene bilayer, *Письма в ЖЭТФ*, т. 87, вып.1, стр. 61-65 (2008).

Межслоевое туннелирование в графите в магнитных полях до 55 Тл

Ю.И. Латышев¹, А.П. Орлов¹, А.Ю. Латышев¹, Д. Виньоль²

¹Институт радиотехники и электроники РАН

²Нац. лаборатория импульсных магнитных полей, Тулуза, Франция

Открытие графена [1] возобновило интерес к исследованиям графита, в частности, тонких монокристаллов графита, с малым количеством графеновых слоев. В настоящей работе исследован межслоевой поперечный транспорт в структурах типа «мезы» с латеральными размерами около 1 мк и содержащими 20-30 графеновых слоев.

Показано, что в магнитных полях до 10 Тл (В/с) в туннельной межслоевой проводимости мез проявляются характерные пики, соответствующие переходам между уровнями Ландау с энергиями, характерными для дираковских фермионов в графене: $E_n = v_F [2e (\hbar/2\pi) |n|B]^{1/2}$, где v_F – скорость Ферми $v_F = 10^7$ см/сек [2]. Эти данные согласуются с результатами по магнетопропусканию в ИК диапазоне [3], полученными на тонких, полупрозрачных монокристаллах графита.

В импульсных магнитных полях до 55Тл появляются новые особенности межслоевых туннельных спектров. В полях, ориентированных поперек слоев, наблюдается пик туннельной проводимости при малых смещениях с характерным провалом при нулевом смещении. В полях 55 Тл пик наблюдается до $T = 250$ К. С понижением температуры пик растет и сужается.

В параллельных полях наблюдается пик туннельной проводимости при смещениях V_0 , линейно растущих с полем и достигающих 70 мВ при 55 Тл. Происхождение этого пика связывается со сдвигом по k дираковских спектров $E(k)$ в соседних графеновых слоях в параллельном магнитном поле $\Delta k = eB_{\parallel} d / (\hbar c)$, где d – расстояние между слоями. Соответствующий пик туннельной проводимости должен наблюдаться при смещениях $V = \hbar v_F \Delta k$, т.е. линейно зависеть от магнитного поля, что согласуется с экспериментом.

Полученные результаты показывают, что межслоевое туннелирование в графите является эффективным методом спектроскопии индивидуальных слоев графена.

Работа была выполнена при поддержке грантов INTAS (No 05-100008-7972), РФФИ (No 08-02-01093-а, 06-02-72551), а также программы РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах”.

- K.S. Novoselov et al. *Nature* **438**, 197 (2005).
- Yu.I. Latyshev et al., *Journal of Physics: Conference Series* **129**, 012032 (2008).
- M. Orlita et al. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 136403 (2008).

Экранировка в двуслойном графене в электростатическом поле

Л.А. Фальковский

Институт теоретической физики Л.Д. Ландау РАН,
институт физики высоких давлений им. Верещагина РАН

Во внешнем статическом поле в спектре бислоя открывается щель, которая видна в оптических экспериментах, привлекая перспективой создания легко перестраиваемого прибора. Зависимость щели от числа носителей на бислое оказалась линейной в идеально чистом бислое в области концентраций носителей 10^{13} 1/см², инжектированных напряжением на затворе. Расчет показывает, что для допированного бислоя при более низких напряжениях эта зависимость нелинейна и асимметрична по отношению к изменению характера проводимости — дырочной или электронной.

Фазовая диаграмма бозе-конденсации диполярных экситонов и статистика излучаемых конденсатом фотонов

А. В. Горбунов, Д. А. Демин, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область

Кольцевая потенциальная ловушка для пространственно-непрямых (диполярных) экситонов в квантовой яме возникает вдоль периметра окна в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры [1]. При фотовозбуждении диполярные экситоны, имеющие большой дипольный момент вдоль компоненты электрического поля, нормальной плоскости квантовой ямы, не связываются в многоэкситонные комплексы и накапливаются в кольцевой латеральной ловушке. При достижении критических условий по температуре и концентрации происходит бозе-конденсация диполярных экситонов. Конденсация сопровождается пороговым появлением узкой линии люминесценции экситонов, сконденсировавшихся вблизи $k=0$ (область нулевых экситонных импульсов в ловушке), возникновением пространственной направленности и крупномасштабной когерентности люминесценции экситонного конденсата [2,3]. Само явление Бозе-конденсации происходит спонтанно в резервуаре взаимодействующих диполярных экситонов.

Нами исследована фазовая диаграмма бозе-конденсации диполярных экситонов в латеральной кольцевой ловушке диаметром 5 мкм в GaAs/AlGaAs гетероструктуре с одиночной широкой (25 нм) квантовой ямой в диапазоне температур 0.45-4.2 К. Для этого порог конденсации измерялся по возникновению в спектре люминесценции узкой линии экситонного конденсата при постепенном увеличении оптической накачки и при различных фиксированных значениях температуры. В конечном итоге строилась фазовая диаграмма Бозе-конденсации экситонов в координатах «оптическая накачка P – температура T ». Величина экситонной плотности оценивалась по «фиолетовому» сдвигу линии экситонного конденсата, который увеличивается с ростом концентрации экситонов вследствие возрастания экситон-экситонного отталкивания [4,5]. Полученная фазовая диаграмма демонстрирует, что граница фазового равновесия, очерчивающая область, где происходит бозе-конденсация диполярных экситонов, представляет собой прямую линию вида $P=\alpha T$, что естественно для двумерных систем. Из самого факта существования фазовой диаграммы также следует, что, несмотря на конечное время жизни диполярных экситонов (несколько нс), их бозе-конденсация в исследованной системе происходит в квазиравновесных условиях.

В пользу формирования в системе диполярных экситонов когерентного состояния свидетельствуют также результаты измерений коррелятора интенсивностей, $g^{(2)}(t)$. Вблизи порога конденсации этот коррелятор демонстрирует группировку пар фотонов на временах когерентности коллективного состояния, масштаба одной наносекунды. При значительном превышении накачки над порогом статистика фотонов, излучаемых в виде узкой (≤ 0.3 мэВ) линии люминесценции, становится пуассоновской, характерной для когерентного источника излучения: $g^{(2)}(t)=1$.

1. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006); **84**, 390 (2006).
2. V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, J. Appl. Phys. **101**, 081708 (2007).
3. V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, phys. stat. solidi (c) **5**, 2379 (2008).
4. C. Schindler, R. Zimmermann, Phys. Rev. **B78**, 045313 (2008).
5. M. Stern, V. Garmider, E. Segre et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 257402 (2008).

Проводимость нитевидных кристаллов NbS₃ после перехода в металлическое состояние под давлением

И.Е. Костылева*, А.Н. Вороновский*, Е.М. Дижур*, С.В. Зайцев-Зотов**

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
Институт радиотехники и электроники РАН*

Квазиодномерный проводник NbS₃ является представителем семейства трихалькогенидов переходных металлов с общей формулой MX₃ (M = Nb, Ta; X = Se, S) [1]. Вещества данной группы представляют собой сильно анизотропные проводники, состоящие из проводящих цепочек, слабо связанных Ван-дер-Ваальсовским взаимодействием. "Усиление" металлического характера проводимости таких соединений происходит в последовательности: (I)NbS₃ → TaS₃ → NbSe₃ → TaSe₃. При нормальном давлении NbS₃ проявляет диэлектрические свойства во всем диапазоне температур ниже комнатной [2]. Было сделано предположение, что в результате воздействия высокого давления соединение NbS₃ может приобрести металлическую проводимость. Такое изменение характера проводимости было нами ранее обнаружено [4] и исследовано при температурах выше 100 К.

В данной работе представлены экспериментальные результаты измерений электропроводности NbS_3 в области металлической проводимости под давлением порядка 7 ГПа при температурах 1.7-300 К.

Исследовавшиеся образцы с поперечными размерами 10-100 мкм и длиной около 4 мм представляли собой нитевидные кристаллы NbS_3 наиболее высокоомной модификации (I), имеющей сопротивление при комнатной температуре 80 Ом. Для создания высоких давлений использовалась камера с эффективной поддержкой ячейки высокого давления, разработанная в ИФВД РАН, предназначенная для получения квазигидростатических давлений в интервале P от 2 до 8 ГПа с использованием пирофилита в качестве передающей давление среды. В камеру высокого давления вводились четыре электроввода, выполненные из медной проволоки диаметром 0,125 мм, которые уверенно работали во всем интервале давлений. Измеряемая часть образца в этой конструкции имела длину примерно 1 мм, что обеспечивало достаточную однородность давления. Измерения температурных зависимостей ВАХ проводились четырехконтактным методом в режиме развертки по току на установке с "холодным" мультипликатором, описанной в работе [4], на естественном отоплении помещенной в криостат камеры, предварительно охлажденной до температуры жидкого гелия. Температурные зависимости электросопротивления и зависимости дифференциального сопротивления от тока восстанавливались с помощью математической обработки. Обнаружены особенности на температурной зависимости электросопротивления, связываемые с пайерлсовским переходом, а также особенности на токовых зависимостях дифференциального электросопротивления в области температур ниже 50 К при малых токах, аналогичные особенностям проводимости тонких образцов квазиодномерного проводника NbSe_3 [5]. Отметим, что в настоящей работе эти эффекты наблюдаются в объемных образцах NbS_3 и, следовательно, не являются следствием размерных эффектов.

- [1] P. Monceau в "Electronic Properties of Quasi-One-Dimensional Materials", (Reidel, Dordrecht, 1985), Part II, p. 139; G. Grüner, Rev. Mod. Phys. 60, 1129 (1988).
- [2] Z.Z. Wang, P. Monceau, H. Salva, C. Roucau, L. Guemas, A. Meerschaut, Phys. Rev. B, 40 11589 (1989).
- [3] Е. М. Дижур, М. А. Ильина, С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, 86(2), 141-143 (2007).
- [4] Верещагин Л.Ф., Ильина М.А., Ицкевич Е.С., ПТЭ, 219 (1969)
- [5] С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, том 80, вып. 6, с. 503-514 (2004)

Поиск вклада солитонов в проводимость и оптические свойства квазиодномерных проводников

С.В. Зайцев-Зотов, В.Ф. Насретдинова, В.Е. Минакова, И.Н. Дюжиков и С.Г. Зыбцев

Институт радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН

Поиск солитонов в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности до сих пор не привел к однозначному ответу на вопрос об их существовании. Солитонам приписывается уменьшение энергии активации проводимости ромбического TaS_3 в области низких температур [1], пик с энергией 62 мэВ в центре запрещенной зоны в болометрических спектрах ромбического TaS_3 [2], максимумы внутри пайерлсовской щели в спектрах «межслоевого туннелирования» в NbSe_3 [3]. Известно также изображение солитона на поверхности голубой бронзы $\text{K}_{0,3}\text{MoO}_3$ [4], полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии.

В докладе представлены результаты поиска проявлений солитонов в проводимости и оптических свойствах квазиодномерных проводников $p\text{-TaS}_3$, $\text{K}_{0,3}\text{MoO}_3$, $\text{NbS}_3(\text{I})$. Отметим, что $\text{NbS}_3(\text{I})$ является кристаллическим аналогом полиацетилена - материала, в котором существование солитонов установлено различными, в том числе и оптическими методами [5], так как сверхструктура, образующуюся при пайерлсовском переходе в этом соединении, соответствует удвоению периода решетки. По спектрам фотопроводимости определена величина пайерлсовской щели 2Δ в $p\text{-TaS}_3$ [6], $\text{K}_{0,3}\text{MoO}_3$ и $\text{NbS}_3(\text{I})$, которая составляет 0,20, 0,11 и 0,82 эВ соответственно. При этом не обнаружено каких-либо особенностей, которые можно было бы приписать амплитудным солитонам. В $\text{NbS}_3(\text{I})$ проведены опыты по поиску оптически возбужденных солитонов с помощью дополнительной подсветки с энергией кванта 1,3 эВ $> 2\Delta$, аналогичные опытам по поиску солитонов в полиацетиле [5]. К настоящему моменту образования внутрищелевых состояний при такой подсветке не обнаружено. При изучении температурной зависимости фотопроводимости ромбического TaS_3 обнаружено существование коллективного вклада в низкотемпературную линейную проводимость [7]. Предполагается, что в качестве коллективных возбуждений, переносящих заряд при низких температурах в $p\text{-TaS}_3$ могут выступать возбуждения типа зарядовых мод жидкости Латтинждера в одномерных цепочках [8], которые имеют широкий разброс по энергиям и не являются топологическими возбуждениями типа солитонов, или же фазовые солитоны.

- [1] T. Takoshima, *et al.*, Solid State Commun. 35, 911 (1980).
- [2] М. Е. Иткис, Ф. Я. Надь, Письма в ЖЭТФ, 39, 373 (1984).
- [3] Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. Brazovskii, A. P. Orlov, and T. Fournier, Phys.

- Rev. Lett. **95**, 266402 (2005).
- [4] C. Brun, Z.Z. Wang, unpublished; C. Brun, Ph.D. thesis, Universite Paris Sud. <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00126135/fr/>.
- [5] A. J. Heeger, S. Kivelson, J. R. Schrieffer, and W. -P. Su, Rev. Mod. Phys. **60**, 781 (1988).
- [6] В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ, **89**, 607 (2009).
- [7] S.V. Zaitsev-Zotov and V.E. Minakova, Phys. Rev. Lett. **97**, 266404 (2006).
- [8] S.N. Atremenko, Письма в ЖЭТФ, **79**, 335 (2004).

Новый эффект: возгорание запрещенных спектральных линий при магнитном фазовом переходе $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$

М.Н. Попова¹, Т.Н. Станиславчук¹, Б.З. Малкин², Л.Н. Безматерных³

¹Институт спектроскопии РАН, Троицк

²Казанский государственный университет, Казань

³Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

На примере $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ продемонстрирован новый, насколько нам известно, эффект – появление запрещенных спектральных линий в спектре диэлектрического кристалла при температуре магнитного упорядочения [1]. Оптические переходы между синглетными штатковскими состояниями иона Pr^{3+} , имеющими одинаковые трансформационные свойства, строго запрещенные для группы локальной симметрии этого иона в структуре $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$, появляются ниже температуры Нееля и растут по интенсивности как квадрат параметра порядка. Показано, что это обусловлено перемешиванием волновых функций различных состояний иона Pr^{3+} обменным взаимодействием Pr-Fe. Расчеты, учитывающие взаимодействие иона Pr^{3+} с кристаллическим полем и анизотропное Pr-Fe обменное взаимодействие позволили провести количественное описание явления.

Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-01185) и Программой ОФН РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах”.

[1] M.N. Popova, T.N. Stanislavchuk, B.Z. Malkin, and L.N. Bezmaternykh; Phys. Rev. Lett. **102**, 187403 (2009).

Резонансная мода в валентно-нестабильных системах: спиновый или зарядовый экситон?

П.А. Алексеев, В.Н. Лазуков, К.С. Немковский.

Институт сверхпроводимости и физики твердого тела,

Российский научный центр «Курчатовский институт»

Детальные исследования спиновой динамики соединений на основе Sm и Yb, выполненные методом нейтронной спектроскопии [1-3], показывают, что для этих соединений характерно наличие специфических экситоноподобных возбуждений, во многом аналогичных так называемой “резонансной моде”, наблюдаемой в ВТСП системах.

Наблюдаемые возбуждения можно разделить на два типа:

- возбуждения на основе электрон-дырочного (зарядового) экситона конечного радиуса в системах с «сильной промежуточной валентностью»;
- возбуждения типа спинового экситона, который возникает вследствие наличия динамических спиновых корреляций между локализованными магнитными моментами редкоземельных ионов.

Общими для этих двух типов экситонов являются синглетное спиновое основное состояние, а также необходимость наличия в спектре возбуждений хотя бы одной щели – зарядовой или спиновой. Наименьшая ширина резонанса реализуется в случае, когда есть обе щели (как, например, в кондо-изоляторах или ВТСП). Существенное различие между двумя типами возбуждений заключается в поведении магнитодипольного формфактора. Зарядовый экситон с присущей ему частичной делокализацией f -электронной плотности характеризуется аномально резко спадающим формфактором, тогда как в случае формирования спинового экситона возникает корреляционная модуляция f -электронного формфактора или другие кооперативные эффекты.

Полученные результаты, с учетом аналогичных исследований ВТСП [4], тяжелофермионных сверхпроводников [5], а также и сверхпроводников на основе Fe-As [6], позволяют предположить, что формирование подобных возбуждений является общей особенностью сильнокоррелированных электронных систем с конкуренцией и взаимовлиянием различных взаимодействий в условиях формирования щелевого спектра. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00430.

1. P. A. Alekseev et al., J. Phys.: Condens. Matter. 7, 289 (1995).
2. P. A. Alekseev et al., Phys. Rev. B 74, 035114 (2006).
3. K. S. Nemkovski et al., Phys. Rev. Lett. 99, 137204 (2007).
4. V. Hinkov et al., Nature 3, 780 (2007).
5. A. Hiess, N. Bernhoeft, N. Netoki, et al., J. Phys.: Condens. Matter 18 (2006) R437-R451
6. A.D. Christianson, E.A. Goremychkin, R. Osborn, et al., Nature Letters 456 (2008) 930-932

Сверхпроводимость и магнетизм FeSe при высоком давлении

В.А. Сидоров¹, А.В. Цвященко¹, Р.А. Садыков², F. Ronning³, J.D. Thompson³

¹Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

²Институт ядерных исследований РАН

³Los Alamos National Laboratory, USA

Образцы сверхпроводящего α -FeSe с тетрагональной структурой были синтезированы путем плавления под давлением смеси железа и селена и последующим низкотемпературным отжигом при нормальном давлении. Объемная сверхпроводимость полученных образцов с $T_c = 7.7$ К подтверждена измерениями теплоемкости и магнитной восприимчивости. Верхнее критическое магнитное поле, оцененное из измерений теплоемкости в полях до 9 Т составляет 23 Т. При 120 К наблюдается аномалия магнитной восприимчивости, указывающая на магнитный переход, а при 95 К наблюдается небольшое падение теплоемкости, которое может быть связано со структурным переходом. Измерения спектров проводимости точечных контактов показали наличие двух сверхпроводящих щелей в FeSe. Данные по низкотемпературной теплоемкости также указывают на возможное существование двух щелей и не могут быть описаны в рамках однощелевой модели. Были проведены измерения электросопротивления, магнитной восприимчивости и спектров проводимости точечных контактов при гидростатическом давлении до 5 ГПа. Обнаружено, что температура сверхпроводящего перехода линейно растет под давлением со скоростью 3.5 К/ГПа (определение по появлению диамагнитного сигнала восприимчивости и нулевому сопротивлению), но при давлениях выше 1.5 ГПа начинается гигантское уширение сверхпроводящего перехода, определенное в измерениях сопротивления. Начало сверхпроводящего перехода при 5 ГПа достигает 37 К. Эффект уширения резистивного перехода не может быть объяснен градиентами давления и деградацией образца под давлением; все изменения сопротивления полностью обратимы при снижении давления. Мы объясняем этот эффект появлением более высокотемпературных сверхпроводящих состояний, связанных со спариванием носителей с другой части поверхности Ферми. Измерения спектров проводимости точечных контактов показывают, что малая щель увеличивается с ростом давления, а большая щель уменьшается, но при этом растет вклад в сверхпроводящий конденсат носителей, связанных с большой щелью. Температура магнитного перехода уменьшается с ростом давления, при этом в области магнитной аномалии под давлением появляется аномалия электросопротивления, типичная для магнитных переходов типа волны спиновой плотности.

SPIN-CROSSOVER INDUCED MOTT METALLIZATION

A.G. Gavriliuk¹, I.S. Lyubutin²

¹Vereshchagin Institute for High Pressure Physics RAS

²Institute of Crystallography RAS

Recently, we have found a spin crossover of Fe^{3+} ions with simultaneous insulator-metal transition (IMT) in $BiFeO_3$ under compression [1].

We have documented the HS-LS crossover in a set of $3d^5$ systems, including $FeBO_3$, $GdFe_3(BO_3)_4$, $RFeO_3$ ($R=La, Nd, Pr, Lu$), $Y_3Fe_5O_{12}$, $BiFeO_3$, and $\alpha-Fe_2O_3$ [2]. All these systems show a significant decrease of the optical gap at the spin-crossover transition from nearly 3 eV, typical for insulators, to below 1 eV range, typical for semiconductors, or even to zero. In the case of $Y_3Fe_5O_{12}$ and $BiFeO_3$, the optical gap drops to zero value at the spin-crossover transition, indicating possible metallization. The evidence of the spin-crossover transition in all these systems follows from the Mössbauer and NFS measurements and is supported by XES experiments (Fig. 1).

The collapse of the magnetic moment and radical drop of the local spin of $3d^5$ ions (Fig. 1) are substantial evidences for the spin-crossover transition in these systems. The gradual tendency to metallization with pressure in all these systems finally leads to metallic state, but the scenarios are quite different. In some cases insulator-semiconductor transition is initiated by the spin-crossover. The metallization in such cases occurs after further pressure increase. Such scenario is observed, for example, in $FeBO_3$ and $LaFeO_3$ [2]. In other cases metallization occurs directly at the spin-crossover transition in $3d^5$ system (for example in $BiFeO_3$ and $Y_3Fe_5O_{12}$). The main

purpose of this communication is to explain the role of the spin-crossover in the Mott type insulator-metal transition (IMT), which is observed experimentally in many d^5 systems.

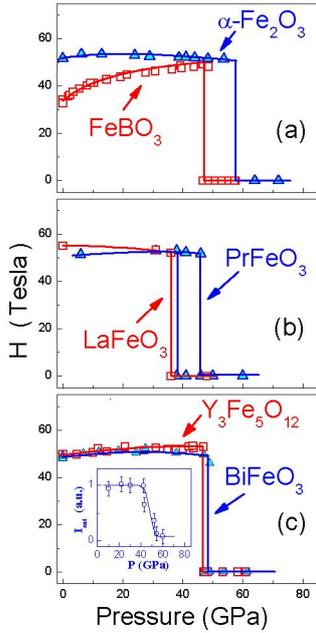


Figure 1. The spin-crossover transition in Fe^{3+} ions is evidenced by the pressure behavior of magnetic hyperfine fields at ^{57}Fe nuclei obtained from conventional and synchrotron Mössbauer technique in several materials. The inset in (c) shows the HS-LS spin-crossover probed by X-ray Fe- K_{β} emission spectroscopy in $BiFeO_3$ (Ref. ¹).

A new "Hubbard energy control" mechanism of the insulator-metal transition (IMT) in Mott-Hubbard insulators was discovered (Figure 2). This mechanism can be initiated by the lattice compression and it is driven by a spin-crossover of $3d^5$ ions from the high-spin state to the low-spin state. The spin-crossover suppresses the effective Hubbard parameter U_{eff} down to the value enabling the insulator-metal transition according to the Mott mechanism $U_{eff}/W \approx 1$. The classification of possible scenarios of metallization in the other $3d^n$ metal compounds is also performed.

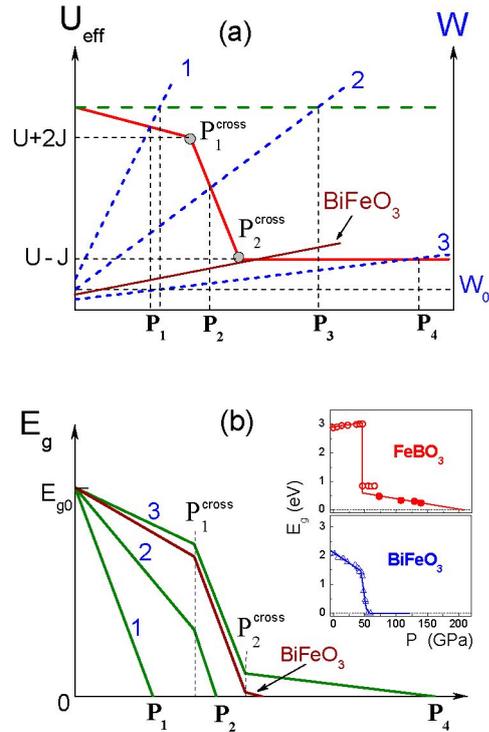


Figure 2. (a) A diagram elucidating the new mechanism of the Mott-Hubbard transition. The dependencies of U_{eff} (solid red lines) and W (dash blue lines) on pressure are drawn for the d^5 configuration taking into account the spin crossover effects. Three different $W(P)$ lines 1, 2 and 3 correspond to different dependence of W on pressure. Points P_1 , P_2 , and P_4 are the pressures of the insulator-metal Mott-Hubbard transitions in the new mechanism. (b) The types of pressure dependencies of the bandgap E_g as a result of different scenarios from the theoretical model in figure (a). The case of $BiFeO_3$ is indicated by arrow. The inset shows the experimental examples of pressure dependence of the gap for $BiFeO_3$ and $FeBO_3$ (filled points correspond to the thermo – activating gap from resistivity measurements, open symbols correspond to the optical gap from optical absorption). The case of $FeBO_3$ is a good example of scenario 3 from figure (a).

[1] A.G. Gavriluk, V.V. Struzhkin, I.S. Lyubutin, S.G. Ovchinnikov, M.Y. Hu, and P. Chow, Phys. Rev. B 77, (2008) 151112.

[2] I.S. Lyubutin, S.G. Ovchinnikov, A.G. Gavriluk, V.V. Struzhkin, Phys. Rev. B 79(8), (2009) 085125.

Квантовая критическая точка и переход металл-изолятор в $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$

Н.Е. Случанко¹, А.В. Богач¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, К.С. Любшов¹, А.В. Левченко², В.Б. Филипов², Н.Ю. Шицевалова², С. Габани³, К. Флахбарт³

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

³Институт Экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Исследована трансформация свойств от антиферромагнитного (АФ) металла TmB_{12} ($x=0$) к парамагнитному СКЭС-диэлектрику YbB_{12} ($x=1$) для твердых растворов замещения $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ при изменении x для выяснения особенностей переходов металл-изолятор (ПМИ) и антиферромагнетик-парамагнетик (АФ-Р). С этой целью в работе в широком диапазоне температур 1.8÷300К на монокристаллических образцах соединений $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ в области составов $0 \leq x < 1$, отвечающей ПМИ,

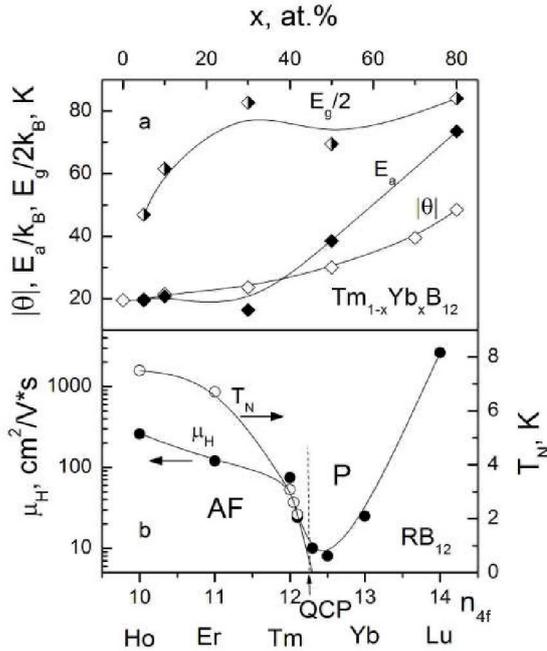
исследовались магнитная восприимчивость $\chi(T)$, удельное сопротивление $\rho(T)$, коэффициенты Холла $R_H(T)$ и термоэдс $S(T)$.

Показано, что обратная магнитная восприимчивость $\chi^{-1}(T)$ в интервале температур 40÷300К с хорошей точностью описываются кюри-вейссовской зависимостью $\chi(T) \approx N\mu_{eff}^2/3Vk_B(T-\theta_p)$, где μ_{eff} – эффективный

магнитный момент, θ_p – парамагнитная температура Кюри, k_B – постоянная Больцмана. Замещение Tm на иттербий в ряду $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ приводит к возрастанию наклона кривых $\chi^{-1}(T)$ и росту абсолютных значений θ_p , отвечающих АФ-обмену ($\theta_p < 0$).

Анализ поведения температурных зависимостей удельного сопротивления позволяет сделать вывод о смене режима низкотемпературного транспорта носителей заряда, отвечающей переходу металл-изолятор в додекаборидах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$. Обнаружен сложный активационный характер термоэдс $S(T)$ для всех $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ с $x \geq 0.05$ в области температур $T \geq 50$ К, получены оценки величины щели E_g и энергии связи многочастичных состояний E_a (см. рис. 1а).

Выполненные при гелиевой температуре оценки холловской подвижности $\mu_H = R_H/\rho$ (рис. 1б) указывают на доминирующую роль локальных $4f-5d$ спиновых флуктуаций в додекаборидах $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ [1]. При этом, с ростом n_{4f} от HoB_{12} к LuB_{12} во всем интервале $10 \leq n_{4f} \leq 14$ следует ожидать монотонного **возрастания** $\mu_H(n_{4f})$, связанного с уменьшением



фактора де Женна $(g_J - 1)^2 J(J+1)$, являющегося характеристикой интенсивности магнитного рассеяния в ряду RB_{12} . Напротив, в интервале $10 \leq n_{4f} < 12.5$ наблюдается **уменьшение** $\mu_H(n_{4f})$, причем минимум подвижности вблизи $x=0.3 \div 0.5$ в $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$ отвечает также переходу антиферромагнетик-парамагнетик (АФ-Р на рис. 1б) и достижению ККТ ($T_N=0$) в окрестности $x \approx 0.3$.

Для металлических СКЭС сценарием возникновения ККТ может служить модель Дониака [2], в рамках которой подавление магнетизма при возрастании константы обмена оказывается обусловленным конкуренцией между эффектом Кондо ($T_K \sim \exp(-1/J_{\omega})$) и антиферромагнитным обменом через электроны проводимости ($T_{RKKY} \sim J_{ex}^3$). Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод о тесной взаимосвязи между развитием магнитной неустойчивости и переходом металл-изолятор в соединениях $Tm_{1-x}Yb_xB_{12}$.

1. N. Sluchanko et al, Phys. Stat. Solidi (b), **243**, R63 (2006).
2. S. Doniach, Physica B, **91**, 231 (1977).

Новые исследования магнитного фазового перехода в геликоидальном магнетике MnSi

В.Н. Краснорусский, А.Е. Петрова, С.М. Стишов

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Проведены измерения скорости и поглощения ультразвука в монокристалле MnSi в области температур 4 – 150 К при атмосферном давлении. Наряду с этим измерялись магнитная восприимчивость и электрическое сопротивление монокристалла MnSi при атмосферном и высоком давлении с использованием гелия как среды, передающей давление. Ультразвуковые исследования обнаруживают отчетливую отрицательную аномалию скоростей продольных упругих волн в MnSi при температуре 29.6 К, сопровождаемую небольшими скачкообразными изменениями скоростей при температуре 28.8 К, соответствующей фазовому переходу. Зависимость коэффициента поглощения ультразвука от температуры в MnSi демонстрирует ярко выраженную дублетную структуру: острый пик при температуре фазового перехода 28.8 К и пологий максимум при 29.6 К, и выглядит почти как точная копия кривых, характеризующих поведение теплоемкости и коэффициента теплового расширения в окрестности фазового перехода [1, 2]. В целом результаты ультразвуковых исследований соответствуют представлению о слабом фазовом переходе первого рода в MnSi при 28.8 К, что подтверждает выводы, сделанные ранее [1, 2].

Острый пик температурной производной электрического сопротивления dp/dT , ассоциированный со скачками скоростей продольных упругих волн, и указывающий на прерывный характер магнитного фазового перехода в MnSi, остается практически неизменным вплоть до давлений порядка 0.7 ГПа. При

более высоких давлениях происходит заметное уширение пика dp/dT , свидетельствующее о возникновении негидростатических напряжений в твердом гелии. В то же время магнитная восприимчивость MnSi оказывается более чувствительна к негидростатическим напряжениям, чем электрическое сопротивление. Форма температурной зависимости магнитной восприимчивости MnSi в окрестности фазового перехода внезапно меняется при кристаллизации гелия (~ 0.3 ГПа). Учитывая это обстоятельство, следует иметь в виду, что любые выводы о характере фазового перехода в MnSi, сделанные на основании измерений магнитной восприимчивости при высоких давлениях могут оказаться ложными. Совокупность настоящих результатов позволяет заключить, что существование трикритической точки на кривой магнитного фазового перехода в MnSi не поддерживается экспериментальными данными, и, по-видимому, обсуждаемый фазовый переход остается фазовым переходом первого рода вплоть до самых высоких давлений.

В итоге следует подчеркнуть, что в свете настоящего исследования фазовый переход в MnSi при 28.8 К представляется лишь завершающим элементом глобальной перестройки спиновой структуры, природа которой все еще остается неясной.

1. S.M. Stishov, A.E. Petrova, S. Khasanov, G.Kh. Panova, A.A. Shikov, J.C. Lashley, D. Wu, and T. A. Lograsso, Phys.Rev. B, **76**, 052405 (2007).

2. S.M. Stishov, A.E. Petrova, S. Khasanov, G.Kh. Panova, A.A. Shikov, J.C. Lashley, D. Wu, and T. A. Lograsso, J. Phys. Condens. Matter, **20**, 235222 (2008)

Особенности электронного парамагнитного резонанса в MnSi

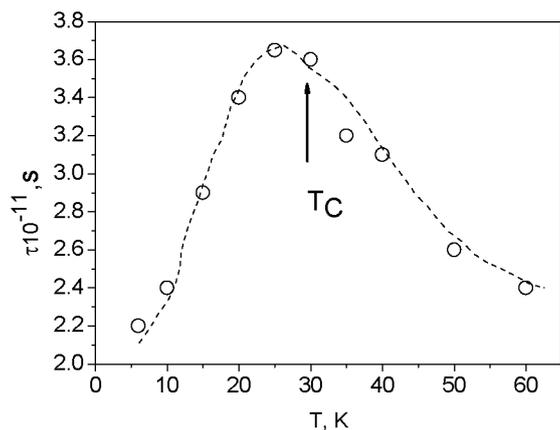
А.В. Семенов, С.В. Демишев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова

Моносилицид марганца MnSi многие годы привлекает внимание исследователей в связи с необычными магнитными свойствами. При температурах ниже $T \sim 30$ К в MnSi наблюдается переход в упорядоченное магнитное состояние с геликоидальным типом упорядочения [1]. Приложение магнитного поля (при низких температурах более $H_C \sim 6$ кЭ) приводит к ориентационному переходу в ферромагнитное состояние. Интересно, что при этом момент насыщения, который соответствует $\sim 0.4 \mu_B$ на ион Mn, существенно ниже момента, рассчитанного из зависимости Кюри-Вейсса высокотемпературной области магнитной восприимчивости $\sim 1.4 \mu_B$ [2]. Этот факт, совместно с аномально сильной полевой зависимостью намагниченности выше H_C , позволил предположить, что магнетизм MnSi определяется редуцированными магнитными моментами зонных носителей. Однако, как природа носителей магнитного момента, так и их физические свойства продолжают оставаться открытыми вопросами для исследований.

В настоящей работе для изучения магнитных свойств MnSi мы использовали метод ЭПР в металлах, аналогичный методу, описанному ранее [3], который позволяет получить не только значения g -фактора и времени релаксации, но также абсолютную величину намагниченности осциллирующих магнитных моментов. Важным результатом является хорошее соответствие значения осциллирующей намагниченности со статической намагниченностью во всем температурном диапазоне. Этот факт свидетельствует о том, что все магнитные моменты в MnSi участвуют в резонансных

колебаниях. Значение g -фактора в MnSi близко к $g \approx 2$ при высоких температурах $T \approx 50-60$ К, и имеет тенденцию к незначительному монотонному понижению до $g \approx 1.95$ при понижении температуры до $T = 4.2$ К. Ширина резонансной линии и соответствующее ей время релаксации τ (см. рис.) показывают немонотонную зависимость. При понижении температуры до $T \sim 25-30$ К время релаксации τ увеличивается, а после перехода в ферромагнитное состояние наблюдается уменьшение τ . Известно, что резкий рост ширины линии (и соответственно, понижение времени релаксации) наблюдается во многих металлах при переходе в упорядоченное магнитное состояние [4]. Хотя до сих пор не предложено удовлетворительного объяснения наблюдаемого эффекта, можно предположить, что он связан с изменением спектра магнитных колебаний, которое обусловлено упорядочением. При этом, в области скин-слоя, где высокочастотное электромагнитное поле неоднородно, возможно взаимодействие моды резонансных колебаний со спиновыми волнами, что приводит к уширению линии резонанса. Полученные данные позволили сопоставить время релаксации с характерным временем диффузии магнитных моментов через скин-слой T_D фигурирующем в теории Дайсона. Моделирование формы линии показало, что критерием, при котором резонанс подвижных магнитных моментов можно достоверно отличить от резонанса локализованных



колебаниях. Значение g -фактора в MnSi близко к $g \approx 2$ при высоких температурах $T \approx 50-60$ К, и имеет тенденцию к незначительному монотонному понижению до $g \approx 1.95$ при понижении температуры до $T = 4.2$ К. Ширина резонансной линии и соответствующее ей время релаксации τ (см. рис.) показывают немонотонную зависимость. При понижении температуры до $T \sim 25-30$ К время релаксации τ увеличивается, а после перехода в ферромагнитное состояние наблюдается уменьшение τ . Известно, что резкий рост ширины линии (и соответственно, понижение времени релаксации) наблюдается во многих металлах при переходе в упорядоченное магнитное состояние [4]. Хотя до сих пор не предложено удовлетворительного объяснения наблюдаемого эффекта, можно предположить, что он связан с изменением спектра магнитных колебаний, которое обусловлено упорядочением. При этом, в области скин-слоя, где высокочастотное электромагнитное поле неоднородно, возможно взаимодействие моды резонансных колебаний со спиновыми волнами, что приводит к уширению линии резонанса. Полученные данные позволили сопоставить время релаксации с характерным временем диффузии магнитных моментов через скин-слой T_D фигурирующем в теории Дайсона. Моделирование формы линии показало, что критерием, при котором резонанс подвижных магнитных моментов можно достоверно отличить от резонанса локализованных

моментов, является соотношение $T_D \approx \tau$. Таким образом, величина времени релаксации τ соответствует нижнему пределу времени диффузии моментов через скин-слой. Оценки для величины скин-слоя в MnSi дают величины от $\delta \approx 0.4$ мкм при $T=4.2$ К до $\delta \approx 1.6$ мкм при $T=45$ К. Однако, расчет параметров подвижности магнитных моментов требует учета распределения концентрации моментов в скин-слое, что является задачей дальнейших исследований.

Авторы благодарят С.М. Стишова и А.Е.Петрову за плодотворную дискуссию, а также проект РФФИ 07-02-00243 и программу РАН “Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах” за финансовую поддержку.

1. Y. Ishikawa et.al., Sol.State Comm., **19**, 525 (1976).
2. H.J.Williams, et.al., J.Appl.Phys., **37**, 1256 (1966).
3. A.V.Semeno et.al., Phys.Rev.B, **79**, 014423 (2009)
4. S.E. Barnes, Adv. In Phys., **30**, 801 (1981).
5. G.Feher and A.F.Kip, Phys.Rev., **98**, 337 (1955).

Метастабильное состояние с двумя сосуществующими дальними порядками вблизи квантового фазового перехода

А.В. Михеенков, Н.А. Козлов, А.Ф. Барабанов

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
Московский физико-технический институт*

Фрустрация может приводить к существенному изменению привычной картины неелевского антиферромагнетика для двумерной квантовой модели Гейзенберга, в рамках которой часто изучается квантовый фазовый переход:

$$\bar{H} = \frac{1}{2} J_1 \sum_{i,g} \hat{S}_i \hat{S}_{i+g} + \frac{1}{2} J_2 \sum_{i,d} \hat{S}_i \hat{S}_{i+d}$$

где J_1, J_2 - константы взаимодействия первых и вторых ближайших соседей. В этом случае потеря дальнего порядка приводит в области фрустраций $J_2/J_1 \approx 0.5$ к возникновению чисто квантового состояния, в котором сохраняются только локальные корреляции и открытие щели в спиновом спектре восстанавливает SU(2) симметрию Гамильтониана для основного состояния.

Основным вопросом теории является установление структуры основного состояния вблизи точки квантового фазового перехода. Как правило, оно строится в следующих видах: неелевское (\perp, \perp), страйп состояние ($0, \perp$), ($\perp, 0$), геликоидальное ((q, \perp) , (q, q) при учете третьих соседей); комбинация локальных АФМ синглетов – резонансных валентных связей (short range valence bond state или спиновая жидкость, columnar valence bond crystal, plaquette valence bond crystal). За исключение простых неелевской и страйп фазы, далее задача решается численно [1]. Альтернативный метод – поиск неустойчивости (по поведению спиновой восприимчивости) по отношению к заданной структуре искомого состояния. Оказывается, однако, что в области критической фрустрации $J_2/J_1 \approx 0.5$ возможны состояния иной структуры, которые упомянутыми методами не распознаются.

В настоящей работе показано, что в указанной области фрустраций и при затухании спиновых возбуждений $\gamma \geq 0.3J_1$ возникает состояние с двумя сосуществующими типами дальнего порядка (шахматным и страйп). Рассмотрение ведется в рамках сферически симметричного подхода для

спиновых функций Грина $G_{nm}^z = \langle S_n^z | S_m^z \rangle_{\omega+i\delta} = -i \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle [S_n^z(t), S_m^z] \rangle$. При учете затухания функция Грина

принимает вид $G^z(\mathbf{q}, \omega) = \frac{F_{\mathbf{q}}}{\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2 + i\omega\gamma}$, где $\omega_{\mathbf{q}}$ - самосогласованный спектр спиновых возбуждений

(сложная функция спин-спиновых корреляторов), γ - параметр затухания [2]. Структура основного состояния формулируется на языке спин-спиновых корреляторов. При $T=0$ в области критических фрустраций, конкурируют спин жидкостное состояние без дальнего порядка и состояние с двумя сосуществующими типами дальнего порядка. Для последнего в точках (\perp, \perp) и $(0, \perp)$ закрыты спиновые щели, и дальний порядок имеет вид

$$\langle \vec{S}_0 \vec{S}_{\vec{r}} \rangle_{r \rightarrow \infty} = A \exp(i\vec{Q}_1 \vec{r}) + \frac{B}{2} (\exp(i\vec{Q}_2 \vec{r}) + \exp(i\vec{Q}_3 \vec{r})), \text{ где } \vec{Q}_1 = (\pi, \pi), \vec{Q}_2 = (\pi, 0), \vec{Q}_3 = (0, \pi).$$

Во всей области параметров последнее состояние оказывается метастабильным, его энергия несколько выше, чем у спин жидкостного. Однако, учет конкурирующего состояния с радикально

отличной от спиновой жидкости структурой может дать существенный вклад в термодинамику системы при конечных температурах.

1. M. Mambriani, A. Laeuchli, D. Poilblanc, F. Mila, Phys. Rev. **В 74**, 144422 (2006).
2. Михеенков А.В., Барабанов А.Ф., ЖЭТФ, 132, 392 (2007), A. V. Mikheyenkov, N.A. Kozlov. A.F. Barabanov, Physics Letters A 373, 693 (2009).

Когерентное движение волны зарядовой плотности и другие особенности электронного коллективного транспорта в квазиодномерном проводнике NbS₃ при комнатной температуре

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, В.Ф. Насретдинова и С.В. Зайцев-Зотов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Синтезированы кристаллы квазиодномерного проводника NbS₃ (фаза II). В образцах наблюдаются два пайерлсовских перехода: при температурах 360 К и 150 К. Образующиеся волны зарядовой плотности характеризуются наличием четкого порогового поля начала скольжения и когерентным коллективным транспортом, который проявляется при наложении высокочастотного поля (ступени Шапиро). В наиболее тонких образцах (поперечное сечение менее 100J 100 нм²) при комнатной температуре ступени Шапиро наблюдаются по крайней мере вплоть до частот 4 ГГц [1], что, насколько нам известно, является рекордным значением частоты синхронизации в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в образовании волны зарядовой плотности принимает участие лишь 1 цепочка атомов Nb из 8. Наблюдение когерентного движения волны зарядовой плотности при комнатной температуре в гигагерцовой области частот открывает возможности для практического применения этого соединения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (08-02-01303-а, 07-02-01131-а, 06-02-72552).

[1] S.G. Zybtssev, V.Ya. Pokrovskii, V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 152112 (2009).

Туннельная плотность состояний на уровне Ферми в диффузионном канале с ДЭС высокой плотности

И.Н. Котельников¹, Е.Н. Морозова¹, С.Е. Дижур¹, Э.В. Девятов², В.Т. Долгополов²

¹*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

²*Институт физики твердого тела РАН*

Квантовые фазовые переходы в двумерных (2D) электронных системах (ДЭС) полупроводниковых структур при локализации носителей тока продолжают активно изучаться (см. обзор [1]). Туннельные измерения плотности состояний были использованы в 3D электронной системе Si:B [2] для исследования перехода от слабой локализации к сильной. Наличие такого перехода (см., напр., [3]) в ДЭС полупроводниковых структур подтверждено пока только с помощью температурной зависимости проводимости. Следы перехода к сильной локализации уже при $T=4.2$ К обнаруживаются в туннельных структурах Al/ δ -GaAs с ДЭС [4]: обеднение δ -слоя приводило к значительному росту провала $\Delta\rho/\rho$ в туннельной плотности состояний (ТПС) на ферми-уровне. Теория [5] предсказывает зависимость $\Delta\rho/\rho \sim \ln(kT\tau/\hbar)$ (при $k_F l \gg 1$) как результат межэлектронного взаимодействия в диффузионном 2D канале. Здесь τ – время релаксации импульса, а $l=V_F\tau$.

В настоящей работе сообщается о первых измерениях ТПС на уровне Ферми ДЭС с концентрацией 2D электронов $3.6 \cdot 10^{12}$ см⁻² ($k_F l \approx 10$) в диапазоне температур 0.03÷30 К и в магнитных полях до 14 Тл. Исследовались туннельные структуры Al/ δ -GaAs, выращенные в камере молекулярно-лучевой эпитаксии с гетерограницей Al/GaAs, полученной *in situ*. Образцы были изготовлены в виде холловского мостика с туннельными контактами различной площади. По данным туннельной спектроскопии в δ -слое были заполнены две 2D подзоны, а величина энергии Ферми составляла 110 мэВ для основного состояния и 20 мэВ для первой возбужденной подзоны. Холловская концентрация в двумерном канале структуры составляла $3.1 \cdot 10^{12}$ см⁻². При $T < T_c = 1.1$ К наблюдалась сверхпроводящая щель в Al-электроде структуры, которая подавлялась слабым магнитным полем. В туннельной проводимости σ вблизи $U=0$ (U – напряжение на туннельном переходе) наблюдалась аномалия при нулевом смещении (АНС) типа провала в проводимости, связанная с провалом в ТПС двумерного

электрода $\Delta\rho/\rho_{bkg}=\Delta\sigma/\sigma_{bkg}$. Показано, что зависимость $\Delta\rho/\rho_{bkg}(T)\sim\ln(T/T_0)$, как в [5], сохраняется вплоть до 100 мК. Зависимость от T полуширины ΔU на половине глубины провала в $\Delta\rho/\rho_{bkg}(T,U)$ оказалась близка к $5.4*kT$ (разрешение туннельной спектроскопии) в том же диапазоне температур. Причем $\Delta U\approx 0.1$ мВ при $T=100$ мК. Обнаружено, что $\Delta\rho/\rho_{bkg}$ растет в 1.5 раза для перпендикулярного плоскости ДЭС магнитного поля $B=14$ Тл, что не согласуется с теорией [5]. При этом туннельная магнитопроводимость $\Delta\sigma(U,B)/\sigma(U,0)$ оказалась отрицательной при больших смещениях и положительной при $|U|<10$ мВ в области АНС. В результате рост провала в ТПС на уровне Ферми происходил за счет изменения с B фоновой туннельной проводимости σ_{bkg} .

Работа поддержана грантами РФФИ и Президиума РАН.

- [1] В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов, УФН **198**, 1 (2008).
- [2] Massey J.G., Lee M., Phys.Rev. Lett. **77**, 3399 (1996).
- [3] Khavin Yu., Gershenson M., Bogdanov A., Phys.Rev B **58**, 8009 (1998).
- [4] I.N. Kotelnikov, S.E. Dizhur, E.M. Dizhur et al, Abstracts of Advance Research Workshop “Fundamentals of electronic nanosystems”, S.-Petersburg, Russia, June 28 – July 4, 2008, p.46.
- [5] B.I. Altshuler, A.G. Aronov, in “Electron-electron interaction in disordered systems”, edited by A.L. Efros and M. Pollak, Elsevier, Amsterdam (1985), Ch. 1.

Электронная проводимость и магнетизм в напряженных тонких манганитных пленках с сильно коррелированными электронными состояниями

Г.А. Овсянников, В.В. Демидов, А.М. Петржик, И.В. Борисенко

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Редкоземельные манганитные перовскиты со структурой $Re_{1-x}A_xMnO_3$ (Re – редкоземельные материалы типа La или Nd, а A- щелочноземельные металлы типа Sr или Ca) относятся к системам с сильно коррелированным электронным состоянием. Их электрофизические и магнитные свойства описываются, в частности, механизмом двойного обмена [1]. Свойства эпитаксиальных пленок этих материалов часто существенно отличаются от свойств монокристаллов [1,2]. Как было показано ранее, причиной изменения электрических и магнитных параметров является напряжение в пленках, вызванное рассогласованием с подложкой, на которой была выращена эпитаксиальная пленка. Трехмерное сжатие кристаллической решетки увеличивает амплитуду вероятности перескока в модели двойного обмена, что ведет к увеличению температуры Кюри (T_c), в то же время двухосные искажения ян-теллеровского типа вызывают усиление локализации электронов и уменьшают T_c [3]

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования эпитаксиальных пленок $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO), нанесенных на подложки с разными параметрами кристаллической структуры. Показано, что ход температурной зависимости сопротивления манганитных пленок LSMO в области низких температур не зависит от напряженности кристаллической структуры пленки, вызванной подложкой, и хорошо соответствует расчету, учитывающему взаимодействие электронов с магнитными возбуждениями, в модели двойного обмена системы с сильно коррелированными электронными состояниями [4].

Изучение линий ферромагнитного резонанса (ФМР) на частоте 9.76 ГГц указало на слабую неоднородность ферромагнитной фазы в LSMO пленках и корреляцию между уширением линий ФМР и рассогласованием кристаллических параметров LSMO и подложки [5]. Результаты исследования анизотропии ФМР в плоскости пленок показали, что магнитная анизотропия LSMO пленки определяется совокупностью кубической анизотропии вещества и анизотропии, вызванной одноосным напряжением пленки. Обе причины ответственны за соответствующие вклады в свободную энергию [6].

Работа частично поддержана программой ОФН РАН, проектом РФФИ-08-02-00487 и МНТЦ проект 3743.

1. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин, УФН **171**, 121 (2001).
2. W. Prellier, Ph. Lecoeur, B. Mercey, J. Phys:Cond. Matter, **13**, R915 (2001))
3. Y.P. Lee et al PRB **73**, 224413 (2006)
4. M.J. Calderon, L. Brey, Phys. Rev. B **64**, 140403 (2001)
5. Г.А. Овсянников и др. ЖЭТФ, том **135**, 56 (2009).
6. K. Steenbeck, R.Hiergeist Appl. Phys Lett., **75**, 17778 (1999)

Динамика решетки в каркасно-кластерных бориды MB_{12} ($M=Yb, Lu, Zr$): *ab initio* расчеты

А.В. Рыбина, К.С. Немковский, П.А. Алексеев, М. Johnson*, L. Capogna*,

PHЦ "Курчатовский Институт"
**Institute Laue-Langevin, Grenoble, France*

Впервые выполнены *ab initio* расчеты динамики кристаллической решетки в додекаборидах MB_{12} ($M=Yb, Lu, Zr$). Расчеты электронной структуры и, затем, силового взаимодействия Хеллмана-Фейнмана проводились с помощью программы VASP, используя в простой метод псевдопотенциала и разложение волновых функций по базису ортогонализированных плоских волн в рамках формализма функционала локальной плотности (LDA). Значения собственных векторов и частот фононов, плотностей колебательных состояний были получены в программе PHONON, на основе полученных сил Хеллмана-Фейнмана.

Оказалось, что в области высоких энергий (т.е. в области частот колебаний атомов бора) результаты расчетов колебательных спектров атомов хорошо согласуются с экспериментальными данными о дисперсии фононов и плотности фононных состояний. Вместе с тем, во всех исследованных додекаборидах для энергии колебаний атомов металла удается получить лишь полуквантовое согласие с экспериментом. По-видимому, это является следствием того, что в использованном приближении псевдопотенциала взаимодействие атомов тяжелых элементов с окружением оказалось переоценено.

Для сверхпроводника ZrB_{12} выполнен анализ эффектов электрон-фононного взаимодействия: расчет искажения электронной плотности состояний в результате смещения атомов из равновесного положения для акустических колебательных мод. Оказалось, что фононные моды с энергиями порядка 17.5 мэВ, отвечающие колебаниям атомов Zr, приводят к заметному возмущению равновесной электронной структуры. Следовательно, можно предположить, что именно эти фононы участвуют в электрон-фононном взаимодействии и играют существенную роль в формировании сверхпроводимости в этом соединении.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-00430

Спиновая динамика в электронно-допированном $Yb(Zr)B_{12}$

К.С. Немковский¹, П.А. Алексеев¹, Е.А. Горемычкин^{2,3}, Ж.-М. Миньо⁴, В.Н. Лазуков¹,
Н.Ю. Шицевалова⁵, А.В. Духненко⁵

¹ *PHЦ «Курчатовский институт»*

² *Materials Science Division, Argonne National Laboratory, Argonne, USA.*

³ *ISIS, Rutherford Appleton Laboratory, Didcot, UK*

⁴ *Laboratoire Léon Brillouin, CEA/Saclay, Gif sur Yvette, France*

⁵ *Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина*

Вопрос о природе немагнитного диэлектрического состояния в тяжелофермионных полупроводниках, или кондо-изоляторах, является одним из наиболее интересных вопросов физики СКЭС и остается открытым вплоть до настоящего времени [1,2]. Возможности экспериментального решения этого вопроса связаны не только с детальными исследованиями собственно основного состояния, но и с воздействием на него различными методами. Настоящая работа посвящена изучению влияния электронного допирования на динамический магнитный отклик одного из типичных представителей класса кондо-изоляторов - YbB_{12} . Допирование осуществлено за счет замещения трехвалентного Yb четырехвалентными ионами Zr .

Методом неупругого рассеяния нейтронов исследована структура спектров магнитных возбуждений в системе $Yb_{0.8}Zr_{0.2}B_{12}$ в широком интервале температур. Установлено, что 20% замещение Yb^{3+} на Zr^{4+} (в отличие от разбавления изовалентным Lu^{3+} [3,4]) приводит к качественной перестройке структуры спектра магнитных возбуждений. В частности, в $Yb_{0.8}Zr_{0.2}B_{12}$ спиновая щель уже при самых низких температурах частично заполнена сигналом квазиупругого магнитного рассеяния. Таким образом, электронное допирование при замещении Yb^{3+} на Zr^{4+} приводит к частичному разрушению локальных немагнитных $f-d$ синглетов и формированию *псевдоцелевого* основного состояния. При этом также подавляется наблюдавшееся в YbB_{12} [5] внутрищелевое резонансное возбуждение типа спинового экситона. При повышении температуры $Yb_{0.8}Zr_{0.2}B_{12}$, аналогично недопированному YbB_{12} [5], демонстрирует переход в режим одноузельных спиновых флуктуаций, однако этот переход становится более размытым по температуре, а сама температура перехода заметно увеличивается.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-00430.

1. A. Akbari, P. Thalmeier, P. Fulde, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 106402.
2. A.F. Barabanov, L.A. Maksimov, Physics Lett. A **373** (2009) 1787.
3. P.A. Alekseev, J.-M. Mignot, K.S. Nemkovski et al., J. Phys.: Condens. Matter **16** (2004) 2631.
4. E.V. Nefedova, P.A. Alekseev, J.-M. Mignot et al., J. Sol. Stat. Chem. **179** (2006) 2858.
5. K.S. Nemkovski, J.-M. Mignot, P.A. Alekseev et al., Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 137204.

Кондо-универсальность, энергетические масштабы и промежуточная валентность в плутонии

Е. С. Клементьев¹, А.В. Мирмельштейн²

¹Институт сверхпроводимости и физики твердого тела, РНЦ «Курчатовский институт»

²РФЯЦ – ВНИИ. Технической Физики им. ак. Е.И. Забабахина, Снежинск

На основе представлений о режиме промежуточной валентности проведен анализ макроскопических свойств α - и δ -фаз плутония, а также нескольких модельных систем на основе редкоземельных элементов. В рамках одноузельного приближения сделаны оценки характерной энергии взаимодействия Кондо, числа заполнения f -электронной оболочки, эффективной кратности вырождения основного f -мультиплета и энергии расщепления в кристаллическом электрическом поле. Основное состояние в плутонии рассматривается как квантово-механическая суперпозиция состояний с различными валентностями. Рассчитана температурная зависимость статической магнитной восприимчивости плутония. Показано, что в δ -плутонии выполняются универсальные соотношения Вильсона и Кадоваки-Вудса, на основании чего он может быть отнесен к классу Кондо-систем. В то же время, вопрос о месте α -плутония в общей классификации твердых тел, также как и проблема температурной зависимости восприимчивости δ -плутония, остаются открытыми. В качестве возможного пути решения этих проблем выдвинута концепция множественной промежуточной валентности, для которой характерны флуктуации из основной конфигурации $3+$ в состояния $4+$ и $2+$, что фундаментально отличает плутоний от $4f$ -электронных систем на основе, например, самария.

Магнитные свойства VO_x многостеночных нанотрубок

С.В. Демишев¹, А.Л. Чернобровкин¹, В.В. Глушков¹, Н.А. Самарин¹, Н.Е. Случанко¹, А.В. Семенов¹,
А.В. Григорьева², Е.А. Гудилин², Ю.В. Третьяков², А.В. Кузнецов³

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

³Московский инженерно-физический институт, Москва, 115409, Россия

Недавно было показано [1,2], что многостеночные нанотрубки на основе оксида ванадия (VO_x -НТ) демонстрируют ряд необычных магнитных свойств. Для того, чтобы прояснить природу аномального магнетизма VO_x -НТ мы выполнили исследование электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и магнитной восприимчивости в диапазоне температур 4.2-300 К. Для измерения спектров ЭПР на частоте 60 ГГц в магнитном поле до 7 Тл был использован резонаторного спектрометр оригинальной конструкции [3]. Магнитная восприимчивость исследовалась с помощью сквид-магнитометра.

В VO_x -НТ спектры ЭПР образованы двумя линиями лоренцевской формы, соответствующие димерам и квазисвободным спином [4]. В последнем случае интегральная интенсивность при низких температурах обнаруживает существенное отклонение от закона Кюри-Вейсса и для $T < 50$ К описывается степенным законом $I_A(T) \sim \chi_s(T) \sim 1/T^\alpha$ с показателем степени $\alpha \sim 0.6$ [4]. Степенная зависимость магнитной восприимчивости является характерной чертой квантового критического (QC) режима, обусловленного беспорядком и образованием основного состояния в виде фазы Гриффитса (GP) [5-7]. Мы показали [8], что представление о QC режиме и переходе от GP (коррелированные спиновые кластеры) к квазисвободным спином при повышении температуры позволяет количественно описать данные $I(T)$.

Сопоставление данных ЭПР и магнитной восприимчивости показывает, что в VO_x -НТ лишь часть магнитной восприимчивости вносит вклад в наблюдаемые моды магнитных колебаний (рис.2). Найдено, что ЭПР-неактивная компонента восприимчивости имеет вид $\chi_b(T) = C/T + \chi_0$ ($\chi_0 > 0$), и ее, по-видимому, можно связать с технологическими примесями и вкладом от парамагнетизма Ван-Флека.

Присутствие такого вклада затрудняет корректное определение концентраций ионов ванадия, находящихся в различных спиновых состояниях.

Анализ ЭПР-активной части восприимчивости $\chi(T) - \chi_b(T) = \chi_s(T) + \chi_d(T)$ и интегральных интенсивностей показывает, что в ЭПР-экспериментах магнитооптический отклик димера в VO_x -НТ оказывается подавленным по сравнению с откликом от недимеризованных спинов. Количественное сравнение данных $I(T)$ и $\chi(T)$ позволило установить, что в VO_x -НТ 98% ионов V^{4+} образуют АФ димеры и лишь 2% ионов V^{4+} недимеризованы, и обуславливают возникновение QC режима. Из величины степени окисления следует, что в VO_x слоях доли магнитных ионов V^{4+} и немагнитных ионов V^{5+} составляют 88% и 12% соответственно. Таким образом, следует ожидать, что димеры из ионов V^{4+} являются одним из структурообразующих элементов в VO_x -НТ и их присутствие должно учитываться при разработке моделей структуры этих необычных наномангнетиков.

Благодарности. Работа поддержана Программами РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантами РФФИ 07-03-00749-а, 07-03-12182-офи, 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

1. L.Krushin-Elbaum et al. Nature, **431**, 672 (2004)
2. E. Vavilova et al., Phys. Rev. B, **73**, 144417 (2006).
3. S.V. Demishev et al., Phys. Sol. State, **49**, 1295 (2007).
4. S.V. Demishev et al., phys. stat. sol. (RRL), **2**(5), 221 (2008)
5. R.B. Griffiths, Phys. Rev. Lett., **23**, 17 (1969).
6. A.J. Bray, Phys. Rev. Lett., **59**, 586 (1987).
7. S.V. Demishev, Phys. Sol. State. **73**, 31 (2008).

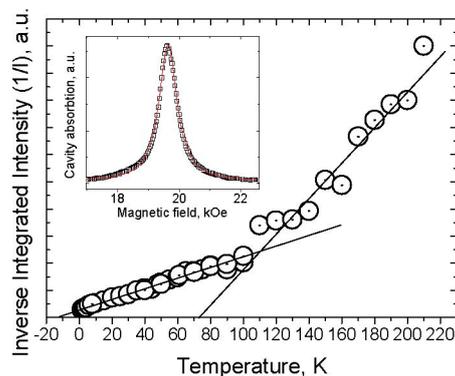
Электронный спиновый резонанс в наностержневых оксида ванадия

А.Л. Чернобровкин¹, С.В. Демишев¹, А.В. Семенов¹, А.В. Григорьева², Е.А. Гудилин²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

В последнее время усилился интерес исследователей к изучению магнитных свойств наностержневых оксида ванадия (ВНС). Например, в работе [1] было показано, что на температурной зависимости магнитной восприимчивости наблюдаются два участка, хорошо описываемых законом Кюри-Вейса с близкими значениями константы Кюри. Низкотемпературному участку ($T < 80$ К) соответствует значение парамагнитной температуры $\theta_{AF} = -13,5$ К, тогда как для высокотемпературного участка этот параметр оказывается существенно больше по абсолютной величине – $\theta_{AF} = -353$ К. Изменение магнитных характеристик ВНС в диапазоне 80 – 190 К было интерпретировано в [1] как размытый магнитный фазовый переход, сопровождающийся изменением симметрии кристаллической структуры. Спектры электронного спинового резонанса (ЭСР) на частоте 9 ГГц состояли из нескольких линий, что позволило авторам сделать вывод о наличии трёх типов ионов ванадия V^{4+} , дающих различный вклад в магнитную восприимчивость [1]. Однако, подробные исследования ЭСР у ВНС в работе [1] выполнены не были. Целью настоящей работы является исследование высокочастотного (60 ГГц) ЭСР в ВНС.



Показано, что во всем исследованном диапазоне температур, в отличие от работы [1], спектры ЭСР образованы единственной широкой линией поглощения, форма которой близка к лоренцовой (см. вставку на рисунке). В пределах экспериментальной погрешности g-фактор $g \approx 1,94$ и ширина линии ЭСР не зависят от температуры. Из рисунка видно, что температурная зависимость обратной интегральной интенсивности $I^{-1}(T) \sim \chi^{-1}(T) = C^{-1}(T - \theta)$ содержит два кюри-вейсовских участка с различными параметрами. В области низких температур парамагнитная температура соответствует антиферромагнитному взаимодействию и равна $\theta_{AF} = -13$ К в согласии с данными [1]. При $T > 110$ К происходит резкое уменьшение константы Кюри (приблизительно в 2,2 раза), сопровождающееся изменением знака парамагнитной температуры – $\theta_{FM} = +74$ К (см. рис). Таким образом, взаимодействие магнитных моментов у ВНС в области высоких температур имеет ферромагнитный характер. Учитывая

то, что значение g -фактора практически не меняется во всем исследованном диапазоне температур, наблюдаемое уменьшение константы Кюри указывает на резкое уменьшение количества ионов V^{4+} , вносящих вклад в наблюдаемые моды магнитных колебаний при $T > 110$ К.

Полученные данные свидетельствуют в пользу реализации магнитного фазового перехода в ВНС при $T_C = 110$ К, в котором существенную роль, по-видимому, играют эффекты конкуренции ферромагнитного и антиферромагнитного обмена. Однако для проверки этого предположения требуется проведение дополнительных исследований структуры этого необычного наноматериала.

Работа выполнена при поддержке программ РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантов РФФИ 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

[1] J. Park et al., *App. Phys. Letters*, **91**, 153112 (1991).

Высокочастотная проводимость VO_x нанотрубок

А.Л. Чернобровкин¹, С.В. Демишев¹, А.В. Семенов¹, А.В. Григорьева², Е.А. Гудилин²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

За последнее десятилетие были синтезированы различные наноматериалы на основе оксида ванадия – нанотрубки, наностержни, наноленты и др. Эти объекты обладают рядом необычных электронных и магнитных свойств [1-3]. В частности, VO_x -нанотрубки (VO_x -НТ) обнаруживают низкотемпературные аномалии магнитной восприимчивости, характерные для квантового критического режима, обусловленного беспорядком [3]. В то же время, в литературе практически отсутствуют данные о проводимости VO_x -НТ. В настоящей работе проводилось измерение динамической проводимости VO_x -НТ в микроволновой области. С этой целью определялось изменение характеристик цилиндрического резонатора при помещении в него образца.

Электродинамические характеристики образца в резонаторе могут быть рассчитаны из трех экспериментально измеряемых величин: сдвига частоты $\Delta f = f_s - f_o$, изменения ширины линии $\Delta \Gamma = \Gamma_s - \Gamma_o$ и резонансной частоты f_o [5]. Индексы s и o обозначают параметры нагруженного и ненагруженного резонатора соответственно. Действительная часть высокочастотной проводимости может быть определена из соотношения $\sigma \approx const \cdot \Delta \Gamma f_o^2 / \Delta f^2$ [5].

На рисунке приведена температурная зависимость действительной части высокочастотной проводимости VO_x -НТ в температурном интервале 4,2 – 80 К на частоте 60 ГГц. Зависимость хорошо описывается суммой двух вкладов: линейного $\sigma_1 = \sigma_0 + AT$ (линия 1), и активационного $\sigma_2 \sim \exp(-E_A/T)$ с энергией активации $E_A \approx 150$ К (линия 2).

По данным рентгеновской фотоэмиссии средняя степень окисления ванадия в исследованных образцах составляет +4,22 [4], что близко к значению +4 для ионов ванадия в кристаллическом диоксиде ванадия. Кроме того, как и в VO_2 , у VO_x -НТ при низких температурах значительное число ионов V^{4+} находятся в димеризованном состоянии [3,6]. В таком случае, активационный вклад в проводимость VO_x -НТ можно сопоставить с расщеплением t_{2g} уровня иона V^{4+} в кристаллическом поле образца [6].

Интересно, что линейная температурная зависимость аналогичная $\sigma_1(T)$ ранее наблюдалась в многостеночных углеродных нанотрубках. Поскольку $\sigma_1(T \rightarrow 0) \neq 0$, то рассматриваемая компонента проводимости, по-видимому, имеет квазиметаллический характер, и в транспортных свойствах VO_x -НТ сочетаются черты квазиметалла и диэлектрика. Причина такого необычного поведения и его возможная связь с гетерогенностью образцов требует проведения дополнительных исследований.

Работа выполнена при поддержке программ РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», «Квантовая физика конденсированных сред» и грантов РФФИ 09-03-01122-а и 09-03-00602-а.

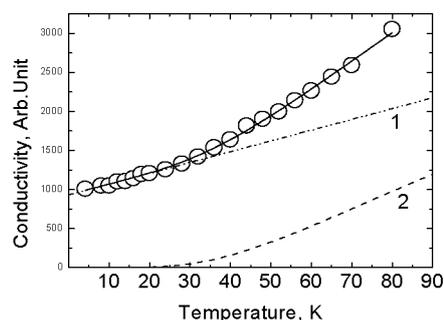
[1] L.K. Elbaum et al., *Nature*, **431**, 672 (2004)

[2] E. Vavilova et al., *Phys Rev B*, **73**, 144417 (2006)

[3] S.V. Demishev et al., *Phys Stat Sol (RRL)*, **2(5)**, 221 (2008)

[4] A.V. Grigorieva et al., *Doklady Chemistry*, **410**, 165 (2006)

[5] O. Klein et al., *Int J Infrared Millimeter Waves*, **14**, 12 (2003)



Роль ферромагнитных корреляций в генезисе магнитного резонанса у CeB_6 .

С.В. Демишев¹, А.В. Семенов¹, А.В. Богач¹, Т.В. Ищенко¹, Н.А. Самарин¹, Н.Е. Случанко¹, В.Б. Филипов²,
Н.Ю. Шицевалова²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

В последнее время усилился интерес к исследованию спинового магнитного резонанса в концентрированных Кондо-системах (ККС) [1-6]. Согласно классическому взгляду на проблему, в спиновые флуктуации в ККС настолько сильно уширяют магнитный резонанс, что делают его ненаблюдаемым [1]. В отличие от этого, в последних теоретических исследованиях [3,4] утверждается, что эта трудность может быть «преодолена» для тех ККС, где имеют место ферромагнитные (ФМ) корреляции. В качестве экспериментального подтверждения данного тезиса рассматриваются результаты работ [1,2], в которых магнитный резонанс был обнаружен именно в таком классе материалов. Вместе с тем, спиновый магнитный резонанс был открыт также в фазе II (так называемой антиферроквадрупольной фазе) гексаборида церия, CeB_6 [5,6]. Это материал принято относить к ККС, в которой сложная магнитная фазовая диаграмма возникает в результате конкуренции спинового и орбитального упорядочения [7,8]. Так как считается, что магнитные взаимодействия у CeB_6 носят преимущественно антиферромагнитный (АФ) характер [7,8], то исследование магнитного резонанса в этом соединении представляет особый интерес в свете результатов работ [3,4]. Кроме того, в [6] было высказано предположение о том, что магнитные колебания у CeB_6 обусловлены особым вкладом в намагниченность, специфичным для фазы II. Однако эта гипотеза не была подтверждена прямыми экспериментами. В настоящей работе для решения указанных задач была использована методика абсолютной калибровки и анализа формы линии спинового магнитного резонанса в металлах, применимая для материалов с произвольной намагниченностью [9].

Найдено, что в фазе II ($T < T_{I-II}$) осциллирующая намагниченность M_0 при $T > T^* \sim 2$ К оказывается меньше полной статической намагниченности M , измеренной для резонансного значения магнитного поля B_{res} (в наших экспериментах $B_{res} = 2.8$ Тл и не зависит от температуры). В то же время, для $T < T^*$ осциллирующая и статическая намагниченности совпадают $M_0 = M$. Таким образом, в у CeB_6 в фазе II намагниченность M представима в виде суммы двух вкладов осциллирующего M_0 и не осциллирующего M_1 : $M = M_0 + M_1$, причем $M_1 = 0$ для $T < T^*$. Этот результат доказывает гипотезу, сформулированную в [6], однако найденные температурные зависимости $M_0(T)$ и $M_1(T)$ существенно отличаются от постулированных ранее.

Анализ данных намагниченности в координатах $M^{-1} = f(T)$ (рис. 3) показывает, что парамагнитная температура θ в законе Кюри-Вейсса для фазы I соответствует АФ взаимодействию и ее величина $\theta \sim 6$ К находится в хорошем согласии с литературными данными [10]. Однако для осциллирующего вклада M_0 , специфичного для фазы II, характерна положительная парамагнитная температура $\theta \sim 2.6$ К, свидетельствующая о ФМ взаимодействии магнитных моментов, обуславливающих наблюдаемый магнитный резонанс. Этот результат подтверждает теоретические предсказания [3,4], согласно которым именно ФМ корреляции играют доминирующую роль в генезисе магнитного резонанса в рассматриваемом классе материалов.

Вместе с тем необходимо отметить, что стандартные модели как ККС, так и орбитального упорядочения [7,8] не позволяют объяснить наличие нескольких независимых магнитных вкладов у CeB_6 в фазе II. Качественная интерпретация такой структуры намагниченности возможна в рамках недавно предложенной спин-поляронной модели [10], однако и в рамках этого подхода сложно объяснить наблюдаемый температурно независимый g -фактор. Таким образом, разработка адекватных теоретических моделей, описывающих особенности магнетизма и магнитные колебания у CeB_6 становится актуальной научной задачей.

Благодарности. Работа поддержана Программой РАН «Сильно коррелированные электроны в металлах, полупроводниках и магнитных материалах», и грантом РФФИ 07-02-00243.

Литература.

1. J. Sichelschmidt, et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 156401 (2003).
2. C. Krellner, et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 066401 (2008).
3. E. Abrahams and P. Wölfle, Phys. Rev. B, **78**, 104423 (2008).
4. P. Schlottmann, Phys. Rev. B, **79**, 045104 (2009).
5. S.V. Demishev, et al., phys. stat. sol. (b) **242**, No. 3, R27 (2005)
6. S.V. Demishev, et al., J. Magn. Magn. Mat., **300**, e534 (2006)

7. J.M. Effantin, et al., J. Magn. Magn. Mat. **47–48**, 145 (1985).
8. M. Sera and S. Kobayashi, J. Phys. Soc. Jpn., **68**, 1664 (1999)
9. A.V.Semeno, et al., Phys. Rev. B, **79**, 014423 (2009)
10. N.E. Sluchanko, et al., JETP **104**, 120 (2007).

Смена режимов зарядового транспорта и эффект колоссального магнитосопротивления в $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$

В.В. Глушков¹, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач¹, С.В. Демишев¹, А.В. Духненко², В.Ю. Иванов¹, А.В. Левченко², Н.А. Самарин¹, Н.Е. Случанко¹, В.Б. Филипов², Н.Ю. Шицвалова²

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

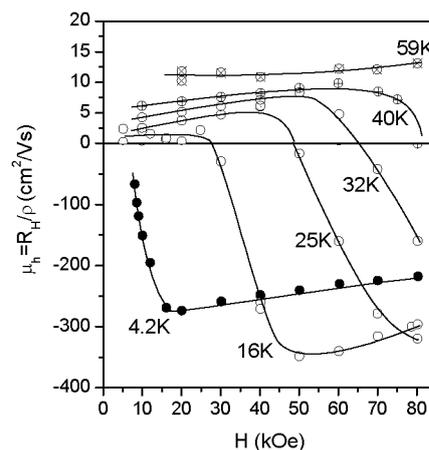
²Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ, Киев, Украина

Взаимосвязь эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) и ферромагнитного упорядочения ($T_C \approx 13,9\text{K}$) в гексабориде европия до настоящего времени остается предметом активных дискуссий [1-3]. Интересное направление исследований открывает изучение разбавленной системы $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$, для которой в рамках модели двойного обмена предсказано возникновение перехода металл-изолятор (ПМИ) при концентрации кальция $x_c \sim 0,3-0,4$ вдали от перколяционного предела $x \sim 0,7$ [4]. Однако результаты исследований оптических [5-6] и транспортных [7] свойств $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$ не дают однозначного подтверждения применимости модели двойного обмена [4] для описания аномальных свойств этой системы с низкой концентрацией носителей заряда.

В результате исследования транспортных и магнитных свойств твердых растворов замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$ ($x \leq 0,4$), выполненного в широком диапазоне температур (1,8-300 К) и магнитных полей (до 80 кЭ), обнаружено, что увеличение концентрации кальция в ряду $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$ приводит к значительному росту удельного сопротивления вплоть до значений $\rho \sim 300 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, наблюдаемых в $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$ при $T < 5\text{K}$. При этом для состава $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$, отвечающего диэлектрической стороне ПМИ ($x > x_c \sim 0,3$), амплитуда КМС достигает рекордных для материалов данного класса значений $\Delta = (\rho(0) - \rho(H)) / \rho(H) \sim 7 \cdot 10^5$. Измерения эффекта Холла в парамагнитном состоянии $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$ ($T > T_C \approx 4,55\text{K}$) показали, что коэффициент Холла $R_H \sim 0,5 \text{ см}^3/\text{Кл}$ практически не зависит от температуры в полях $H < 20 \text{ кЭ}$ при $T > 15\text{K}$. Переход к режиму КМС в диапазоне $T < 50\text{K}$ сопровождается инверсией знака R_H в $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$, при этом увеличение магнитного поля приводит к существенному росту абсолютной величины холловской подвижности носителей заряда μ_H (см. рис.). Так, при $T = 16\text{K}$ μ_H меняется от значений $\sim +2 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ ($H < H_{inv} \approx 26 \text{ кЭ}$) до величин $\sim -350 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ ($H > H_{inv}$), сопоставимых с холловской подвижностью носителей заряда $\mu_{H\Gamma} \sim 1000 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ в EuV_6 [3]. Наблюдаемое изменение режимов зарядового транспорта в $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$, по-видимому, указывает на связь ПМИ с эффектами локализации электронов проводимости в разупорядоченной матрице $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{V}_6$. При этом оценки эффективной массы носителей заряда $m_{eff} = e\tau/\mu_H$ с учетом результатов измерений оптической проводимости $\text{Eu}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{V}_6$ (частота релаксации $\Gamma \sim 18-40 \text{ см}^{-1}$ [7]) дают существенно перенормированные значения параметра m_{eff} для электронных ($m_{eff} \sim 10m_0$) и дырочных ($m_{eff} \sim 240m_0$) состояний (m_0 – масса свободного электрона), что, на наш взгляд, подтверждает гипотезу о спин-поляронной природе носителей заряда в EuV_6 [3].

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

- [1] X. Zhang et al., Phys. Rev. Lett., **100**, 167001 (2008).
- [2] M. Kreissl and W. Nolting, Phys. Rev. B, **72**, 245117 (2005).
- [3] В. В. Глушков и др., ЖЭТФ, **132**, 150 (2007).
- [4] V. M. Pereira et al., Phys. Rev. Lett., **93**, 147202 (2004).
- [5] G. Caimi et al., Phys. Rev. Lett., **96**, 016403 (2006).
- [6] A. Perucchi et al., Phys. Rev. Lett., **92**, 067401 (2004)
- [7] J.-S. Rhyee et al., Phys. Rev. B, **67**, 125105 (2003).



Влияние изотопического замещения на магнитотранспорт LuB₁₂

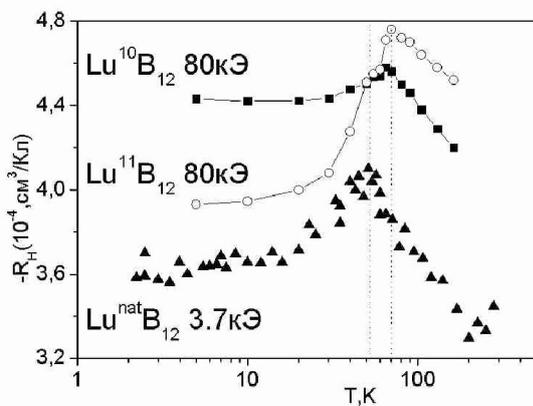
Н.Е. Случанко¹, А.В. Богач¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, К.С. Любшов¹,
В.Б. Филипов², Н.Ю. Шицевалова²

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

²Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

Додекаборид лутеция является немагнитным сверхпроводящим металлом ($T_c \approx 0.44\text{K}$) [1] и кристаллизуется в каркасно-кластерной гцк структуре типа UB₁₂, в которой подрешетка из кубооктаэдров бора формирует жесткий каркас. В полостях большого размера в ковалентном каркасе LuB₁₂ размещены слабо связанные с ним ионы редкоземельного (РЗ) элемента. Интерес к таким системам обусловлен, в основном, возможностью исследования взаимосвязи сверхпроводимости и электрон-фононного взаимодействия при идентификации из данных термодинамических и транспортных измерений фононной моды, ответственной за сверхпроводимость в этих соединениях [1-3]. Зона проводимости гексаборида лутеция шириной около 5 эВ [3] сформирована, в основном, *5d*-состояниями РЗ элемента, в значительной степени гибридованными с *2p* электронными состояниями бора [4]. Поскольку соединения RB₁₂ (R – Ho, Er, Tm и Lu) являются двухэлектронными металлами [5], учитывая *5d*-характер зоны проводимости, кроме эффектов, связанных с сильным электрон-фононным взаимодействием, можно также ожидать влияния корреляционных эффектов на свойства гексаборида лутеция.

В связи с этим в работе в широком диапазоне температур 2÷300К на монокристаллических образцах соединений Lu¹⁰B₁₂ и Lu¹¹B₁₂ различного изотопического состава исследовались поперечное магнитосопротивление и коэффициент Холла в магнитном поле до 80 кЭ.



В результате проведенных исследований установлено, что для всех исследованных в работе образцов LuB₁₂ при температурах 2÷300К в магнитных полях до 80 кЭ наблюдается эффект положительного магнитосопротивления (ПМС), которое подчиняется правилу Колера- $\Delta\rho/\rho = f(\rho(0, 300\text{K})H/\rho(0, T))$. Резкое возрастание амплитуды ПМС происходит при низких температурах $T < T^* \approx 50 \div 70\text{K}$ в зависимости от изотопического состава додекаборида лутеция. На температурных зависимостях коэффициента Холла $R_H(T)$ вблизи T^* наблюдается особенность (см. рис.), характер которой существенно различается для соединений LuB₁₂ с различным изотопическим составом по бору. При этом обнаружено значительное различие

в абсолютной величине коэффициента Холла соединений Lu¹⁰B₁₂ и Lu¹¹B₁₂ различного изотопического состава при гелиевых температурах, причем $R_H(T)$ при $T < T^*$ в Lu¹¹B₁₂ немонотонно меняется в пределах 10÷20% от абсолютной величины с ростом напряженности внешнего магнитного поля $H \leq 80$ кЭ.

Работа выполнена при поддержке Программы «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» ОФН РАН.

1. K. Flachbart et al., J. Low Temp. Phys., **140**, 339 (2005).
2. R.Lortz et al., Phys. Rev. B **72**, 024547 (2005)
3. J.Teyssier et al., Phys.Rev.B **78**, 134504 (2008)
4. V.Jäger et al., J. Phys. Cond. Mat., **18**, 2525 (2006)
5. Н.Е.Случанко и др., Письма в ЖЭТФ, **86**, 691 (2007)

Аномалии локальной и объемной восприимчивости в ККТ Tm_{0.7}Yb_{0.3}B₁₂

А.В. Богач¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, А.В. Левченко²,
В.Б. Филипов², Н.Ю. Шицевалова², Н.Е. Случанко¹

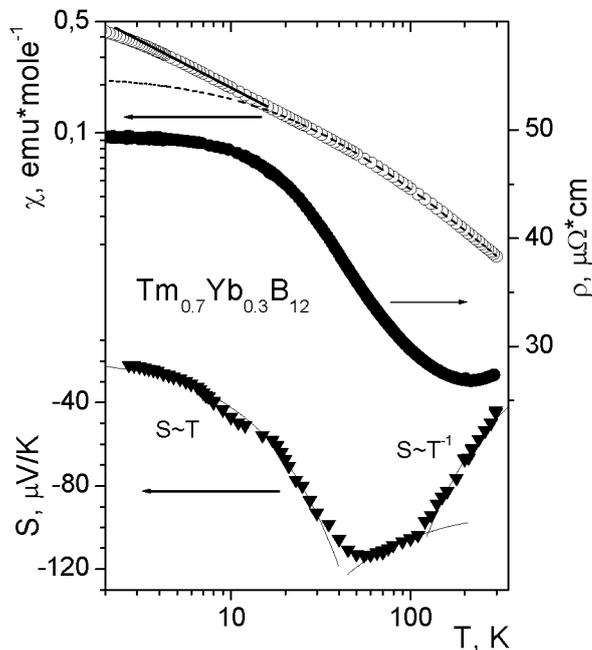
¹Институт общей физики им.А.М. Прохорова РАН

²Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

В ряду соединений RB₁₂ (R – Tb, Dy, Ho, Er, Tm) с нанокластерами B₁₂ додекабориды тулия и иттербия находятся вблизи границы магнитной неустойчивости. Так, при заполнении 4f оболочки

редкоземельного иона от Tm к Yb основное состояние меняется от антиферромагнитного в TmB₁₂ с металлической проводимостью и низкими значениями температуры Нееля ($T_N \sim 3.2$ К) к парамагнитному диэлектрику YbB₁₂ с нецелочисленной валентностью иона Yb ($\nu(\text{Yb}) \approx 2.9$). Кроме того, недавние исследования транспортных и магнитных свойств в слабых магнитных полях в ряду растворов замещения редкоземельных додекаборидов Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ позволили авторам [1] сделать вывод о достижении с ростом x квантовой критической точки (ККТ, $T_N = 0$) вблизи $x = 0.3$ и связанной с этим диэлектризацией электронной структуры в интервале $0 < x \leq 0.8$.

Целью настоящей работы являлось исследование генезиса изменения низкотемпературных магнитных свойств при движении в ряду Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ от чистого TmB₁₂ к соединению с ККТ ($0 \leq x \leq 0.3$), а также детальные исследования намагниченности $M(H, T)$ и магнито-сопротивления $\Delta\rho/\rho(H, T)$ твердого раствора Tm_{0.7}Yb_{0.3}B₁₂, отвечающего ККТ. Измерения проводились на монокристаллических образцах высокого качества Tm_{1-x}Yb_xB₁₂ при температурах $T \leq 7$ К в магнитном поле до 80 кЭ. Для примера на рисунке представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$, удельного сопротивления $\rho(T)$ и термоэдс $S(T)$ соединения в ККТ Tm_{0.7}Yb_{0.3}B₁₂. Как видно из данных рисунка, наряду с кюривейсовским вкладом (пунктир) при низких температурах наблюдается появление дополнительного аномального вклада в $\chi(T)$. Анализ полученных данных обнаружил подавление дальнего магнитного порядка и заметное ослабление магнитных свойств с как ростом x в ряду Tm_{1-x}Yb_xB₁₂, так и с понижением температуры $T \leq 7$ К для каждого из составов с $x \geq 0.1$. Высокая точность экспериментальных данных магнито-сопротивления $\Delta\rho/\rho$ Tm_{0.7}Yb_{0.3}B₁₂ позволила детально проанализировать локальную магнитную восприимчивость $\chi_{\text{loc}}(T, H) = (1/H(d(\Delta\rho/\rho)/dH))^{1/2}$, полученную в рамках подхода, предложенного в работе [2] непосредственно из данных магнито-сопротивления, в сопоставлении с данными объемной магнитной восприимчивости $\chi(H, T_0) = dM/dH$.



[1] Н.Е.Случанко и др., ЖЭТФ, **89**, 298 (2009).

[2] K. Yosida, Phys. Rev. **107**, 396 (1957)

Квантовая критическая точка в Ce(Al_{1-x}Co_x)₂

А.В. Богач¹, В.В. Глушков¹, С.В. Демишев¹, Г.С. Бурханов², О.Д. Чистяков², Н.Е. Случанко¹

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

²Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН

Недавние исследования соединения с тяжелыми фермионами CeAl₂ обнаружили в этом интерметаллиде сложное активационное поведение коэффициента Холла $R_H \sim \exp(E_{a1,2}/k_B T)$ с энергиями активации $E_{a1}/k_B = 12 \pm 0.5$ К и $E_{a2}/k_B = 7.6 \pm 0.2$ К, связанными с зарядовым транспортом по многочастичным спин-поляронным состояниям, возникающим при низких температурах в окрестности уровня ферми E_F [1]. Дальнейшее изучение твердых растворов замещения $Ce(Al_{1-x}M_x)_2$ ($M - Co, Ni$) с концентрацией примеси $0.03 \leq x \leq 0.08$ выявило значительный рост коэффициента Холла при низких температурах (более чем в 3 раза для составов до $x_{Co} = 0.08$) вместе с увеличением энергии связи E_{a1} – от $E_{a1}(CeAl_2)/k_B = 12 \pm 0.5$ К до $E_{a1}(Ce(Al_{0.92}Co_{0.08})_2)/k_B = 40 \pm 3$ К [2]. В тоже время, при замещении алюминия кобальтом в системе $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$ реализуется переход от антиферромагнетика CeAl₂ ($T_N = 3.8$ К, [1]) к парамагнитному металлу CeCo₂ ($T_C = 1.5$ К). Таким образом, в окрестности антиферромагнитной неустойчивости ($T_N=0$) в ряду $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$ следует ожидать проявления квантового кризисного поведения (см. например [3]) и связанных с этим аномалий физических свойств.

С целью проверки предположения о возникновении квантовой критической точки в работе детально исследовались транспортные (коэффициент Холла R_H и удельное сопротивление ρ) и магнитные свойства высокочистых поликристаллических образцов твердых растворов замещения $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$ ($0.01 \leq x \leq 0.08$) в диапазоне температур 1.8-300 К и магнитных полей $H < 4$ кЭ. Концентрационные зависимости амплитуды максимума коэффициента Холла $R_H(x)|_{T=T_{max}}$ и энергии связи E_{a2}/k_B ($T \leq 50$ К) $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$ представлены на рис. 1а. На обеих зависимостях при $x = 0.01$ наблюдаются аномалии в виде минимума, по-видимому, отвечающие развитию с ростом x антиферромагнитной неустойчивости в ряду твердых растворов замещения $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$ и достижению квантовой критической точки (ККТ, $T_N=0$) вблизи этого состава. Этот результат также подтверждается данными рис. 1б, где представлены концентрационные зависимости холловской подвижности $\mu|_{T=3K} = R_H(x)|_{T=3K} / \rho(x)|_{T=3K}$ и магнитной восприимчивости $\chi|_{T=4.3K}$. Действительно, из рис. 3б хорошо видно, что оба указанных параметра существенно немонотонны и проявляют заметные аномалии именно при концентрации кобальта $x = 0.01$ в ряду $Ce(Al_{1-x}Co_x)_2$.

- [1] Н.Е.Случанко и др., ЖЭТФ, **125**, 906 (2004).
 [2] А.В.Богач и др., ЖЭТФ, **132**, 125 (2007).
 [3] Q. Si et al., Nature, **413**, 804 (2001).

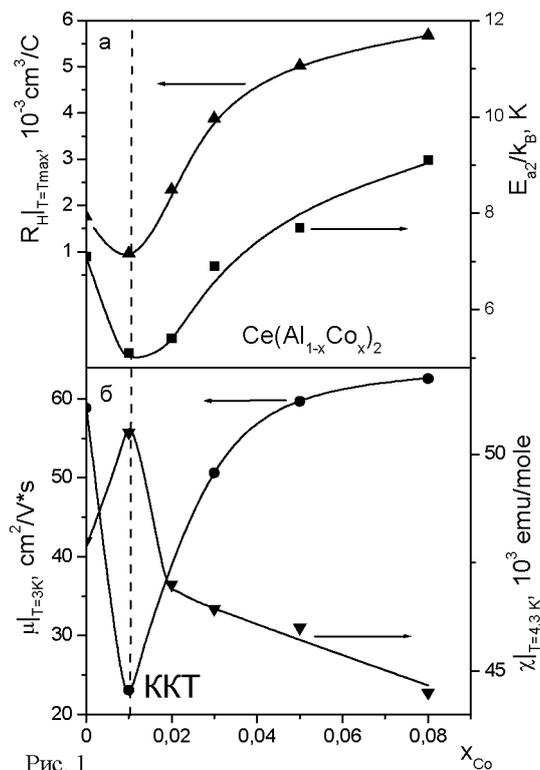


Рис. 1

Анизотропия магнитосопротивления в АФМ фазе гексаборида празеодима

М.А. Анисимов¹, А.В. Богач², В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев², Н.А. Самарин², Н.Е. Случанко²,
 В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шницевалова³

¹Московский физико-технический институт

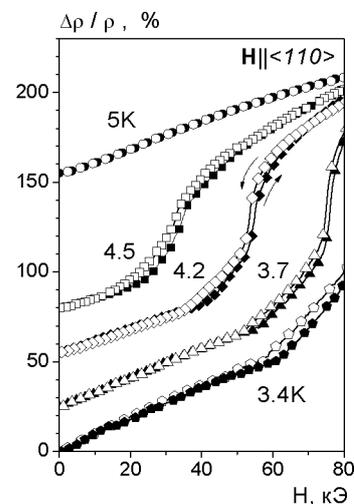
²Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

В последнее время гексаборид празеодима вызывает значительный интерес у исследователей. Располагаясь в ряду RbV_6 между CeV_6 с промежуточной антиферроквадрупольной фазой [1] и NdV_6 с антиферромагнитной (АФМ) соразмерной (С) фазой ($H < 150$ кЭ) [2], PrV_6 демонстрирует сложный вид магнитной H - T фазовой диаграммы с двумя фазовыми переходами: в АФМ несоразмерную фазу ($T < T_N \sim 7$ К) и АФМ С фазу ($T < T_M \sim 4.2$ К) [3, 4]. При этом, для PrV_6 в АФМ С фазе, по данным [3] наблюдается также переход в поле $H_C \sim 20$ кЭ для $H || < 110 >$ к простой коллинеарной магнитной структуре. Значительная анизотропия H - T фазовой диаграммы в PrV_6 отмечена авторами [4], в работе которых установлен положительный наклон границы $T_M(H)$ фазовой диаграммы только для направления $H || < 111 >$. В то же время, отсутствие детальных исследований физических параметров в АФМ состоянии PrV_6 существенно ограничивает идентификацию магнитных фаз и природы магнитных фазовых переходов в PrV_6 .

С этой целью в работе выполнены измерения угловых зависимостей сопротивления $\rho(\phi)$ и измерения поперечного магнитосопротивления $\Delta\rho(H)/\rho$ в магнитном поле до 80 кЭ вдоль направления $H || < 110 >$ в АФМ фазе ($T_N \sim 6.7$ К). Для исследований использовались монокристаллические образцы изотопически чистого $Pr^{11}V_6$ высокого качества. Измерения угловых зависимостей сопротивления проводились методом вращения с пошаговой фиксацией положения образца в постоянном магнитном поле [5].

В результате выполненных измерений угловых зависимостей $\rho(\phi)$ обнаружено значительное усиление рассеяния в области сильных магнитных полей ($H \geq 40$ кЭ) ниже $T_M \sim 4.6$ К, в узком интервале



углов, соответствующих направлению $H \parallel \langle 110 \rangle$. Полученные полевые зависимости магнитосопротивления вдоль этого направления поля демонстрируют усиление амплитуды до значений $\Delta\rho(H)/\rho \sim 160\%$ в АФМ С фазе, сопровождающееся появлением полевого гистерезиса в интервале температур $3K \leq T \leq T_M$.

Анализ экспериментальных данных впервые позволил установить точный вид H - T магнитной фазовой диаграммы и обнаружить новую фазу ниже $T_M(H)$ в PrB_6 . Оказалось, что данные из работ [3, 4], полученные при измерениях намагниченности [3] и продольного магнитосопротивления [4], демонстрируют наличие двух различных ветвей на H - T диаграмме, а не границы $T_M(H)$, как считалось ранее.

Учитывая характер гистерезиса на угловых и полевых зависимостях магнитосопротивления ниже T_M (см. рис.), новая фаза имеет предположительно ферромагнитную природу. К аналогичному выводу приводят также результаты исследований с разделением вкладов в магнитосопротивление в рамках спин-поляронного подхода [6].

Работа выполнена при поддержке программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

- [1] N.E. Sluchanko et al., JETP **104**, 120 (2007).
 [2] S. Awaji et al., J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2518 (1999).
 [3] M. Sera et al., J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 3422 (2004).
 [4] S. Kobayashi et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 1721 (2001).
 [5] Н.Е. Случанко и др., ЖЭТФ **125**, 906 (2004).
 [6] М.А. Анисимов et al., J. Phys: Conf. Ser. **150**, 042005 (2009).

Магнитосопротивление и магнитное упорядочение в PrB_6 и NdB_6

М.А. Анисимов^{1,2}, А.В. Богач², В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев², Н.А. Самарин²,
 В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шицевалова³, Н.Е. Случанко²

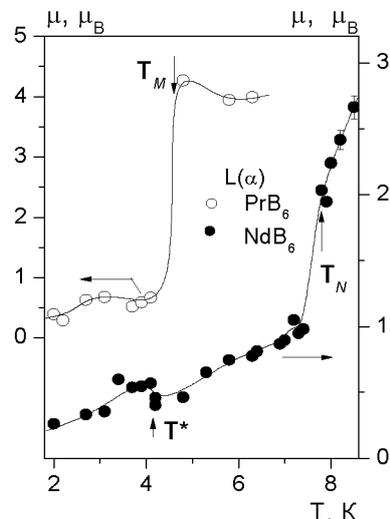
¹ Московский физико-технический институт

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

³ Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

Для гексаборидов празеодима (PrB_6) и неодима (NdB_6) на монокристаллических образцах высокого качества выполнены измерения магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в диапазоне температур $2 \div 20K$ в магнитном поле до $80k\text{Э}$. Полученные данные позволяют обнаружить смену режимов с переходом от малого отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в парамагнитном состоянии к большому положительному магниторезистивному эффекту в магнитоупорядоченных фазах PrB_6 и NdB_6 . Анализ $\Delta\rho(H)/\rho$ позволяет выделить три вклада в магнитосопротивление для исследуемых соединений. Наряду с основным отрицательным квадратичным по магнитному полю вкладом ($-\Delta\rho/\rho \sim H^2$), в парамагнитной фазе также обнаружены линейный положительный ($\Delta\rho/\rho \sim H$) и нелинейный ферромагнитный вклады. С переходом в антиферромагнитное (АФМ) состояние линейная положительная компонента в магнитосопротивлении редкоземельных (РЗ) соединений PrB_6 и NdB_6 становится доминирующей, тогда как квадратичный ОМС вклад полностью подавляется в соразмерной магнитной фазе исследуемых соединений.

Полученные результаты свидетельствуют об определяющей роли локальной спиновой поляризации $5d$ -состояний при формировании анизотропии магнитных взаимодействий в этих соединениях. Наличие нескольких компонент в магнитосопротивлении находит объяснение в предположении о формировании в АФМ-фазах PrB_6 и NdB_6 ферромагнитных нанодоменов (ферронов) в $5d$ -полосе в окрестности РЗ-ионов. Квадратичный ОМС вклад интерпретируется в рамках модели Иосиды, учитывающей рассеяние электронов проводимости на локализованных магнитных моментах (ЛММ) РЗ-ионов. В рамках используемого подхода выполнена оценка локальной магнитной восприимчивости $\chi_{loc} = (-1/H(d(\Delta\rho/\rho)/dH))^{1/2}$. Показано, что в диапазоне температур $T_N < T < 20K$ поведение χ_{loc} для исследуемых соединений с хорошей точностью описывается кюри-вейссовской зависимостью $\chi_{loc} \sim (T - \Theta_P)^{-1}$. Анализ нелинейного ферромагнитного



вклада приводит к выводу об образовании как в парамагнитной фазе NdB_6 вблизи T_N , так и в несоизмеренной фазе PrB_6 магнитных кластеров наноразмера, состоящих из ЛММ R^{3+} ионов и $5d$ -ферронов, (см. рис.). При переходе в соизмеренную фазу RB_6 ($R=\text{Pr}, \text{Nd}$) зануление квадратичной ОМС компоненты, а также резкое уменьшение магнитного момента нанокластеров (рис.) свидетельствует об установлении когерентного режима рассеяния на магнитной структуре с участием волны спиновой плотности.

Выполненный анализ вкладов в магнитосопротивление приводит к заключению о формировании сложной магнитной структуры в RB_6 , состоящей из ЛММ $4f$ -оболочек и ферронов в $5d$ -полосе $R3$ -ионов. При этом, основные отличия в магнитной структуре и свойствах магнетиков RB_6 определяются такими факторами, как (i) изменение параметра $J(q)$ непрямого обмена (РККИ взаимодействие) при уменьшении постоянной решетки и величины магнитного момента ЛММ $R3$ -иона в ряду CeB_6 - PrB_6 - NdB_6 и (ii) варьирование величины $4f$ - $5d$ -нацентрового взаимодействия, обусловленного локальными спиновыми флуктуациями и определяющегося степенью заполнения $4f$ -оболочки редкоземельного иона.

Теплоемкость PrB_6 и NdB_6

Н.А. Самарин¹, М.А. Анисимов², А.В. Богач¹, В.В. Глушков^{1,2}, С.В. Демишев¹, Н.Е. Случанко¹,
В.Б. Филипов³, Н.Ю. Шицевалова³, М. Райфферс⁴, К. Флахбарт⁴

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН.

²Московский Физико-Технический Институт

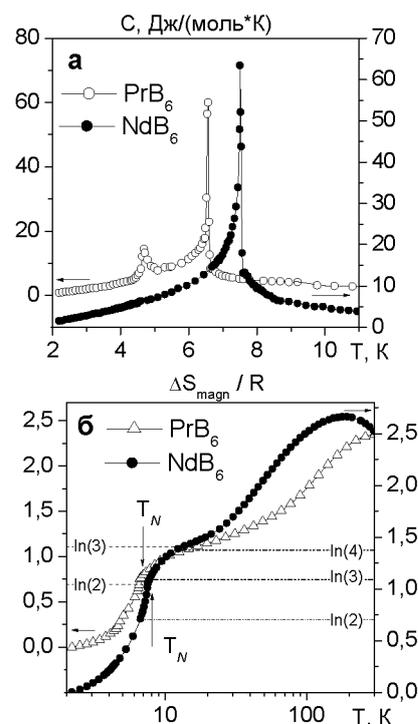
³Институт проблем материаловедения НАНУ, Киев, Украина

⁴Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

Особый интерес у исследователей в последние годы вызывают соединения с редкоземельными элементами, в частности, бориды RB_2 , RB_4 , RB_6 и RB_{12} . При этом, значительное внимание уделяется классу гексаборидов, представители которого, благодаря простой кубической структуре, являются удобными модельными объектами для изучения природы магнитных взаимодействий и особенностей формирования основного состояния. В данной работе исследуется теплоемкость антиферромагнитных (АФМ) металлов PrB_6 ($T_N(\text{PrB}_6) \approx 6.7 \text{ K}$) и NdB_6 ($T_N(\text{NdB}_6) \approx 7.7 \text{ K}$). Заметим, что, несмотря на то, что теплоемкость указанных соединений ранее исследовалась в работах [1–3], измерения в окрестности магнитных фазовых переходов были выполнены недостаточно подробно, что объясняет имеющийся в настоящее время в литературе большой разброс данных температур фазовых переходов PrB_6 и NdB_6 . В этой связи, с целью получения детальной информации о поведении магнитного вклада в работе выполнено исследование $C(T)$ в области температур $1.8 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$.

Измерения $C(T)$ на монокристаллических образцах высокого качества осуществлялись квазиadiaбатическим методом в калориметре оригинальной конструкции, аналогичном использовавшемуся в [4]. Точность измерения низкотемпературной теплоемкости составила $\Delta C \sim 1\text{--}3\%$. При этом, область АФМ пика промерялась с шагом $\Delta T \sim 0.05 \text{ K}$ в нескольких независимых экспериментах.

Найденные в работе температурные зависимости $C_p(T)$ для PrB_6 и NdB_6 (см. рис. а) находятся в согласии с данными [1,4], причем, фазовые переходы наблюдаются при температурах $T_N(\text{PrB}_6) \sim 6.7 \text{ K}$, $T_M(\text{PrB}_6) \sim 4.6 \text{ K}$, $T_N(\text{NdB}_6) \sim 7.7 \text{ K}$ соответственно. Для магнитного вклада $\Delta C_{\text{magn}}/T = [C(\text{RB}_6) - C(\text{LaB}_6)]/T$, где $R=\text{Pr}, \text{Nd}$ в работе выполнена процедура численного интегрирования, позволившая установить изменение с температурой магнитной энтропии $\Delta S_{\text{magn}} = R \ln(2J+1)$ (см. рис.б), где $2J+1$ - кратность вырождения основного состояния. Обнаружено, что найденные значения величины кратности вырождения в точке АФМ упорядочения в обоих случаях не согласуются с основным состоянием (Γ_5 -триплет для PrB_6 и $\Gamma_8^{(2)}$ -квартет NdB_6 [5]). Значения $\Delta S_{\text{magn}} = R \ln(3)$ для PrB_6 и $\Delta S_{\text{magn}} = R \ln(4)$ для NdB_6 достигаются лишь при $T \sim 2\div 3T_N$, что свидетельствует в пользу возникновения эффектов ближнего магнитного порядка в окрестности температуры Нееля в исследуемых соединениях [6].



- [1] C.M. McCarthy et al., Sol. St. Commun. **36**, 861 (1980).
 [2] S. Kobayashi, M.Sera et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 1721 (2001).
 [3] M. Sera, M. Hiroi, N. Kobayashi and S. Kunii, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 629 (1998).
 [4] M. Rieffers et al., J. Magn. Magn. Matt. **310**, e595 (2007).
 [5] M. Loewenhaupt, M. Prager, Z. Phys. B **62**, 195 (1986).
 [6] M. Sera et al., Phys. Rev. B **54**, R5207 (1996).

Универсальный характер проводимости и неупругое туннелирование электронов в аморфных металл-углеродных нанокompозитах

Е.А. Катаева, А.Д. Божко, Т.В. Ищенко, М.Л. Шупегин*, С.В. Демишев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
 Московский институт стали и сплавов

Легирование атомами металлов твердых аморфных углеродных пленок в процессе осаждения существенно расширяет спектр их практических приложений. Однако, использованию этих объектов в качестве активных элементов электроники, сенсоров и т.д. в настоящее время ограничивается недостаточным уровнем понимания механизмов токопереноса в металл-углеродных нанокompозитах.

Данная работа посвящена исследованию электронного транспорта в диапазоне температур 4.2 – 300 К в пленках аморфных металл-углеродных нанокompозитов, содержащих в качестве легирующих металлов вольфрам, ниобий и хром, выращиваемых комбинированием разложения паров сложного кремний-органического полимера $(\text{CH}_3)_3\text{SiO}(\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ в плазме стимулированного разряда постоянного тока и магнетронного распыления соответствующей металлической мишени.

Температурные зависимости проводимости для всех трех типов изученных пленок демонстрируют сходное поведение. В диапазоне концентраций металлов 0.1 – 0.45 проводимость $\sigma(T)$ уменьшается при понижении температуры. Кроме того, характерным для всех исследованных пленок является присутствие трех температурных интервалов с граничными температурами ~ 20 и ~ 70 К. Внутри каждого температурного интервала производная проводимости в двойных логарифмических координатах имеет вид, близкий к линейному, что указывает на степенной характер температурных зависимостей $\sigma(T)$. Параметры таких степенных зависимостей являются функциями концентрации металлов.

Степенной характер температурных зависимостей проводимости от температуры может быть качественно интерпретирован в модели неупругого туннелирования электронов в тонких пленках аморфных диэлектриков [1]. В рамках этой модели поперечная проводимость тонкого слоя аморфного диэлектрика определяется неупругим туннелированием электронов через цепочки локализованных состояний. Проводимость такой цепочки, содержащей n ($n \geq 2$) локализованных состояний имеет степенную температурную зависимость $\sigma_n \sim T^{n-2/(n+1)}$. Полная проводимость тонкой пленки изолятора определяется суммой проводимостей всех каналов, содержащих цепочки локализованных состояний различной длины. В конкретном температурном интервале основной вклад в проводимость дают цепочки с определенным количеством локализованных состояний.

Использование данной модели предполагает неупругое туннелирование электронов между отдельными проводящими кластерами или участками бесконечного проводящего кластера в металл-углеродных нанокompозитах в качестве основного механизма формирования температурных поправок к проводимости. Зависимость показателя степени от концентрации металла определяется конкуренцией двух процессов: 1) уменьшением расстояния между металлическими кластерами и 2) возможной генерацией дефектов, сопровождающей увеличение концентрации металлов. Вклады в низко- и высокотемпературный участки температурных зависимостей проводимости дают, возможно, разные типы локализованных состояний.

Таким образом, неупругое туннелирование электронов может являться основным механизмом формирования температурных поправок к проводимости металл-углеродных нанокompозитов.

1. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, ЖЭТФ, **94**, 32 (1988)

Усиление сверхпроводимости и аномальный магнитный отклик в аморфных вольфрам-углеродных нанокompозитах

А.Д. Божко, Е.А. Катаева, Т.В. Ищенко, М.Л. Шупегин*, С.В. Демишев

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Московский институт стали и сплавов*

В ряду углеродных наноматериалов, привлекающих к себе повышенное внимание, аморфные металл-углеродные нанокompозиты занимают особое место. Это обусловлено, с одной стороны, демонстрируемыми ими свойствами, благодаря которым нанокompозиты обладают высоким потенциалом практического применения и, с другой стороны, возможностью использования их в качестве модельных объектов для изучения поведения предельно неупорядоченных сред.

В настоящей работе исследован магнитный сверхпроводящий отклик пленок вольфрам-углеродных нанокompозитов, осажденных на диэлектрические ситалловые подложки путем комбинации двух методов. Углеродная фаза нанокompозитов осаждалась методом разложения паров сложного кремний-органического полимера $(\text{CH}_3)_3\text{SiO}(\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_5\text{SiO})_3\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ в плазме стимулированного разряда постоянного тока. Металлическая фаза осаждалась посредством магнетронного распыления на постоянном токе вольфрамовой мишени.

Вольфрам распределен в углеродной матрице преимущественно в карбидной фазе. Характерный размер области когерентного рассеяния проводящих включений составляет 2 нм, демонстрируя тенденцию к увеличению при росте концентрации вольфрама.

Наноразмерная структура металлической фазы вольфрама приводит к резкому возрастанию критической температуры резистивного сверхпроводящего перехода (до 5.2 К) исследуемых нанокompозитов по сравнению с вольфрамом (15 мК). Зависимость критической температуры от концентрации вольфрама имеет выраженный максимум при 35 – 40 ат. %. Широкий несимметричный сверхпроводящий переход указывает на влияние перколяционных эффектов при формировании сверхпроводящей фазы.

Магнитный сверхпроводящий отклик вольфрам-углеродных нанокompозитов в слабом магнитном поле имеет сложный характер, зависящий от предыстории воздействия на образец. При определенном сочетании направления изменения температуры и величины магнитного поля магнитный момент при температурах ниже критической меняет характер температурной зависимости с диамагнитного на парамагнитный. При этом температура сверхпроводящего перехода не меняется. Вероятной причиной появления аномального магнитного отклика может являться высокая концентрация слабых джозефсоновских связей в объеме нанокompозита, присутствие которых связано с исходной высокой дисперсностью проводящей фазы.

Проявления магнитоупругих взаимодействий и псевдоштарковского эффекта в оптических спектрах мультиферроика TbMn_2O_5

Е.П. Чукалина¹, М.Н. Попова¹, Р.В. Писарев²

¹*Институт спектроскопии РАН*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*

Манганаты RMn_2O_5 (R= редкая земля, Y или Bi) стали интенсивно исследоваться после обнаружения в них гигантского магнитоэлектрического эффекта. Многообещающим с точки зрения возможных применений стало открытие эффекта памяти и переключения электрической поляризации сравнительно слабым магнитным полем в TbMn_2O_5 [1]. Конкурирующие обменные и магнитоэлектрические взаимодействия между магнитными моментами Mn^{3+} , Mn^{4+} , Tb^{3+} и поляризацией решетки вызывают каскад фазовых переходов в TbMn_2O_5 . При $T_N=43$ К происходит антиферромагнитное упорядочение подсистемы $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ в несоизмеримую магнитную структуру, за ним следует сегнетоэлектрическое упорядочение при $T_{C1}=38$ К, при 33 К магнитная структура становится соизмеримой и снова переходит в несоизмеримую при $T_{C2}=24$ К. Кроме того, сильная связь между магнитными и решеточными степенями свободы в TbMn_2O_5 приводит к появлению низкочастотной ветви магнон-фононных возбуждений, которые имеют черты магнона с электрически-дипольной активностью (электромагноны) [2].

В работе исследованы поляризованные спектры иона Tb^{3+} в монокристаллах TbMn_2O_5 , в зависимости от температуры. На температурных зависимостях положений и интенсивностей линий наблюдаются особенности при температурах фазовых переходов. Обнаружено расщепление

спектральных линий, свидетельствующее о расщеплении ансамбля ионов Tb^{3+} парамагнитной и параэлектрической фазы на несколько физически неэквивалентных ансамблей с изменяющимися при фазовых переходах соотношениями между ними. Обсуждается роль магнитоупругих взаимодействий и псевдоштарковского эффекта.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН в рамках программы «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

[1] N.Hur, S.Park, P.A.Sharma, J.S.Ahn, S.Guha, S.-W.Cheong, Nature **429** (2004) 392.

[2] A.B.Sushkov, R.Valdés Agular, S.Park, S.-W.Cheong, H.D.Drew, Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 027202.

Оптическая спектроскопия Ho_2BaNiO_5 и Dy_2BaNiO_5 : проявления магнитоупругих и магнитоэлектрических взаимодействий (постер)

С.А. Климин¹, М.В. Нарожный¹, Б.В. Миль²

¹Институт спектроскопии РАН, Троицк

²МГУ им М.В. Ломоносова, Физический факультет

Цепочечные никелаты R_2BaNiO_5 (R – редкоземельный элемент или иттрий) – модельные соединения для изучения одномерного магнетизма. В то же время, в Ho_2BaNiO_5 недавно был обнаружен линейный магнитоэлектрический эффект в магнитоупорядоченной фазе [1]. С целью поиска эффектов, связанных с магнитоупругими и магнитоэлектрическими взаимодействиями мы предприняли спектроскопическое исследование гольмиевого и, для сравнения, других редкоземельных никелатов.

Обнаружены необычно большие сдвиги энергетических уровней иона Ho^{3+} при антиферромагнитном упорядочении. Проведенные оценки показывают, что данный эффект нельзя объяснить зеемановским расщеплением во внутреннем магнитном поле, возникающем при $T < T_N$. Мы связываем изменение энергетического спектра редкоземельного иона в Ho_2BaNiO_5 с магнитоупругими и магнитоэлектрическими взаимодействиями, которые приводят к изменению кристаллического поля. Аналогичный эффект наблюдается и в диспрозиевом никелате Dy_2BaNiO_5 .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №08-02-06690а) и ОФН РАН в рамках программы «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах».

[1] G. Nenert, T.T.M. Palstra, Phys. Rev. B **76** (2007) 024415.

Сектроскопия магнитных фазовых переходов в ортоборатах $RCr_3(BO_3)_4$

К.Н. Болдырев¹, В.В. Мальцев², Н.И.Леонюк².

¹Институт спектроскопии РАН, Троицк

²МГУ им М.В. Ломоносова, геологический факультет

Редкоземельные (PЗ) ортобораты с общей формулой $RM_3(BO_3)_4$ (R = Y, La-Lu; M = Al, Ga, Fe, Cr, Sc) имеют тригональную структуру типа хангита (пространственная группа R32), характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – M – O – M – вдоль оси c. Проведенные ранее исследования ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ показали, что эти соединения антиферромагнитно упорядочиваются при температурах около 40 К, и в них наблюдается магнитоэлектрический эффект. В то же время, свойства PЗ боратов с другим магнитным ионом M = Cr^{3+} до сих пор мало изучены. Опубликованы только две работы, посвященные первым результатам по $NdCr_3(BO_3)_4$ и $SmCr_3(BO_3)_4$ [1] и комплексному исследованию $NdCr_3(BO_3)_4$ [2].

В настоящей работе был исследован ряд PЗ хромовых ортоборатов при помощи оптической спектроскопии высокого разрешения. Образцы были выращены методом спонтанной кристаллизации из растворов в расплавах с различными редкими землями: Dy, Ho, Sm, Gd и Tb. В часть исследуемых соединений был введен Er в качестве спектроскопического зонда в небольших концентрациях (~ 1%). По спектрам поглощения исследованных хромовых боратов Sm^{3+} , Dy^{3+} , Ho^{3+} и Tb^{3+} построена схема штарковских уровней PЗ ионов. На основании анализа спектров основных ионов и зондового иона Er^{3+} установлено, что все изученные соединения магнитно упорядочиваются при температурах около 8 К. Более низкая в сравнении с ферроборатами температура магнитного упорядочения указывает на более слабое межцепочечное взаимодействие в подсистеме хрома. В $SmCr_3(BO_3)_4$ и $GdCr_3(BO_3)_4$ наблюдалось скачкообразное изменение спектров поглощения при температуре около 4К, которое мы связываем со спин-переориентационным фазовым переходом первого рода.

Работа поддержана грантами РФФИ (№№ 07-02-01185, 05-05-08021) и РАН (по программам фундаментальных исследований).

[1] К.Н.Болдырев, Е.П. Чукалина, Н.И. Леонюк, ФТТ **50** (2008) 1617.

[2] E.A.Popova, N.I.Leonyuk, M.N.Popova, E.P.Chukalina, K.N.Boldyrev, N.Tristan, Phys. Rev. B **76** (2007).

О некоторых результатах изучения сверхпроводящих соединений на основе FeSe

В.Н. Нарожный, И.Е. Костылева

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Обнаружение высокотемпературной сверхпроводимости для соединений на основе железа, включающих целый ряд его пниктидов [1] а также соединений на основе FeSe [2], открывает новые возможности в изучении этого явления. Для FeSe величина T_c , составляющая около 10 К, возрастает до 37 К под давлением [3]. Изучение FeSe (а также систем на его основе) представляет особый интерес, т.к. это соединение является простейшим в новом ряду сверхпроводников и может рассматриваться для них как модельное.

Поликристаллические образцы состава $Fe_{1+x}Se$, а также ряд соединений $Fe_{1+x}(Se_{1-y}Te_y)$, были приготовлены методом твердофазного ампульного синтеза с последующим отжигом. Рентгенодифракционное исследование показало, что основные рефлексы в образцах связаны с тетрагональной фазой, с которой, как полагают, связана сверхпроводимость в FeSe. При частичном замещении Se на Te наблюдалось постепенное увеличение параметров a и c тетрагональной структуры.

Для образцов $Fe_{1+x}Se$ полный сверхпроводящий переход по сопротивлению и наибольшее T_c имели образцы с $x = 0.136$ (начало перехода $T_c^{on} \approx 12$ К, середина $T_c^{0.5} \approx 7.5$ К, конец $T_c^0 \approx 3$ К). Температурная зависимость электросопротивления $\rho(T)$ $Fe_{1.136}Se$ носит металлический характер и при $T_c < T < 90$ К близка к линейной. Характер зависимости $\rho(T)$ существенно меняется при $T \approx 90$ К, что, по-видимому, связано со структурным переходом при этой T [2]. При частичном замещении Se на Te максимальное T_c наблюдается для $y = 0.5$ ($T_c^{on} \approx 15$ К), при этом $\rho(T)$ имеет пологий максимум при $T \approx 150$ К. Для $y = 0.7$ при $T_c < T < 300$ К $\rho(T)$ является полупроводниковой ($T_c^{on} \approx 14$ К).

Особый интерес представляют результаты измерения верхних критических магнитных полей $H_{c2}(T)$ изучаемых соединений. Нами обнаружено, что при увеличении содержания Te наблюдается значительный рост производной $|dH_{c2}(T)/dT|$, которая достигает весьма высоких значений 104 кОе/К для $y = 0.7$ (при этом $H_{c2}(T)$ определялось по достижению 90% сопротивления в нормальном состоянии). Оценка $H_{c2}(0)$ по модели WHN дает значение около 1 МОе. Однако, к подобным оценкам следует относиться с осторожностью, т.к. получаемые величины существенно превышают так называемый парамагнитный предел. Для выяснения причин возникновения столь высоких H_{c2} необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарят Е.П. Хлыбова за помощь в проведении экспериментов. Ряд измерений был проведен в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества».

[1] Y. Kamihara et al, J. Am. Chem. Soc. **130** (2008) 3296.

[2] Fong-Chu Hsu et al, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **105** (2008) 14262.

[3] Y. Mizuguchi et al, Appl. Phys. Lett. **93** (2008) 152505.

Особенности сверхпроводящего состояния в сверхпроводящем пниктиде $GdAsFeO_{0.88}F_{0.12}$, полученном методом барического синтеза

Е.П. Хлыбов^{1,2}, И.Е. Костылева^{1,2}, А. Залески³, Л.Ф. Куликова¹, О.Е. Омеляновский⁴, А.В. Садаков⁴

¹ *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф.Верещагина РАН*

² *Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша.*

³ *Институт структурных исследований и низких температур ПАН, г. Вроцлав, Польша*

⁴ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

В начале 2008г. появилось сообщение [1] об обнаружении сверхпроводящего перехода в железолантановом оксиарсениде, допированном фтором $LaO_{1-x}F_xFeAs$, одним из представителей большой группы так называемых железных оксипниктидов, 4-компонентных фаз на основе арсенида железа.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в этом соединении стимулировало резкий рост исследований физических свойств $\text{LnO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ($\text{Ln}=\text{La}, \text{Ce}, \text{Pr}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Tb}, \text{Dy}$), а также поиски новых аналогичных систем.

Новые сверхпроводники на основе железа являются чрезвычайно интересными объектами как для исследования их физических свойств, так и для проверки, ревизии и совершенствования существующих теоретических представлений о механизме сверхпроводимости.

На сегодняшний день синтезирован целый ряд материалов 4-компонентного состава с легкими редкоземельными элементами Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, в которых электронный тип проводимости получается за счет легирования фтором; максимально достигнутая $T_c = 55\text{K}$ для $\text{SmO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ [2].

Одной из актуальнейших в настоящее время задач исследователей является задача подбором оптимальных параметров синтеза и использованием различных видов синтеза, в частности, барического синтеза, добиться на соединениях $\text{LnAsFeO}_{1-x}\text{F}_x$ добиться более высоких значений параметров сверхпроводящего состояния: критической температуры и значений второго критического магнитного поля.

В данной работе докладывается о получении сверхпроводящего образца шихтового состава $\text{GdAsFeO}_{0.88}\text{F}_{0.12}$ методом барического синтеза. Синтез осуществлялся в течение 60 мин при давлении 5 ГПа и температуре 1350°C .

Исследование синтезированного образца включало в себя как электрофизические, так и магнитные измерения при различных температурах. Температура сверхпроводящего перехода, определялась по середине перехода на температурной зависимости электросопротивления и составила около $52,6\text{K}$.

На основе полученных резистивным методом кривых сверхпроводящего перехода в магнитном поле была построена температурная зависимость второго критического магнитного поля для синтезированного образца. Обнаружено, что значение производной второго критического поля $(\partial H_{c2}/\partial T)_{T=T_c}$ по результатам резистивных измерений составляет $\sim 3\text{ T/K}$.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-1370-а. Kamihara Y. et al. J. Am. Chem. Soc. 1303296 (2008)

2. Ren Z.A. et al. Chin. Phys. Lett. 252215 (2008)

Состояние типа спинового стекла в сложных немагнитных системах

Е.Е. Тареева, Т.И. Щелкачева

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Мы рассмотрели ряд примеров поведения сложных систем типа спинового стекла (различные мультипольные системы, реальные стекла кластеров и др.). Набор физических систем, описывающихся такого рода обобщенными моделями, оказался очень широким.

Все эти модели могут быть разделены на два класса в зависимости от наличия отражательной симметрии. Для систем с отражательной симметрией оказалось возможным построить FRSB по Паризи в самой точке нарушения устойчивости RS решения. Такое поведение хорошо известно для модели Шеррингтона-Киркпатрика. Наш результат означает, в частности, что магнитные системы произвольного спина с взаимодействием z-компонент ведут себя таким же образом.

При отсутствии отражательной симметрии ситуация может быть совершенно иной. Важным фактором при исследовании таких систем является отсутствие тривиального RS решения. В этом случае FRSB по Паризи достигается, возможно, в результате ряда последовательных переходов при понижающейся температуре. Во всяком случае, имеются примеры, когда 1RSB решение устойчиво в некоторой области вблизи точки нарушения устойчивости RS решения.

К вопросу о размере спинового полярона в двумерном допированном антиферромагнетике

А.В. Шварцберг, А.Ф. Барабанов

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН
Московский Физико-технический институт*

Рассмотрены свойства плоскости CuO_2 в сверхпроводящих купратных соединениях в нормальном состоянии. Система моделируется двумерной решёткой с локализованными спинами. Делается выход за рамки одноузельного приближения, путём учёта в гамильтониане системы взаимодействия носителей заряда с локализованными спинами на вторых ближайших соседях. Это

отвечает увеличению размера локального полярона. Такое рассмотрение, в принципе, позволяет оценить размер локального спинового полярона.

Гамильтониан системы имеет вид:

$$\hat{H}^{tot} = \hat{t} + \hat{J} + \hat{J}_2,$$

$$\hat{t} = \sum_{\mathbf{r}:l=g,d,2g;\gamma} t_l a_{\mathbf{r}+l,\gamma}^+ a_{\mathbf{r}\gamma}$$

$$\hat{J} = 2J \sum_{\mathbf{r}} \hat{S}_{\mathbf{r}} \hat{S}_{\mathbf{r}} = J \sum_{\mathbf{r},\gamma_1} a_{\mathbf{r}\gamma}^+ S_{\mathbf{r}\gamma}^\alpha \sigma_{\gamma\gamma_1}^\alpha a_{\mathbf{r}\gamma_1} = J \sum_{\mathbf{r}} a_{\mathbf{r}\gamma}^+ \tilde{S}_{\mathbf{r}} a_{\mathbf{r}\gamma},$$

$$\hat{J}_2 = 2J_2 \sum_{\mathbf{r},\mathbf{d}} \hat{S}_{\mathbf{r}} \hat{S}_{\mathbf{r}+\mathbf{d}} = J_2 \sum_{\mathbf{r},\mathbf{d}} a_{\mathbf{r}}^+ \tilde{S}_{\mathbf{r}+\mathbf{d}} a_{\mathbf{r}\gamma},$$

Для модели был применён проекционный метод нахождения функции Грина $\langle a_{\mathbf{k}\gamma} | a_{\mathbf{k}\gamma}^+ \rangle$.

В ходе его реализации традиционный базис проекционного метода дополнен операторами, отвечающими межузельному обмену:

$$b_{\mathbf{n}\gamma} = \frac{1}{J} [a_{\mathbf{n}\gamma}, \hat{J}] = \tilde{S}_{\mathbf{n}} a_{\mathbf{n}\gamma} = S_{\mathbf{n}\gamma}^\alpha \sigma_{\gamma\gamma_1}^\alpha a_{\mathbf{n}\gamma_1}$$

$$c_{\mathbf{nd}\gamma}^* = \tilde{S}_{\mathbf{n}+\mathbf{d}} a_{\mathbf{n}\gamma}, \quad \mathbf{d} = \pm \mathbf{i} \pm \mathbf{j} \quad (\text{нумерация векторов } \mathbf{d} \text{ против часовой стрелки})$$

$$c_{\mathbf{nd}_1\gamma}^* + c_{\mathbf{nd}_2\gamma}^* + c_{\mathbf{nd}_3\gamma}^* + c_{\mathbf{nd}_4\gamma}^* = \frac{1}{J_2} [a_{\mathbf{n}\gamma}, \hat{J}_2]$$

$$c_{\mathbf{nd}_1\gamma} = c_{\mathbf{nd}_1\gamma}^* + c_{\mathbf{nd}_3\gamma}^*, \quad c_{\mathbf{nd}_2\gamma} = c_{\mathbf{nd}_2\gamma}^* + c_{\mathbf{nd}_4\gamma}^*$$

Показано, что при увеличении базиса проекционного метода (фактически при увеличении размера спинового полярона) слабо меняются физические свойства системы. Это означает, что в области принятых энергетических параметров модели можно ограничиваться размером полярона малого радиуса.

Коллапс в квазилинейных волновых уравнениях в 2+1 пространстве-времени

Ю.Н. Овчинников, I.M. Sigal, P. Bizon

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

Исследуется уравнение вида

$$\ddot{u} = \Delta u - f(u) / \rho^2, \quad f(u) = \frac{1}{2} \sin(2u),$$

(1)

принадлежащее к общему классу квазилинейных волновых уравнений. Такое уравнение возникает, например, при исследовании образования сингулярности в общей теории относительности [1]. Уравнение (1) имеет решение типа кинка

$$u = 2 \operatorname{tg}^{-1}(\rho / \lambda)$$

при произвольном значении параметра λ , не зависящем от времени. Соответствующая скейлинговая нулевая мода

$$\zeta = \frac{\rho / \lambda}{1 + (\rho / \lambda)^2}$$

очевидным образом не принадлежит L^2 . В результате, обычная процедура исследования процесса коллапса, основанная на медленной зависимости величины $\lambda \ddot{\lambda}$ от времени [2], неприменима из-за возникновения расходимости в первом же порядке теории возмущений. В работе предложен метод решения, основанный на существовании двух масштабов в уравнении (1) с использованием нелинейных преобразований. В результате получено уравнение на параметр $\lambda = \lambda(t)$:

$$(\dot{\lambda})^2 + 2\lambda \ddot{\lambda} \{1 + \log[(\lambda \ddot{\lambda})^{1/2} / B]\} = 0. \quad (2)$$

Величина параметра B определяется из условия самосогласования, полученного в работе. Показано, что это условие разрешимости допускает несколько значений параметра B . Получено точное общее (двухпараметрическое) решение уравнения (2) при произвольном значении параметра. Численное моделирование уравнения (1) дает очень хорошее согласие с точным решением уравнения (2) при значении B , соответствующем его максимально возможному из полученных.

- [1] Rendal A.D. "Application of the theory of evolution equations to general relativity" Proc. GR16, ed. N.T.Bishop and S.D.Makaraj (Singapore:world Scientific)
 [2] P.Bizon, Yu.N.Ovchinnikov and I.M.Sigal, Nonlinearity 17,1179-1191 (2004)

Orbital Spin Liquid States on a Triangular Lattice

A. Antipov, A. Rubtsov

Department of Physics, Moscow State University

Systems with triangular lattices has recently become an area of significant scientific interest. An interplay between strong electronic localization and frustration leads to numerous remarkable effects such as magnetism and superconductivity in k-BEDT-TTF [1]. The key question in the physics of this system is the origin of ground state. As it was suggested by Anderson [2] the frustration effects tend to destroy the long-range order and new phases can appear.

Here we discuss and employ the Spin Polarized variant of Dynamical Field Theory to such system. We investigate the half-filled Hubbard model with a nearest neighbour hopping on a triangular lattice. The first order phase transition between metal state and insulator antiferromagnetic T-phase at temperatures $\beta > 20$ is found at $U/t=9.2\pm 0.4$. The region of phase coexistence is predicted in this area of parameters. The results are compared with exact hamiltonian diagonalization of 7-atom cluster - the smallest topological unit which yields all properties of the triangular lattice. Finally we discuss the opportunities of employing Dual Fermion approach [3] and it's spin-polarized variant to such systems.

- [1] R. H. McKenzie, Science **278**, 820 (1997).
 [2] P. W. Anderson, Materials Research Bulletin **8**, 153 (1973)
 [3] Hunpyo Lee, Gang Li, Hartmut Monien, arxiv: 0807.1683 (2008)

Kondo peak in the first perturbation order

I. Krivenko, A. Rubtsov, A. Lichtenstein

Department of Physics, Moscow State University

We have applied the recently developed dual fermion technique to the single-band Anderson impurity problem. In our approach a series expansion is constructed in irreducible vertex parts of the corresponding atomic Hamiltonian problem. There is no explicit small parameter in the theory, but the diagrams are small in two limiting cases: in the weak binding case $U/t \rightarrow 0$, due to the smallness of the irreducible vertices, and near the atomic limit $U/t \rightarrow \infty$, since lines in the diagrams are small. So it's believed that reasonable results are produced for the most interesting crossover case of strong correlations.

The atomic problem of the Anderson impurity model has a degenerate ground state, so the application of the perturbation theory is not straightforward. Additional technical tricks have been applied for this account. Finally, we achieved a very satisfactory result. Formulae for the first-order perturbative corrections are obtained analytically. They reproduce most of the Kondo-physics: a logarithmic Kondo-like peculiarity appears at Fermi level, and Friedel sum rule is fulfilled. Further generalization to multi-orbital case seems possible.

Quantitative studies of localization properties in 2D model systems with diagonal disorder

A.A. Osipov, A.N. Rubtsov

Department of Physics, Moscow State University

We study quantitatively an Anderson localization problem in 2D system with diagonal disorder and nearest-neighbor hopping. Our primary interest is to describe the regime of strong disorder, which cannot be treated with a standard diagrammatic technique for disordered systems. Direct numerical calculations are carried out for Green's function and 4th order vertex part. Results of whose simulations are compared compared with analytical calculations carried out using a renormalized diagrammatic technique constructed around the coherent-potential approach.

Влияние высокого давления на температуру антиферромагнитного перехода в USb_2

В.А. Сидоров¹, И.Ф. Чанышев², E.D. Bauer³, J.D. Thompson³

¹*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН*

²*Московский физико-технический институт*

³*Los Alamos National Laboratory, USA*

Методом модуляционной калориметрии исследовано влияние высокого давления до 5 ГПа на температуру магнитного перехода в слоистом антиферромагнетике USb_2 . Обнаружено, что температура магнитного перехода растет с ростом гидростатического давления со скоростью $dT_N/dP = 3.5$ К/ГПа, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента при высоком газовом давлении гелия до 0.3 ГПа [1] и тенденциями изменения температуры Нееля в ряду UAs_2 , USb_2 , UBi_2 . Обнаружено сильное влияние одноосного давления вдоль оси c тетрагональной структуры монокристалла на dT_N/dP . С ростом одноосного давления dT_N/dP уменьшается и даже может стать отрицательной величиной.

[1] Z. Henkie et al., Solid state Communications, **79**, 1025 (1991)