



Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,  
Федеральный исследовательский центр  
"Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук"



## Конкурс-конференция ФИЦ КНЦ СО РАН для молодых ученых, аспирантов и студентов. Секция «Физика»

23 марта 2017, Красноярск

## СБОРНИК ТЕЗИСОВ

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Красноярск 2017

# Содержание

<b>Шестаков В.А.</b> Влияние примесного рассеяния на спин-резонансный пик в двухзонной модели пниктидов железа.	3
<b>Пятнов М.В.</b> Локализованные состояния в холестерическом жидкокристалле с планарным дефектом структуры, ограниченной слоем металла.	4
<b>Ярославцев Р.Н.</b> Магнитные свойства наночастиц ферригидрита, легированных кобальтом.	5
<b>Комаров К.К.</b> Многоцентровые эффективные взаимодействия с учетом эффектов запаздывания в модели решетки Кондо.	6
<b>Назаренко И.И.</b> Исследование магнитных свойств никель-марганцевого людвигита.	7
<b>Шустин М.С.</b> Майорановские моды в конечных квантовых цепочках.	8
<b>Худайбердыев А.А.</b> Особенности квантовых осцилляций намагниченности в квазидвумерных антиферромагнитных полуметаллах.	9

# Влияние примесного рассеяния на спин-резонансный пик в двухзонной модели пниктидов железа

*В.А. Шестаков<sup>1</sup>, М.М. Коршунов<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет, <sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского*

Выяснение механизма сверхпроводимости в соединениях железа является фундаментальной задачей. Помочь решить эту задачу может определение параметра порядка, поскольку различные механизмы сверхпроводимости приводят к различным симметриям параметра порядка. Так, экспериментальное наблюдение спин-резонансного пика в мнимой части спиновой восприимчивости  $\chi$  [1,2], предсказанного в работах [3,4], для сверхпроводящего состояния с  $s_{\pm}$  симметрией параметра порядка и отсутствующего для  $s_{++}$  и  $d$ -типов параметра порядка, свидетельствует в пользу  $s_{\pm}$  симметрии щели в пниктидах железа.

Нами рассмотрен спиновый отклик в сверхпроводящем состоянии в пниктидах железа при наличии немагнитного беспорядка. Ранее нами были проведены расчёты в четырёхзонной модели со статической собственно-энергетической частью  $\Sigma$ , возникающей из-за рассеяния на примесях [5]. Для учёта частотной зависимости  $\Sigma$  здесь рассмотрена двухзонная модель, в которой  $\Sigma$  в приближении  $T$ -матрицы вычисляется самосогласованно [6]. В данном приближении параметром, задающим величину беспорядка в системе, является эффективное сечение рассеяния  $\Gamma_a$ .

В случае  $s_{\pm}$  сверхпроводника с отрицательной усреднённой по зонам константой связи  $\langle \lambda \rangle$ , когда с увеличением  $\Gamma_a$  сверхпроводящее состояние полностью подавляется немагнитными примесями [6], спин-резонансный пик размывается и, в конечном итоге, форма  $\chi$  стремится к форме, характерной для нормального металла. В случае  $s_{\pm}$  сверхпроводника с  $\langle \lambda \rangle > 0$ , когда параметр порядка меняет симметрию [6], до наступления перехода  $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ , спин-резонансный пик размывается, а в области перехода происходит скачкообразное изменение  $\chi$  к форме, характерной для  $s_{++}$  сверхпроводника.

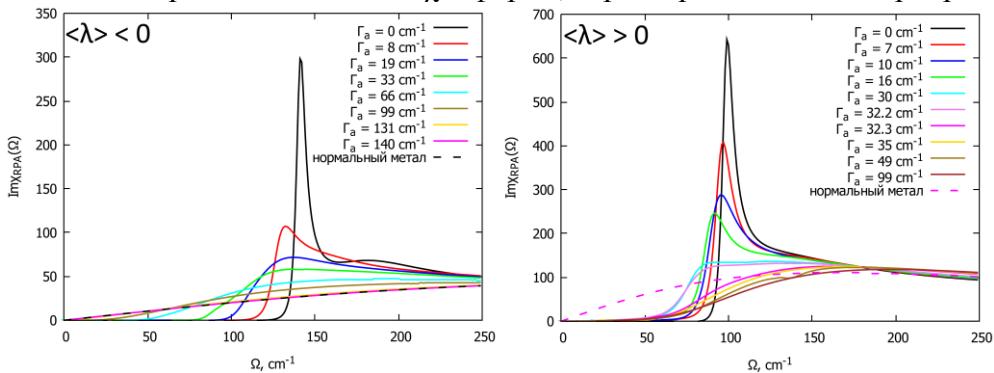


Рис. 1. Спин-резонансный пик в  $s_{\pm}$  сверхпроводнике при наличии немагнитных примесей.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 16-02-00098 и Государственной поддержке ведущих научных школ НШ-7559.2016.2.

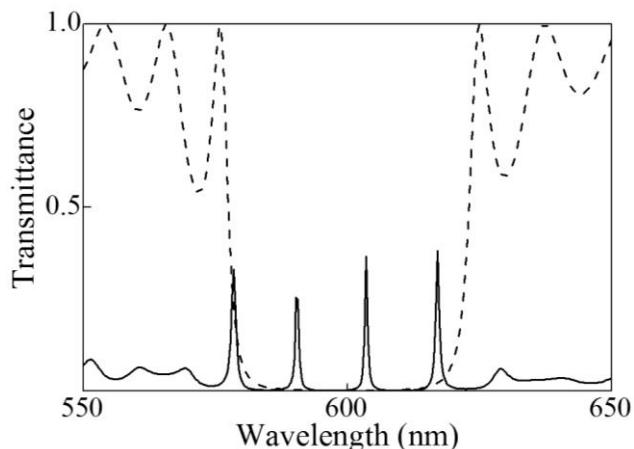
## Литература:

- [1] D. S. Inosov et al, *Nature Physics* 6, 178 (2010)
- [2] A. D. Christianson et al, *Nature* 456, 930 (2008)
- [3] M. M. Korshunov, I. Eremin, *Phys. Rev. B* 78(14), 509 (2008)
- [4] T. A. Maier, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* 78(2), 514 (2008)
- [5] Yu. N. Togushova, V. A. Shestakov, M. M. Korshunov, *J. Low Temp. Phys.* 185, 481 (2016)
- [6] М. М. Коршунов, Ю. Н. Тогушова, О. В. Долгов, *УФН* 186, 1315 (2016)

# Локализованные состояния в холестерическом жидкокристалле с планарным дефектом структуры, ограниченной слоем металла

*М.В.Пятнов, науч. рук. д.ф.-м.н., проф. С.Я. Ветров  
Сибирский федеральный университет*

В последние годы активно исследуются оптические Таммовские состояния (OTC) в фотонных кристаллах. OTC могут быть возбуждены между двумя фотонными кристаллами или на границе фотонного кристалла со средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Экспериментально OTC могут наблюдаться в виде узкого пика в спектре пропускания. Недавно было продемонстрировано существование оптических локализованных состояний аналогичных OTC, в структурах, содержащих холестерический жидкий кристалл (ХЖК) [1-3]. Изменение поляризации волны, отраженной от металла и поляризационные свойства ХЖК вынуждают использовать зеркало, сохраняющее поляризацию [1] или фазоизменяющий элемент, например, четвертьволновую пластинку [2] или ХЖК с противоположной закруткой спирали [3]. В данной работе мы предлагаем с той же целью создать планарный дефектный слой в ХЖК структуре. Анизотропный дефект модифицирует поляризацию света при прохождении через него. В спектре пропускания возникают несколько пиков, соответствующих волноводным поверхностным модам (рис. 1). Каждый пик соответствует локализованному состоянию. Свет локализуется вблизи металлической пленки с максимальным значением электрического поля вблизи границы раздела ХЖК-металл.



*Рис. 1. Спектр пропускания в зависимости от длины волны при падении света нормально на ХЖК (штриховая линия) и рассматриваемую структуру (сплошная линия).*

Список литературы:

- [1] I. V. Timofeev, and S. Ya. Vetrov, *JETP. Lett.* **104**, 380-383, (2016).
- [2] S. Ya. Vetrov, M. V. Pyatnov, and I. V. Timofeev, *Journal of Optics* **18**, 015103, (2016).
- [3] M. V. Pyatnov, S. Ya. Vetrov, and I. V. Timofeev, *Liq. Cryst.*, 1-5 (2016).

## Магнитные свойства наночастиц ферригидрита, легированных кобальтом

Столяр С.В.<sup>1,2</sup>, Ярославцев Р.Н.<sup>1,2</sup>, Исхаков Р.С.<sup>1</sup>, Балаев Д.А.<sup>1,2</sup>, Красиков А.А.<sup>1</sup>, Воротынов А.М.<sup>1</sup>, Волочаев М.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет

В наночастицах, характеризующихся антиферромагнитным порядком, вследствие наличия дефектов и большой площади поверхности частиц, формируется нескомпенсированный магнитный момент. Одним из основных критериев пригодности наночастиц для использования в магнитной гипертермии является температура, при которой исчезает магнитный порядок. Данная величина для этого случая должна составлять 318К. В связи с этим безусловный интерес вызывают антиферромагнитные наночастицы гидроксидов Fe. Так, температура фазового перехода у акагенита  $\text{FeOOH}$  составляет 295К [1]. При 350К исчезает магнитный порядок у ферригидрита  $5\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$  [2]. Изменить температуру магнитного упорядочения можно в результате легирования. В данной работе были изучены статические и динамические магнитные свойства наночастиц ферригидрита легированных Co (18 ат.%). Синтетические наночастицы ферригидрита получали химическим способом [3]. При комнатной температуре и постоянном перемешивании, добавляли 1 М раствор щелочи  $\text{NaOH}$ , к 0,2 М раствору нитрата железа  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$  до нейтрального значения рН. Выпавший осадок собирали на фильтре. Полученный осадок промывался и высушивался при комнатной температуре. Согласно результатам просвечивающей электронной микроскопии размер частиц составил  $\sim 3\text{-}5\text{ nm}$ . Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре. Спектры магнитного резонанса были получены на спектрометре Bruker ELEXSYS 560 ( $\sim 9.4\text{ GHz}$ ) в области температур 100÷300 К.

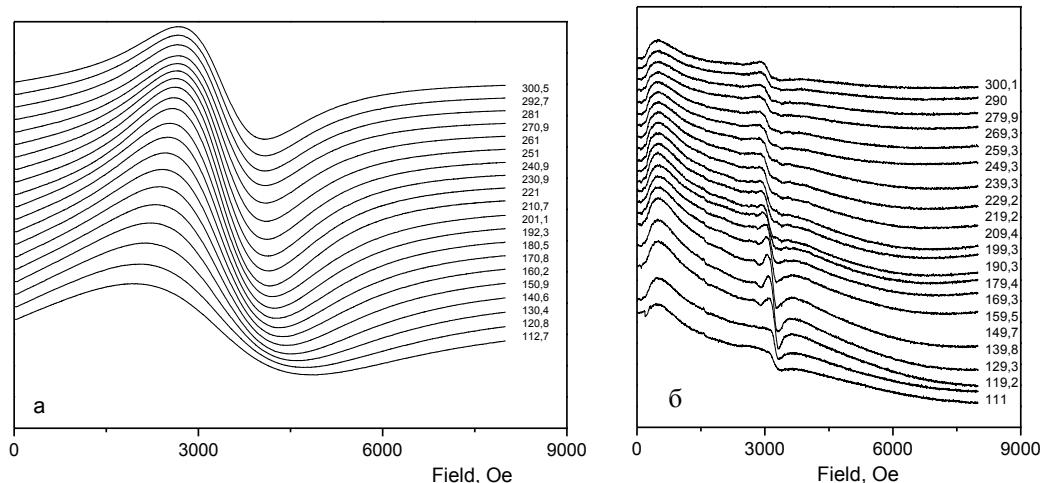


Рисунок 1 – Спектры ферромагнитного резонанса, записанные в диапазоне температур 100-300 К, наночастиц ферригидрита (а) и наночастиц легированных кобальтом (б).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 16-03-00969. Поддержано Специальной программой Министерства образования и науки Российской Федерации для Сибирского федерального университета.

[1] Kirschvink J. L. Bioelectromagnetics 10, 239 (1989).

[2] M.S. Seehra, V.S. Babu and A. Manivannan Physical Review B 61, 3513 (2000).

[3] Michel F.M., Ehm L., Antao S.M., Lee P.L., Chupas P.J., Liu G., Strongin D.R., Schoonen M.A.A., Phillips B.L., Parise J.B. Science. 2007. Vol. 316, № 5832. P. 1726–1729.

# Многоцентровые эффективные взаимодействия с учетом эффектов запаздывания в модели решетки Кондо

К.К. Комаров, Д.М. Дзебисашвили

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Для описания корреляционных (многоэлектронных) эффектов в металлах (и их соединений) с незаполненными d- и f-оболочками широко используется регулярная модель Кондо или s-d(f) обменная модель. Корреляционные эффекты, обусловленные s-d(f) обменной связью между спиновыми моментами коллективизированных s- и локализованных d(f)-электронов, возникающее во втором порядке по константе J (РККИ взаимодействие<sup>1-3</sup>), могут приводить к появлению дальнего магнитного порядка.

В данной работе показано, что описание спиновой подсистемы в модели Кондо решетки можно осуществить в рамках эффективного чисто спинового гамильтониана. С этой целью разрабатывается общая методика получения многоцентровых спин-спиновых взаимодействий в произвольном порядке по константе J. Задача решается путем интегрирования фермиевских степеней свободы при использовании диаграммной техники для мацубаровских функций Грина<sup>4,5</sup>. В результате спиновая функция Грина представляется в виде:

$$-\left\langle T_\tau \vec{S}(x) \vec{S}(x') \mathcal{S}(\beta) \right\rangle_0, \quad x = \{f, \tau\},$$

где  $\beta = 1/T$ ,  $\tau$  – мацубаровское время. При этом температурная матрица рассеяния принимает вид:

$$\mathcal{S}(\beta) = T_\tau \exp\{-\Xi\}, \quad \Xi = \sum_{n=1}^{\infty} \Xi_n,$$
$$\Xi = \Xi_2 + \Xi_3 + \Xi_4 + \Xi_5 + \Xi_6 + \dots$$

где  $\Xi$  – эффективное действие, описывающее многоцентровые обменные взаимодействия в подсистеме локализованных спиновых моментов в произвольном n-ом порядке по константе связи J.

Существенным преимуществом предлагаемого подхода является возможность выйти за рамки статического приближения и учсть эффекты запаздывания обменного взаимодействия. Стоит отметить, что эффективное действие второго порядка  $\Xi_2$  в статическом приближении воспроизводит результат РККИ. В работе анализируются так же вклады 3-его и 4-ого порядков. Представлены численные расчеты температурной зависимости намагниченности локализованных спинов для РККИ-взаимодействия с учетом эффектов запаздывания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 16-42-240435 и № 16-42-243057) и гранта Президента Российской Федерации (№ МК-1398.2017.2).

Литература:

- [1] M.A. Ruderman, C. Kittel. Phys. Rev. 96, 99 (1954).
- [2] K. Yosida. Phys. Rev. 106, 893 (1957).
- [3] T. Kasuya. Prog. Theor. Phys. 16, 45 (1956).
- [4] T. Matsubara. Prog. Theor. Phys. 14, 351 (1955).
- [5] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. – М.: Физматгиз (1962).

# Исследование магнитных свойств никель-марганцевого людвигита

И.И. Назаренко, С.Н. Софронова

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

В ИФ СО РАН были получены кристаллы никель-марганцевого людвигита (рис. 1) нового состава. Его структура была установлена методом рентгеновской дифракции. Состав исследуемого соединения был уточнён, с помощью исследования рентгеновских спектров поглощения на К-крае ионов марганца и никеля. Были измерены температурные зависимости намагниченности в полях 1, 5 и 10 кЭ в диапазоне температур 3÷300 К. Определена температура Вейса  $\theta=157$  К, которая говорит о сильных АФМ взаимодействиях в кристалле.

Обменные взаимодействия для него ( $\text{Ni}_{2.14}\text{Mn}_{0.86}\text{BO}_5$ ) были проанализированы в рамках модели косвенных обменов Андерсена-Завадского [1, 2], чтобы понять возможные причины увеличения температуры магнитного упорядочения, а также провести сравнение с  $\text{Ni}_2\text{MnBO}_5$ , полученным ранее [3], учитывая в исследуемом соединении, что в позиции 4 находится  $0,14 \text{ Ni}^{2+}$ ,  $0,14 \text{ Mn}^{4+}$  и  $0,72 \text{ Mn}^{3+}$ .

При сравнении соединения с  $\text{Ni}_2\text{MnBO}_5$  видно, что в подсистеме 3-1-3 изменений не происходит, поскольку эта система сформирована ионами  $\text{Ni}^{2+}$ , как в одном, так и в другом соединении. Все изменения происходят в подсистеме 4-2-4. Как видно из результатов расчёта, в среднем, взаимодействие 4-4 усиливается тогда, как 4-3 и 4-1 ослабевают.

Ионы трёх- и четырёхвалентного марганца так же, как и двухвалентный никель, занимают позицию 4, позиция 2 занята преимущественно ионами никеля. Было смоделировано разупорядоченное расположение ионов в трёхногих лестницах и рассмотрены обменные взаимодействия в этой подсистеме.

Из результатов расчёта следует, что ионы никеля в позиции 4 имеют более сильные обменные взаимодействия с соседями, два из которых противоположные по знаку обменам с ионами марганца. Вероятно, сильное АФМ взаимодействие  $\text{Ni-Ni}$  ( $165^\circ$ ) и  $\text{Ni-Mn}^{4+}$  ( $90^\circ$ ) стабилизирует АФМ ориентацию моментов ионов в позиции 4 и 2.

Однако, остаётся вопрос об ориентации магнитных моментов вдоль оси  $c$ , позиция 2 навязывает ФМ упорядочение, позиция 4 АФМ. То есть и в одном, и в другом случае возникают фрустрирующие взаимодействия. Возможно, что сильные АФМ взаимодействия  $\text{Ni-Ni}$  ( $165^\circ$ ) так же способствуют стабилизации магнитной структуры с удвоенной вдоль оси  $c$  ячейкой.

## Литература:

- [1] P. W. Anderson, "New Approach to the Theory of Superexchange Interactions," *Physical Review*, vol. 115, no. 1, p. 2, 1 July 1959.
- [2] G. A. Sawatzky, W. Geertsma and C. Haas, "Magnetic interactions and covalency effects in mainly ionic compounds," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 3, no. 1-2, pp. 37-45, March 1976.
- [3] E. Moshkina, S. Sofronova, A. Veligzhanin, M. Molokeev, I. Nazarenko, E. Eremin and L. Bezmaternykh, "Magnetism and structure of  $\text{Ni}_2\text{MnBO}_5$  ludwigite," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 402, pp. 69-75, 15 March 2016.

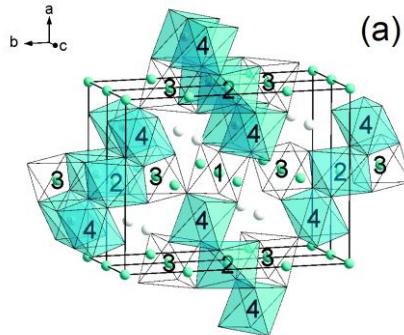


Рис. 1. Кристаллическая структура людвигита

## Майорановские моды в конечных квантовых цепочках

*В.В. Вальков, А.О. Злотников, В.А. Мицкан, А.Д. Федосеев, М.С. Шустин,  
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН*

В физике высоких энергий майорановский фермион представляет собой частицу, которая совпадает со своей античастицей. Поиск таких фермионов в физике высоких энергий до настоящего времени к успеху не привел. В последние годы интерес к майорановской проблематике значительно возрос в связи с тем, что были сделаны предсказания о возможности наблюдения в конденсированных средах квазичастичных возбуждений по своим свойствам совпадающих с майорановскими фермионами. Такие майорановские моды характеризуются стабильностью по отношению к внешним возмущениям (так называемая топологическая защищенность), что обуславливает дополнительный интерес к майорановским связанным состояниям (МСС), как к перспективным объектам для реализации топологических квантовых вычислений. Это ведет к тому, что кубит, сформированный парой МСС, устойчив к действию процессов, нарушающих фазу квантового состояния системы. Управление же состоянием такого кубита может осуществляться за счет смены мест МСС или обхода одного МСС вокруг другого, т.к. майорановские фермионы подчиняются неабелевой статистике [1].

Перспективными системами для поиска майорановских фермионов являются топологические сверхпроводники, а также сверхтекущие квантовые жидкости [2]. В последние годы, в качестве перспективных систем, в которых могут реализовываться МСС, особое внимание привлекают квазидимерные системы: полупроводниковые проволоки с наведенной сверхпроводимостью [1] и цепочки магнитных атомов [3].

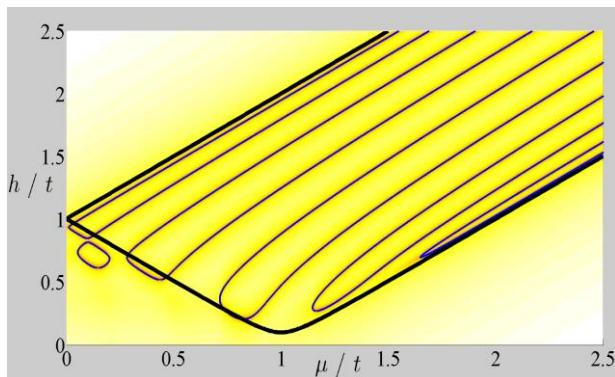


Рисунок.1. Тонкие линии – области параметров, в которых возможна реализация майорановских нулевых мод для полупроводниковой нанопроволоки с наведенной сверхпроводимостью, толстые линии – границы топологических фаз.

В работе исследуются условия реализации майорановских мод в квазидимерных наноматериалах при учете кулоновских корреляций. Показано, что в конечных цепочках имеются линии на диаграмме параметров, для которых реализуются состояния с нулевой энергией возбуждений, приводя к реализации майорановских мод.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 16-02-00073 А, 16-42-243056 р\_мол\_а, 16-42-243057 р\_мол\_а, 16-42-243069 р\_мол\_а)

Литература:

- [1] R.M. Lutchyn, J.D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. 105, 077001 (2010).
- [2] M.A. Silaev, G.E. Volovik, JETP 146, 1192 (2014).
- [3] S. Nadj-Perge, I.K. Drozdov, B.A. Bernevig, and A. Yazdani, Phys. Rev. B 88, 020407 (2013).

## **Особенности квантовых осцилляций намагниченности в квазидвумерных антиферромагнитных полуметаллах**

**Д.М. Дзебисашвили, А.А. Худайбердыев, ФИЦ КНЦ СО РАН**

В данной работе найден спектр электронов и дырок квазидвумерного антиферромагнитного (АФМ) полуметалла в условиях скоса внешним, произвольно направленным магнитным полем векторов равновесного намагничивания подрешеток. Полученный результат может быть применен для описания спектральных свойств сверхпроводников на основе железа [1, 2].

Также теоретически рассмотрены особенности квантовых осцилляций намагниченности в квазидвумерных (2D) АФМ широкозонных полуметаллах с низкой концентрацией носителей тока. Показано, что в отмеченных системах энергия Ферми, определяемая из анализа частоты эффекта де Гааза-ван Альфена по стандартной методике, может существенно отличаться от истинного значения.

В данной работе использовались следующие соотношения между параметрами модели соответствующие железосодержащим сверхпроводникам:

$$W \gg J_\lambda \sim \mu_\lambda \gg K_0 \sim T_N \sim \mu_B H \gg T \quad (1)$$

где  $W$  – ширина зоны,  $J_\lambda$  – параметр хундовского взаимодействия,  $\mu_\lambda$  – химический потенциал электронов ( $\lambda = e$ ) и дырок ( $\lambda = p$ ).  $K_0 = z K_1$ , где  $K_1$  – обменный интеграл между ближайшими спиновыми моментами, а  $z$  – число ближайших соседей, для квадратной решетки равное четырем.

Главным результатом проведенных исследований является предложенная методика корректного определения энергии Ферми двумерного широкозонного АФМ полуметалла с низкой концентрацией носителей тока в скосенной АФМ фазе. Методика заключается в фурье-анализе частоты осцилляций намагниченности  $\tilde{M}$  как функции  $1/\cos(\gamma)$ , где  $\gamma$  – угол наклона магнитного поля к плоскости 2D-полуметалла. В обычных экспериментах по эффекту дГвА измеряется частота осцилляций  $\tilde{M}$  как функции обратного магнитного поля  $1/H$ . Для 2D АФМ-полуметаллов такой подход приемлем только при случае когда параллельная составляющая поля  $H_\square = 0$  или  $H > H_C$ . В скосенной фазе, как показано в работах [3, 4], анализ частоты осцилляций функции  $\tilde{M}(1/H)$  может привести к неверным значениями энергии Ферми. В тоже время изучение намагниченности  $\tilde{M}(1/H)$  как функции  $1/\cos(\gamma)$  позволяет получать значения энергии Ферми, практически не отличающиеся от истинных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-42-043372), а также фонда Династия.

Литература:

- [1] М.В. Садовский, УФН 178, 1243 (2008).
- [2] Ю.А. Изюмов, Э.З. Курамаев, УФН 178, 1307 (2008).
- [3] W-G. Yin, C-C Lee, W. Ku, PRL, 105, 107004(2010).
- [4] W. Lv, F. Kruger, P. Phillips, PRB, 82, 045125 (2010).