

УДК 538.945; 539.27

М. М. Коршунов¹, Ю. Н. Тогушова²

¹ Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН
Академгородок, Красноярск, 660036, Россия

² Сибирский федеральный университет
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

mkor@iph.krasn.ru, ytogushova@sfu-kras.ru

ВЗАИМОСВЯЗЬ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МНОГООРБИТАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ*

Рассмотрено влияние нетривиального сверхпроводящего параметра порядка на магнитную восприимчивость в многоорбитальной модели соединений железа. Показано, как формируется спин-резонансный пик, обсуждается его связь с экспериментальными данными по неупругому рассеянию нейтронов.

Ключевые слова: сверхпроводники на основе железа, спин-резонансный пик, спиновая восприимчивость.

Введение

В 2008 г. был открыт новый класс сверхпроводников – соединения железа [1]. В настоящее время рекорд по величине критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c среди монокристаллов принадлежит $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ с $T_c = 57,5$ К [2]. В сверхпроводящих соединениях железа можно выделить два класса – пниктиды и халькогениды. Базовым элементом везде является квадратная решетка железа, в большинстве слабодопированных соединений подверженная орторомбическим искажениям при температурах, сравнимых с температурой перехода в антиферромагнитную (АФМ) фазу T_{SDW} . В первом классе железо находится в тетраэдрическом окружении мышьяка или фосфора, во втором – селена, теллура или серы. Пниктиды бывают однослойные типа 1111 (LaFeAsO , LaFePO , $\text{Sr}_2\text{VO}_3\text{FeAs}$

и т. д.) и 111 (LiFeAs , LiFeP и др.), а также типа 122, содержащие два слоя FeAs на элементарную ячейку (BaFe_2As_2 , KFe_2As_2 и т. п.). К халькогенидам относятся соединения типа 11 ($\text{Fe}_{1-\delta}\text{Se}$, $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$, пленки FeSe) и 122 (KFe_2Se_2). В настоящее время существует множество обзоров, в которых подробно обсуждаются структура и физические свойства соединений железа, например [3–8].

Характерная особенность соединений железа по сравнению с купратами, например, состоит в качественном, а иногда даже и количественном, согласии измеряемой в ARPES (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy – фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением) и с помощью квантовых осцилляций Ферми-поверхности с вычисленной первопринципными методами. Это, а также малая величина магнитного момента на железе (из нейтронных исследований $\sim 0,3\mu_B$) в пниктидах и отсутствие

* Материал данной работы был доложен на семинаре ОКНО-2014. Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки РФ ГФ-2 (СФУ), РФФИ (грант 13-02-01395), программы Президиума РАН № 20.7, при государственной поддержке ведущих научных школ НШ-2886.2014.2, фонда «Династия» и МЦФФМ.

изоляторного состояния в недопированном случае позволяют говорить о малой или средней величине электронных корреляций. Поэтому естественной начальной точкой описания скорее является модель делокализованных электронов, а не Мотт – Хаббардовский предел и модели типа $t - J_1 - J_2$.

Симметрия и структура параметра порядка в сверхпроводниках на основе железа является наиболее фундаментальным, хотя и не решенным вопросом в быстро развивающейся области необычной многозонной сверхпроводимости. Сложная Ферми-поверхность соединений железа является результатом гибридизации всех пяти d -орбиталей железа, а взаимодействие фермионов на низких энергиях – это сложная смесь вкладов от внутри- и межорбитальных взаимодействий. В такой ситуации электронный механизм сверхпроводимости может привести к s -типу и не- s -типу спаривания, и для каждой симметрии структура щели может быть обычной или расширенной, со сдвигом фазы на π между различными Ферми-поверхностями (так называемое s_{\pm} -состояние) [3].

На раннем этапе после открытия сверхпроводимости пниктидов были проведены оценки возможности спаривания за счет электрон-фононного взаимодействия. Константа связи оказалась даже меньше, чем у алюминия [9], хотя T_c в соединениях железа значительно выше. Это привело к выводам о том, что вряд ли следующее из электрон-фононного взаимодействия спаривание является доминирующим, хотя, возможно, требуется более тщательный анализ, учитывающий специфические особенности зонной структуры [10]. Такая ситуация сразу привела к поискам альтернативных теорий сверхпроводящего спаривания. Используемые в теориях взаимодействия варьируются от спиновых и орбитальных флуктуаций до сильно коррелированных Мотт – Хаббардовских и хундовских обменных констант. Спин-флуктуационная теория сверхпроводящего спаривания является наиболее перспективной по ряду причин: 1) она основана на модели делокализованных электронов, что является хорошей отправной точкой для описания соединений железа; 2) сверхпроводящая фаза возникает сразу после или сосуществует с антиферромагнитной, притом спин-решеточная релаксация $1/T_1T$ посте-

пенно меняет характер поведения от Кюри-Вейсовского к Пауликовскому при увеличении допирования и снижении T_c [11], что говорит об уменьшении роли спиновых флуктуаций; 3) для описания разнообразия наблюдаемых свойств пниктидов и халькогенидов не требуется вводить дополнительные параметры в теорию, а нужно учитывать особенности зонной структуры и взаимодействий в различных классах соединений железа [3].

Что касается экспериментального подтверждения результатов спин-флуктуационной теории сверхпроводимости то, наверное, наиболее ярким является наблюдение спин-резонансного пика в неупругом рассеянии нейтронов. Далее мы изложим теоретические предпосылки возникновения этого пика, основанные на вычислении спиновой восприимчивости в многоорбитальной системе, а затем обсудим экспериментальную ситуацию.

Реалистичная зонная модель

Основной кристаллографический элемент соединений железа – это плоскость FeAs (где вместо As могут быть P, Se или Te) с квадратной $a \times a$ плоскостью ионов Fe и двумя квадратными $\tilde{a} \times \tilde{a}$ плоскостями As выше и ниже ее ($\tilde{a} = a\sqrt{2}$). Минимальная элементарная ячейка всей плоскости FeAs есть, следовательно, $\tilde{a} \times \tilde{a}$ и включает две формульные единицы. В некоторых, но не во всех, случаях низкоэнергетическая часть электронной структуры может быть «развернута» в два раза большую зону Бриллюэна, соответствующую элементарной ячейке $a \times a$, так что реальная зонная структура может быть получена с помощью «свертки» двумерной зоны Бриллюэна. При этом точки $X = (\pi/a, 0)$ и $Y = (0, \pi/a)$ из «развернутой» зоны переходят в одну точку $\tilde{M} = (\pi/\tilde{a}, \pi/\tilde{a})$ в малой зоне Бриллюэна

На основе зонной структуры из первопринципных расчетов в рамках теории функционала плотности (Density Functional Theory, DFT) можно сформулировать упрощенные модели, которые затем можно изучать сложными теоретическими методами, как, например, формализм функций Грина. Наиболее реалистичная модель включает все пять t_{2g} -орбиталей железа [12; 13]. Так,

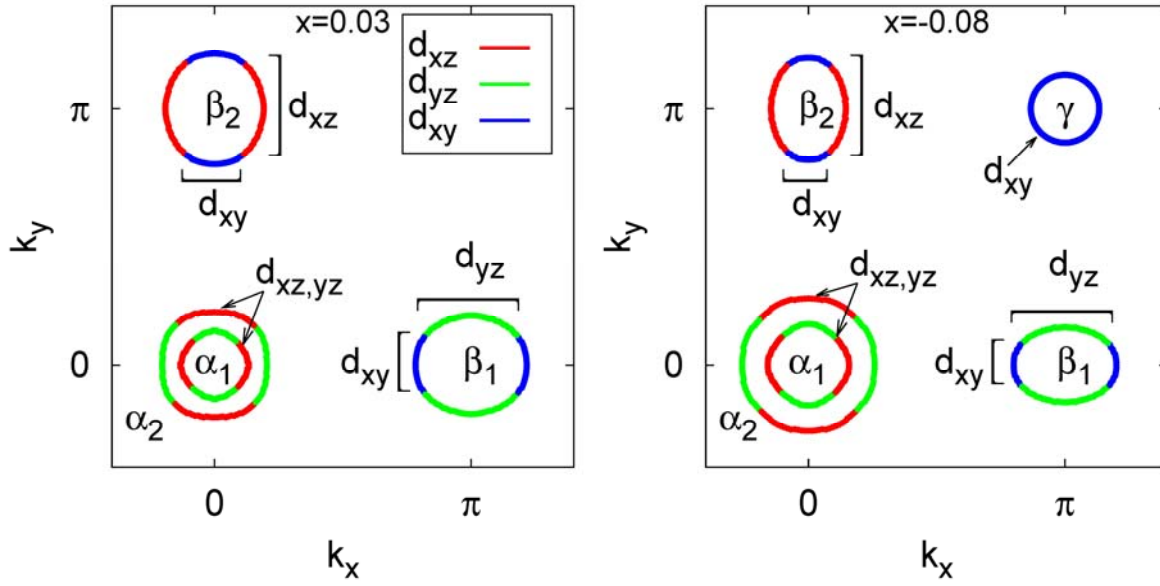


Рис. 1. Ферми-поверхность при электронном допировании ($x = 0,03$, слева) и дырочном допировании ($x = -0,08$, справа), вычисленная в 5-орбитальной модели [13]. Орбитали, дающие максимальные вклады в Ферми-поверхность, выделены цветом

например, в пятиорбитальной модели из работы [13], довольно хорошо воспроизводящей результаты DFT-расчетов, Ферми-поверхность состоит из четырех карманов, двух дырочных в районе точки $(0,0)$ и двух электронных в районе точек $(\pi,0)$ и $(0,\pi)$ (рис. 1). Такая геометрия в \mathbf{k} -пространстве приводит к возможности возникновения волны спиновой плотности (Spin-Density Wave, SDW) из-за нестинга между дырочной и электронной Ферми-поверхностями на волновом векторе $\mathbf{Q} = (\pi,0)$ или $(0,\pi)$ [7]. Гамильтониан модели есть:

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \sum_{l'l''} (t_{l'l''}(\mathbf{k}) + \varepsilon_l \delta_{l'l''}) d_{l\mathbf{k}\sigma}^\dagger d_{l'\mathbf{k}\sigma}, \quad (1)$$

где $d_{l\mathbf{k}\sigma}^\dagger$ – оператор рождения частицы с импульсом \mathbf{k} и спином σ на орбитали l ; $t_{l'l''}(\mathbf{k})$ – перескоки, а ε_l – одноэлектронные энергии. Орбитальный индекс $l \in (1,2,\dots,5)$ нумерует все пять орбиталей железа (d_{xz} , d_{yz} , d_{xy} , $d_{x^2-y^2}$, $d_{3z^2-r^2}$).

Недопированный материал имеет полностью заполненные орбитали d^6 , что в рассматриваемой модели соответствует числу электронов $n = 6$. Полное число заполнения электронов $n = n_0 \pm x$. Отметим, что при дырочном допировании с $n = 5,95$, также показанном на рис. 1, возникает дополни-

тельная Ферми-поверхность γ вокруг точки (π,π) . При увеличении допирования x дальний SDW порядок исчезает. То, что максимальные вклады в зоны на Ферми-поверхности дают $d_{xz,yz}$ - и d_{xy} -орбитали, подтверждается спектрами ARPES [14; 15]. При этом наличие нескольких карманов и многоорбитальный характер зон существенно влияет на картину сверхпроводящего спаривания.

Спиновая восприимчивость в многоорбитальных моделях

В многоорбитальном случае динамическая спиновая восприимчивость является тензором по орбитальным индексам l, l' , m и m' :

$$\begin{aligned} \chi_{ss'}^{ll',mm'}(\mathbf{q}, i\Omega) &= \\ &= -\int_0^\beta d\tau e^{i\Omega\tau} \langle T_\tau S_{ll'}^s(\mathbf{q}, \tau) S_{m'm}^{s'}(-\mathbf{q}, 0) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь Ω – мацубаровская частота; $S_{ll'}^s(\mathbf{q}, \tau)$ – s -я компонента вектора спинового оператора с мацубаровским временем τ ;

$$\mathbf{S}_{ll'}(\mathbf{q}, \tau) = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}, \alpha, \alpha'} a_{\mathbf{p}l\alpha}^\dagger(\tau) \hat{\sigma}_{\alpha\alpha'} a_{\mathbf{p}+\mathbf{q}l'\alpha'}(\tau),$$

где $\hat{\sigma}$ – вектор, составленный из матриц Паули $\hat{\sigma}$, $a_{\mathbf{p}l\alpha}^\dagger$ – оператор рождения электрона на орбитали l с импульсом \mathbf{p} и спи-

ном α . Для получения нулевого по взаимодействию приближения расцепляем (1) по теореме Вика, вводим нормальные и аномальные функции Грина

$$G_{ml\sigma\sigma'}(k, \tau) = -\langle T_{\tau} a_{km\sigma}(\tau) a_{kl\sigma'}^{\dagger}(0) \rangle,$$

$$F_{ml\sigma\sigma'}^{\dagger}(k, \tau) = \langle T_{\tau} a_{km\sigma}^{\dagger}(\tau) a_{-kl\sigma'}(0) \rangle$$

и

$$F_{ml\sigma\sigma'}(k, \tau) = \langle T_{\tau} a_{km\sigma}(\tau) a_{-kl\sigma'}(0) \rangle,$$

переходим к мацубаровским частотам ω_n и получаем для $+-$ компоненты восприимчивости в отсутствие спин-орбитального взаимодействия

$$\chi_{0,+}^{ll',mm'}(\mathbf{q}, i\Omega) =$$

$$= -T \sum_{\omega_n, \mathbf{p}} \left[G_{ml\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}, i\omega_n) G_{l'm'\downarrow\downarrow}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, i\Omega + i\omega_n) - \right.$$

$$\left. - F_{lm'\uparrow\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{p}, -i\omega_n) F_{l'm\downarrow\uparrow}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, i\Omega + i\omega_n) \right]. \quad (2)$$

Физическая (наблюдаемая) восприимчивость получается при совпадающих орбитальных индексах двух функций Грина, входящих в вершину, т. е. при $l' = l$ и

$$m' = m : \chi_{+-}(\mathbf{q}, i\Omega) = \frac{1}{2} \sum_{l,m} \chi_{+-}^{ll,mm}(\mathbf{q}, i\Omega).$$

В качестве взаимодействия мы возьмем двухчастичный гамильтониан с одноузельным взаимодействием общего вида [12; 13]:

$$H = H_0 + U \sum_{f,m} n_{fm\uparrow} n_{fm\downarrow} +$$

$$+ U' \sum_{f,m < l} n_{fl} n_{fm} + J \sum_{f,m < l, \sigma, \sigma'} \sum_{\sigma'} d_{fl\sigma}^{\dagger} d_{fm\sigma}^{\dagger} d_{fl\sigma} d_{fm\sigma} +$$

$$+ J' \sum_{f,m \neq l} d_{fl\uparrow}^{\dagger} d_{fl\downarrow}^{\dagger} d_{fm\downarrow} d_{fm\uparrow}, \quad (3)$$

где $n_{fm} = n_{fm\uparrow} + n_{fm\downarrow}$, $n_{fm\sigma} = d_{fm\sigma}^{\dagger} d_{fm\sigma}$ – оператор числа частиц на узле f ; U и U' – внутри- и межорбитальное Хаббардовское отталкивание; J – хундовский обмен; J' – парный перескок. Обычно параметры подчиняются спин-вращательной инвариантности (Spin-Rotational Invariance, SRI), что приводит к уменьшению свободных параметров теории вследствие соотношений $U' = U - 2J$ и $J' = J$.

На основании взаимодействия в гамильтониане (3) можно построить приближение RPA для спиновой восприимчивости $\chi_{+-}(\mathbf{q}, i\Omega)$ [13]. Чтобы получить решение, нужно перейти от тензоров к матрицам с индексами $i = l + l'n_o$ и $j = m + m'n_o$, где n_o – число орбиталей. Тогда в матричном

виде спиновая восприимчивость в RPA-приближении есть

$$\hat{\chi}_{+-} = \left(\hat{1} - \hat{\chi}_{0,+} \hat{U}^{+-} \right)^{-1} \hat{\chi}_{0,+}, \quad (4)$$

где \hat{U}^{+-} – матрица взаимодействий в $+-$ канале. Отметим, что необходимость строить теорию в орбитальном представлении вызвана тем, что именно в нем взаимодействие Хаббардовского типа, содержащееся в (3), остается локальным.

Спин-резонансный пик в неупругом рассеянии нейтронов

Так как $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ описывает возбуждения частица-дырка, а в сверхпроводящем состоянии все возбуждения примерно до $2\Delta_0$ (при $T = 0$) отсутствуют, то только выше этого значения $\text{Im}\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ становится ненулевой. Из аномальных функций Грина в выражении (2) возникают члены, пропорциональные

$$\left[1 - \frac{\Delta_{\mathbf{k}} \Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{E_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}} \right].$$

Эти множители называются аномальными факторами когерентности. На уровне Ферми $E_{\mathbf{k}} \equiv \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{\mathbf{k}}^2} = |\Delta_{\mathbf{k}}|$. Если у $\Delta_{\mathbf{k}}$ и $\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$ одинаковый знак, то факторы когерентности будут равны нулю, что приведет к плавному возрастанию спиновой восприимчивости с частотой после $\Omega_c = \min(|\Delta_{\mathbf{k}}| + |\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}|)$, до которой $\text{Im}\chi_0(\mathbf{q}, \omega) = 0$. Это видно на рис. 2 для классического s -типа сверхпроводимости (s_{++} -состояние). Если же, как это происходит для s_{\pm} - и d -состояний в соединениях железа, вектор $\mathbf{q} = \mathbf{Q} = (\pi, 0)$ соединяет Ферми-поверхности с различными знаками щели, $\text{sgn}(\Delta)_{\mathbf{k}} \neq \text{sgn}(\Delta)_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$, то факторы когерентности ненулевые и в мнимой части χ_0 возникает скачок при $\omega = \Omega_c$. В соответствии с соотношениями Крамерса – Кронига действительная часть испытывает логарифмическую сингулярность. Для определенного набора параметров U , U' , J , J' , входящих в матрицу \hat{U}^{+-} , ненулевое значение $\text{Re}\chi_0$ и $\text{Im}\chi_0 = 0$ приводит к расходимости в мнимой части восприимчивости в RPA (4). Соответствующий пик в $\text{Im}\chi(\mathbf{Q}, \omega)$ и есть спиновый резонанс, ко-

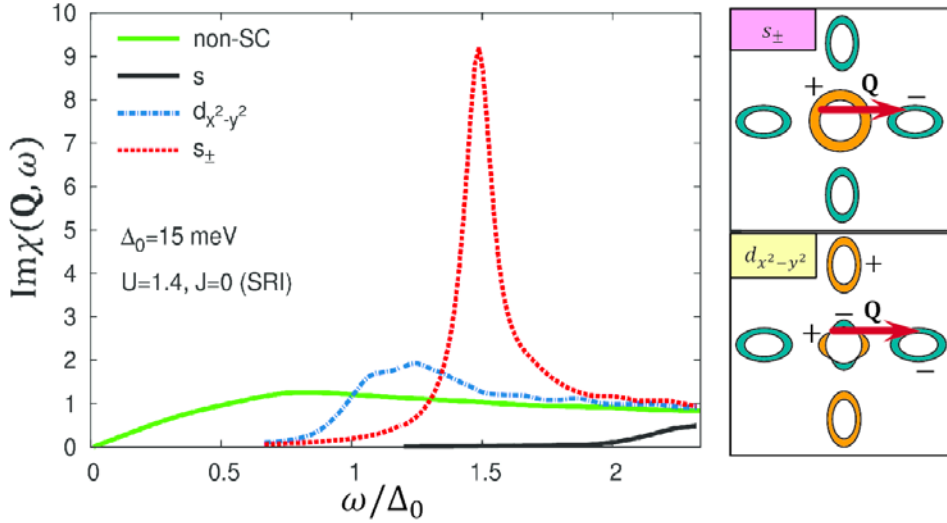


Рис. 2. Слева показана вычисленная в модели [13] частотная зависимость $\text{Im}\chi(\mathbf{q} = \mathbf{Q}, \omega)$ в нормальном состоянии (non-SC) и в сверхпроводящем с s (s_{++}), $d_{x^2-y^2}$ и s_{\pm} симметриями параметра порядка. В последнем случае возникает резонансный пик при $\omega < 2\Delta_0$. Справа схематично показаны структуры параметров порядка s_{\pm} - и $d_{x^2-y^2}$ -типов на Ферми-поверхности, а также показан вектор $\mathbf{Q} = (\pi, 0)$, соединяющий электронные и дырочные карманы

торый появляется при частоте $\Omega_{res} \leq \Omega_c$. Внутризонные вклады в восприимчивость на этом векторе малы из-за прямой щели, т. е. нет таких состояний на уровне Ферми, которые могли бы участвовать во внутризонном рассеянии с вектором \mathbf{Q} . Следовательно, возникает единственный полюс во всех компонентах спиновой восприимчивости в RPA при $\Omega_{res} \leq \Omega_c$, что и есть спиновый экситон.

На рис. 2 спиновый резонанс хорошо виден для s_{\pm} -состояния. Для $d_{x^2-y^2}$, хоть резонанс и мог в принципе возникнуть из-за знакопеременности щели, но вектор \mathbf{Q} соединяет состояния на дырочной Ферми-поверхности вблизи нулей щели Δ_k , и полная щель в $\text{Im}\chi_0$, определяемая Ω_c , очень мала. Так как $\Omega_c \ll \Delta_0$, то скачок в $\text{Im}\chi_0$ исчезающе мал и восприимчивость в RPA показывает небольшое увеличение по сравнению с нормальным состоянием (см. рис. 2). То же самое справедливо для d_{xy} и $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ симметрий [16] и для триплетного p -типа [17]. Таким образом, наличие спинового резонанса вблизи антиферромагнитного вол-

нового вектора является эксклюзивным свойством s_{\pm} -состояния [18]. Естественно, спиновый резонанс может возникнуть не только для s_{\pm} -типа, но он будет на других волновых векторах, соединяющих Ферми-поверхности с различными знаками параметра порядка. Например, для d -типа были даны указания на спиновый резонанс на волновом векторе $\mathbf{q} \approx (\pi, \pi)$, соединяющем два электронных кармана [19].

Обсуждение

Исторически, для соединений железа спиновый резонанс сначала был предсказан теоретически [16; 17], а затем обнаружен экспериментально вблизи точки $(\pi, 0)$ в 1111, 122, и 11 семействах пниктидов и халькогенидов [20–24]. Хотя соотношение $2\Delta_0/T_c$ меняется от материала к материалу [25], общие свойства спиновых возбуждений следующие: имеется щель при низких энергиях и $T < T_c$ и присутствует увеличение отклика на Ω_{res} , которое исчезает на температурах выше T_c . Существует несколько загадок, связанных со спиновым

резонансом. Поскольку условие нестинга очень чувствительно к изменениям \mathbf{q} относительно \mathbf{Q} , то уже при $\mathbf{q} \approx 0,995\mathbf{Q}$ величина $\text{Re}\chi_0(\mathbf{q}, \Omega_{res})$ становится значительно меньше, чем было на векторе \mathbf{Q} . Как результат, резонансный пик ограничен волновым вектором нестинга и практически не диспергирует, в отличие от случая ВТСП купратов. Следовательно, можно ожидать, что, когда система при допировании уходит от условия идеального нестинга, спиновый резонанс должен стать несоизмеримым с $\mathbf{q} \neq \mathbf{Q}$. Это, однако, не наблюдается в семействах 1111, допированных кобальтом 122, где резонанс всегда остается на векторе \mathbf{Q} независимо от допирования (в пределах экспериментального разрешения) [21–23]. С другой стороны, несоизмеримость была обнаружена в системе Fe(Se,Te) [20] и в допированной калием системе 122 [24]. В последнем случае концентрация допирования К была далека от оптимального, в отличие от работы [22], что может объяснить, почему легче было уловить несоизмеримость. Однако сейчас нет четкого понимания, почему резонанс в некоторых случаях возникает на соизмеримых векторах, а в других – на несоизмеримых.

Другая загадка связана с анизотропией в спиновом пространстве, наблюдаемой в немагнитной фазе $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$ с помощью поляризованных нейтронов [26]. Было обнаружено, что $\text{Im}\chi_{+-}$ и $2\text{Im}\chi_{zz}$ отличаются, показывая различные частоты и интенсивности спиновых резонансов. Это противоречит условию спин-вращательной инвариантности $\langle S_+ S_- \rangle = 2\langle S_z S_z \rangle$, которое должно соблюдаться в парамагнитной системе. Соотношение $\text{Im}\chi_{+-} > 2\text{Im}\chi_{zz}$ также подтверждается измерениями скорости спин-решеточной релаксации в ЯМР при помощи перпендикулярных магнитных полей [27]. Одним из решений этой загадки может быть присутствие спин-орбитального взаимодействия, которое нарушает спин-вращательную инвариантность [28].

Не так давно было высказано мнение, что теоретически предсказанный пик для изотропного s_{\pm} -состояния слишком узкий и обладает слишком большой интенсивностью по сравнению с экспериментально наблюдаемым [29]. Авторы работы [29]

предложили альтернативное объяснение наблюдаемому пику, которое не опирается на изменяющий знак параметр порядка. Они отметили, что если присутствует коллапс рассеяния ($1/\tau$) ниже границы разрушения пар, то перераспределение спектрального веса при входе в сверхпроводящую фазу может привести к увеличению спинового отклика ниже T_c по сравнению с нормальной фазой. Этот эффект не является настоящим спиновым резонансом в том смысле, что отсутствует расходимость в $\text{Im}\chi$, но в зависимости от параметров можно добиться существенного усиления спинового отклика. Наблюдаемое уширение спиновых возбуждений может быть обязано множеству причин, одна из наиболее очевидных – это существенная анизотропия s_{\pm} -щели.

Другая проблема в объяснении, выдвинутом в работе [29]: требуется вполне определенный вид рассеяния в нормальном состоянии, $\text{Im}\Sigma(\mathbf{q}, \omega) = A(\pi T + \omega)$, а также необходимо тщательно подбирать параметр A . Тот факт, что чрезвычайно похожие свойства спиновых возбуждений наблюдаются во всех семействах соединений железа, может говорить против возможности изотропной щели s_{++} -типа. С точки зрения эксперимента важно отличать ситуацию с резонансным пиком на $\Omega_{res} \leq \Omega_c$ от ситуации с увеличением восприимчивости при $\omega > \Omega_c$. Первый случай относится к s_{\pm} -состоянию и косвенно подтверждает спин-флуктуационный механизм сверхпроводимости, второй – к s_{++} и теории сверхпроводимости за счет орбитальных флуктуаций или электрон-фононного взаимодействия. Пока точного ответа нет, но совокупность экспериментальных данных как по спиновому резонансу, так и по интерференции квазичастиц (quasiparticle interference scattering, QPI), глубине проникновения, теплоемкости и многим другим наблюдаемым характеристикам, свидетельствует в пользу s_{\pm} -состояния [3].

Список литературы

1. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0,05-0,12$) with $T_c = 26$ K // J. Am. Chem. Soc. 2008. Vol. 130, no. 11. P. 3296–3297.

2. Fujioka M., Denholme S. J., Tanaka M. *et al.* The effect of exceptionally high fluorine doping on the anisotropy of single crystalline $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, no. 10. P. 102602.
3. Hirschfeld P. J., Korshunov M. M., Mazin I. I. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors // *Reports on Progress in Physics.* 2011. Vol. 74, no. 12. P. 124508.
4. Садовский М. В. Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1243–1271.
5. Ивановский А. Л. Новые высокотемпературные сверхпроводники на основе оксиарсенидов редкоземельных и переходных металлов и родственных фаз: синтез, свойства и моделирование // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1273–1306.
6. Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Новый класс высокотемпературных сверхпроводников в FeAs-системах // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1307–1334.
7. Johnston D. C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides // *Advances in Physics.* 2010. Vol. 59, no. 6. P. 803–1061.
8. Stewart G. R. Superconductivity in iron compounds // *Rev. Mod. Phys.* 2011. Vol. 83. P. 1589–1652.
9. Boeri L., Dolgov O. V., Golubov A. A. Is $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ an Electron-Phonon Superconductor? // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101, no. 2. P. 026403.
10. Kuchinskii E. Z., Nekrasov I. A., Sadovskii M. V. Anion height dependence of T_c and density of states in iron based superconductors // *Письма в ЖЭТФ.* 2010. Т. 91. С. 567–571.
11. Ning F., Ahilan K., Imai T. *et al.* Spin Susceptibility, Phase Diagram, and Quantum Criticality in the Electron-Doped High T_c Superconductor $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ // *Journal of the Physical Society of Japan.* 2009. Vol. 78, no. 1. P. 013711.
12. Kuroki K., Onari S., Arita R. *et al.* Unconventional Pairing Originating from the Disconnected Fermi Surfaces of Superconducting $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101, no. 8. P. 087004.
13. Graser S., Maier T. A., Hirschfeld P. J., Scalapino D. J. Near-degeneracy of several pairing channels in multiorbital models for the Fe pnictides // *New J. Phys.* 2009. Vol. 11, no. 2. P. 025016.
14. Kordyuk A. A. Iron-based superconductors: Magnetism, superconductivity, and electronic structure (Review Article) // *Low Temperature Physics.* 2012. Vol. 38, no. 9. P. 888–899.
15. Brouet V., Jensen M. Fuglsang, Lin Ping-Hui *et al.* Impact of the two Fe unit cell on the electronic structure measured by ARPES in iron pnictides // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 86. P. 075123.
16. Korshunov M. M., Eremin I. Theory of magnetic excitations in iron-based layered superconductors // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78, no. 14. P. 140509.
17. Maier T. A., Scalapino D. J. Theory of neutron scattering as a probe of the superconducting gap in the iron pnictides // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78, no. 2. P. 020514.
18. Коршунов М. М. Сверхпроводящее состояние в соединениях железа и спин-флуктуационная теория спаривания // *Успехи физических наук.* 2014. Т. 184, № 8. С. 882–888.
19. Maier T. A., Graser S., Scalapino D. J., Hirschfeld P. J. Neutron scattering resonance and the iron-pnictide superconducting gap // *Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 79, no. 13. P. 134520.
20. Argyriou D. N., Hiess A., Akbari A. *et al.* Incommensurate itinerant antiferromagnetic excitations and spin resonance in the $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ superconductor // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81, no. 22. P. 220503.
21. Inosov D. S., Park J. T., Bourges P. *et al.* Normal-state spin dynamics and temperature-dependent spin-resonance energy in optimally doped $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ // *Nat. Phys.* 2010. Vol. 6, no. 3. P. 178–181.
22. Christianson A. D., Goremychkin E. A., Osborn R. *et al.* Unconventional superconductivity in $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ from inelastic neutron scattering // *Nature.* 2008. Vol. 456, no. 7224. P. 930–932.
23. Lumsden M. D., Christianson A. D., Parshall D. *et al.* Two-dimensional resonant magnetic excitation in $\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$ // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102, no. 10. P. 107005.
24. Castellán J.-P., Rosenkranz S., Goremychkin E. A. *et al.* Effect of Fermi Surface Nesting on Resonant Spin Excitations in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107. P. 177003.
25. Inosov D. S., Park J. T., Charnukha A. *et al.* Crossover from weak to strong pairing in

unconventional superconductors // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 214520.

26. Lipscombe O. J., Harriger L. W., Freeman P. G. et al. Anisotropic neutron spin resonance in superconducting $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82. P. 064515.

27. Matano K., Li Z., Sun G. L. et al. Anisotropic spin fluctuations and multiple superconducting gaps in hole-doped $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$: NMR in a single crystal // EPL 2009. Vol. 87, no. 2. P. 27012.

28. Korshunov M. M., Togushova Y. N., Eremin I., Hirschfeld P. J. Spin-Orbit Coupling in Fe-Based Superconductors // J. Supercon. Nov. Magn. 2013. Vol. 26, no. 9. P. 2873–2874.

29. Onari S., Kontani H., Sato M. Structure of neutron-scattering peaks in both s_{++} -wave and s_{\pm} -wave states of an iron pnictide superconductor // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81. P. 060504.

Материал поступил в редколлегию 09.02.2015

M. M. Korshunov¹, Yu. N. Togushova²

¹ Institute of Physics of SB RAS
Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russian Federation

² Siberian Federal University
79 Svobodny Ave., Krasnoyarsk, 660041, Russian Federation

mkor@iph.krasn.ru, ytogushova@sfu-kras.ru

INTERPLAY OF SUPERCONDUCTIVITY AND MAGNETIC EXCITATIONS IN MULTIORBITAL SYSTEMS

We have considered the impact of the nontrivial superconducting order parameter on the magnetic susceptibility within the multiorbital model for the iron-based materials. The formation of the spin-resonance peak is demonstrated and its connection to the experimental data on the inelastic neutron scattering is discussed.

Keywords: Fe-based superconductors, spin-resonance peak, spin susceptibility.