

# СОСУЩЕСТВОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО И СПИРАЛЬНОГО СПИНОВОГО ПОРЯДКА: МОДЕЛИ РУТИНАТА

М. Я. Овчинникова\*

Институт химической физики Российской академии наук  
119977, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 ноября 2002 г.

В приближении среднего поля изучено влияние спиральной спиновой структуры на сверхпроводящее (SC) спаривание в трехзонной модели Хаббарда, имеющей отношение к  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Такая структура с «несоизмеримым» вектором  $Q = 2\pi(1/3, 1/3)$  является простейшей из тех, что устраняет связанную с нестингом нестабильность  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон. Внутрислойные спаривающие взаимодействия соседних центров двух типов — с притяжением в синглетном канале или в двух — синглетном и триплетном каналах — принимаются. В обоих случаях обнаружен смешанный синглет-триплетный SC-порядок в  $\gamma$ -зоне:  $d$ -волновой синглетный порядок сопровождается образованием  $p$ -волновых триплетных пар  $(k, -k - Q)_{\uparrow\uparrow}$  и  $(k, -k + Q)_{\downarrow\downarrow}$  с большим полным моментом  $\mp Q$  и проекцией спина  $\pm 1$  на ось, перпендикулярную плоскости вращения спина спиральной спиновой структуры. Как сверхпроводящее, так и нормальные состояния являются состояниями с нарушенной симметрией к обращению времени. Противоречия эксперименту, модели дают различный масштаб  $T_c$  в  $\gamma$ - и  $\alpha$ -,  $\beta$ -зонах. Это указывает на недостаточность моделей принятых взаимодействий или предполагаемой спиновой структуры.

PACS: 71.10.Fd, 74.20.Rp, 74.20.-z

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимовлияния сверхпроводящего (SC) и спинового порядков остается актуальной для систем с сильными электронными корреляциями. Среди таких систем однослойный квазидвумерный рутинат привлекает к себе значительное внимание как сверхпроводник ( $T_c \sim 1.5$  К) с возможным триплетным типом спаривания [1, 2]. Одним из аргументов в пользу такого типа спаривания служит поведение найтовского сдвига [3]. Предполагалось также, что образование пар определяется ферромагнитными (FM) флуктуациями, которые определенно проявляются в FM родительском соединении  $\text{SrRuO}_3$ . Предполагаемый в [4, 5] спин-триплетный SC-параметр порядка (OP)  $\Delta_{ss'}(k) = (i\sigma_2\sigma_i)_{ss'}d_i(k)$  с  $d_z(k) \propto k_x + ik_y$  согласуется с неизменностью найтовского сдвига при SC-переходе [3] и увеличении скорости мюонной спиновой релаксации [6] при  $T < T_c$ . Такой параметр порядка отвечает безузельной щели на квазидвумерной поверхности

Ферми. Подобные бесщелевые решения естественно вытекают и из теории слабой связи [5]. Однако наблюдаемые степенные зависимости при  $T \rightarrow 0$  теплоемкости,  $C(T) \propto T^2$  [7], скорости релаксации в ЯМР,  $T_1^{-1} \propto T^3$  [8], теплопроводности,  $\kappa(T) \propto T^2$  [9, 10], глубины проникновения [11] и поглощения ультразвука [12] указывают на существование узловых линий в SC-щели.

В связи с этим другие возможные типы симметрии SC-щели обсуждались [13–17]. В частности,  $f$ -волновая симметрия щели с горизонтальной узловой плоскостью предлагалась в [13]. Такая симметрия поддерживает, по-видимому, наблюдаемую четырехкратную симметрию анизотропной теплопроводности в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  при действии магнитного поля с вектором в плоскости  $\text{RuO}_4$  [9, 10]. Но наблюдаемая анизотропия согласуется также с традиционным  $d$ -волновым SC-порядком. Однако такое предположение потребует новой интерпретации поведения найтовского сдвига.

Недавно были предложены и рассмотрены модели со спаривающим притяжением электронов соседних центров (включая межслойное взаимодействие

\*E-mail: movchin@center.chph.ras.ru

орбиталей  $xz$ -,  $yz$ -симметрии), константы которых подбирались для описания одновременного перехода в  $p$ -волновое SC-состояние во всех трех зонах [18, 19]. Во всех тестах SC-состояния предполагается обычно, что зоны уже перенормированы корреляциями, обязанными сильному одноцентровому отталкиванию. Такая перенормировка необходима для согласования ширины зон, полученных из LDA-расчетов и из фотоэмиссионных данных. Механизм перенормировки, несомненно, определяется спиновыми корреляциями или, в статическом пределе, локальными спиновыми структурами в системе, которые должны существенно влиять на SC-порядок. Поэтому изучение влияния спинового порядка на SC-спаривание в моделях рутината остается актуальным.

Ситуация с SC-порядком и магнитными свойствами может усложниться, если нормальное состояние плоскости  $\text{RuO}_4$  обладает определенной статической или динамической спиновой структурой. В частности, недавно [20] спиральные спиновые структуры изучались как простейшие структуры, которые описывают «несоизмеримый» пик в спиновой восприимчивости  $\chi''(q, \omega)$  при  $q \sim Q = 2\pi(1/3, 1/3)$ , наблюдаемый в неупругом нейтронном рассеянии (INS) [21, 22], и некоторые особенности спектров ARPES [23] для  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Квазиодномерные листы поверхности Ферми для  $\alpha$ - и  $\beta$ -валентных зон при полной заселенности 4 электрона на 1 ячейку плоскости  $\text{RuO}_4$  характеризуются нестингом с  $q = Q$  [24, 25]. Возникновение спиральной структуры с  $q = Q$  устраняет связанную с нестингом нестабильность одновременно в двух квазиодномерных зонах и снижает одноцентровую энергию взаимодействия. Спиральная структура не единственная, устраняющая данную неустойчивость системы. Периодические спиновые структуры с элементарной ячейкой  $3 \times 3$  плоскости  $\text{RuO}_4$  также могут объяснить несоизмеримый пик в INS при  $q = Q$ . Но спиральное состояние является простейшим состоянием, которое позволяет изучать влияние спиновой структуры и процессов переброса на сверхпроводящее спаривание. В приближении среднего поля энергия спирального состояния действительно ниже энергий пара-, ферро- и антиферромагнитных состояний [20]. Вопрос о возможности сосуществования сверхпроводимости и спирального спинового порядка, так же как и вопрос о сосуществовании антиферромагнитного (AF) и SC-порядков в купратах, остаются актуальными. Они интересны также тем, что уже нормальное состояние со спиральной спиновой структурой является состоянием с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени,

и тем, что возникает целый ряд новых смешанных сверхпроводящих состояний с одновременным образованием синглетных и триплетных пар в системе.

Целью настоящей работы является изучение возможности сосуществования спирального спинового порядка и сверхпроводимости в моделях, имеющих отношение к  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Мы рассматриваем модели со спаривающимися взаимодействиями соседних центров внутри плоскости  $\text{RuO}_4$ . Изучаются симметрия и соотношение триплетных и синглетных SC-параметров порядка. Показано, что оба типа пар выживают одновременно в сверхпроводящем состоянии в присутствии спиральной спиновой структуры. В тестируемых моделях одна  $\gamma$ -зона выделяется как активная по отношению к SC-переходу. В этой зоне синглетные  $d$ -волновые пары сосуществуют с триплетными. Ранее [16] возможность смешанного SC-порядка в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  предполагалась в связи с близостью энергий состояний разной симметрии SC-порядка. Последний описывался с помощью спиновой восприимчивости с пиком при несоизмеримом импульсе. В отличие от [16], спиральная спиновая структура приводит к микроскопическому смешиванию  $d$ -волнового синглетного и  $p$ -волнового триплетного порядков. Сначала мы исследуем модели с большими константами  $\kappa$  спаривающихся взаимодействий. Затем вычисляем фазовые кривые  $T_c(\kappa)$  для более реалистичных констант  $\kappa$ .

Предварительно следует подчеркнуть несколько пунктов.

1. Предполагая, что притяжение между электронами имеет электронную (корреляционную) природу, моделируем его взаимодействием соседних центров типа

$$V = \sum_{\langle nm \rangle, \nu} V_\nu n_{\nu n} n_{\nu m} + J_\nu \mathbf{S}_{\nu n} \mathbf{S}_{\nu m} \quad (1)$$

для каждой из трех зон  $\nu = \alpha, \beta, \gamma$ . Это соответствует учету низших  $k$ -гармоник в импульсном представлении взаимодействия  $V_{kk'}$  подобно тому, как это сделано в [4]. Взаимодействие (1) отвечает константам  $\kappa^s = 2V + J/2$ ,  $\kappa^t = 2V - 3J/2$  для SC-спаривания в синглетном и триплетном каналах для каждой связи  $\langle nm \rangle$ . Естественные знаки  $V > 0$ ,  $J > 0$  ожидаются исходя из теории сильнокоррелированных систем. В однозонных моделях такие знаки величин  $V, J$  отвечают константам  $\kappa^t > 0$ ,  $\kappa^s < 0$  в триплетном и синглетном каналах. Они отвечают притяжению в синглетном, но не в триплетном канале. В настоящей работе, однако, мы исследуем модели с двумя знаками триплетной константы  $\kappa^t$ .

2. Электронная структура  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  определяется тремя почти независимыми  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -зонами, построенными из  $d$ -орбит  $\text{Ru}^{+2}$  симметрии  $xz$ ,  $yz$ ,  $xy$  и соответствующих комбинаций  $\pi$ -орбит кислорода [24, 25]. Малая гибридизация зон  $xz$ - и  $yz$ -природы имеет место только в области пересечения их при  $k_x = \pm k_y$ . Согласно [4, 5], орбитальная симметрия существенно подавляет также межзонное рассеяние куперовских пар. В связи с этим мы изучим SC-порядок, возникающий в каждой из зон в отдельности, и выделим наиболее активную из зон с точки зрения SC-нестабильности. Мы не касаемся межзонного рассеяния и эффектов близости (proximity), обсуждаемых в [4].

3. В отличие от [4] мы начинаем с нормального состояния среднего поля (mean field, MF) с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени, а именно, состояния с локальной спиральной спиновой структурой, характеризуемой диагональным вектором  $Q = 2\pi(1/3, 1/3)$ . Это нормальное состояние с ненулевыми спиновыми токами  $j_\uparrow = -j_\downarrow$  противоположных направлений для двух спиновых поляризацій, перпендикулярных плоскости вращения спинов спиральной структуры. Это означает, что электроны с поляризацией  $\uparrow$  или  $\downarrow$  занимают преимущественно  $k$ -состояния соответственно с  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{Q} < 0$  или  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{Q} > 0$ . Согласно [20], это приводит к поляризационной асимметрии поверхности Ферми и может приводить к образованию смешанного триплет-синглетного SC-порядка в системе.

## 2. РАССМОТРЕНИЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В СПИРАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Трехзонная модель плоскости  $\text{RuO}_4$  описывается гамильтонианом [25]

$$H = T + H_U + V, \quad T = \sum_{\nu, \sigma} \sum_k \epsilon_{\nu k} c_{\nu k \sigma}^\dagger c_{\nu k \sigma}, \quad (2)$$

$$H_U = \sum_{n, \nu} \left\{ U n_{\nu n \uparrow} n_{\nu n \downarrow} + \sum_{\nu' \neq \nu} \left[ U \frac{1}{4} n_{\nu n} n_{\nu' n} - J \mathbf{S}_{\nu n} \mathbf{S}_{\nu' n} \right] \right\}.$$

Здесь  $\nu = 1, 2, 3$  (или  $\alpha, \beta, \gamma$ ) отвечает зонам  $xz$ -,  $yz$ - или  $xy$ -природы;  $\epsilon_{\nu, k}$  и  $H_U$  — нулевые зонные энергии и одноцентровые взаимодействия с параметрами, определенными в [25]. Межзонное взаимодействие типа

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{k, \sigma} 4t_{\alpha\beta} \sin k_x \sin k_y (c_{1k\sigma}^\dagger c_{2k\sigma} + \text{H.c.})$$

мало. Таким образом, в нормальном состоянии с произвольной спиновой структурой имеются три почти независимых зоны с малым смешиванием  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон при пересечении их поверхностей Ферми. Мы пренебрегаем этим смешиванием. Ради простоты мы оставляем обозначения « $\alpha, \beta$ » для несмешанных зон  $xz$ - и  $yz$ -природы. Взаимное влияние одной зоны на другую осуществляется общим значением химического потенциала и средними полями, создаваемыми электронами всех трех зон. Эти поля зависят от спинов согласно одноцентровому обменно-взаимодействию. Взаимодействие  $V_{\langle nm \rangle}$  ближайших соседей типа (1) включено для моделирования возможного SC-спаривания в системе.

В приближении среднего поля энергия, усредненная по произвольному состоянию БКШ-типа, вычисляется как явная функция

$$\bar{H} = \bar{H}^N(y_i) + \bar{H}^{SC}(w_j, \theta_j), \quad (3)$$

зависящая от нормальных ( $y_i$ ) и аномальных ( $w_i, \theta_j$ ) одноэлектронных средних. Нормальные параметры порядка (order parameters, OP)  $\{y_i\}$  включают в себя одноцентровые плотности ( $l = 0$ ) и аналогичные характеристики связей ( $l = e_x, e_y$ )

$$r^\nu(l) = \left\langle \frac{1}{2} \sum_\sigma c_{n, \nu, \sigma}^\dagger c_{n+l, \nu, \sigma} \right\rangle,$$

средние кинетические энергии

$$T^\nu = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{k\sigma} \epsilon_{\nu k} c_{\nu k \sigma}^\dagger c_{\nu k \sigma} \right\rangle$$

и локальные ( $l = 0$ ) или нелокальные ( $l = e_x, e_y$ ) спиновые плотности  $\mathbf{d}^\nu(l)$  в каждой зоне  $\nu$ . Локальные спиновые плотности

$$d^\nu(0) = [d^\nu(0)]^* = \langle e^{iQn} c_{n\nu\uparrow}^\dagger c_{n\nu\downarrow} \rangle \quad (4)$$

определяют спиральную спиновую структуру с вектором спиральности  $Q = 2\pi(1/3, 1/3)$ :

$$\langle \mathbf{S}_{n\sigma} \rangle = d_\nu [\mathbf{e}_x \cos Qn + \mathbf{e}_y \sin Qn]. \quad (5)$$

Предыдущие вычисления [20] показали, что энергия нормального состояния со спиральной структурой при данном  $Q$  ниже энергий аналогичных пара-, ферро- и антиферромагнитных решений среднего поля. Такая спиновая структура устраняет нестабильность, обязанную нестигну  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон. Одновременно обменные поля индуцируют аналогичную спиновую структуру в  $\gamma$ -зоне. Для полученных решений

вклады в суммарный локальный спин от каждой из зон коллинеарны.

Трехзонные модели, описывающие  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ , выведены в [24, 25]. В случае спиральной спиновой структуры поверхности Ферми нормального состояния изучены в [20]. Было показано, что для определенной спиновой поляризации спиральный SDW-порядок открывает щель вдоль половины невозмущенной границы Ферми парамагнитного решения. Остальные участки поверхности Ферми остаются металлическими. Кроме того, возникает ряд новых теневых границ Ферми, обязанных процессам переброса. В результате происходит расщепление зон на нижние и верхние хаббардовские подзоны, что приводит к увеличению плотности состояний в подзонах и на уровне Ферми. По этой причине можно ожидать, что спиновая структура (любая) приведет к увеличению  $T_c$  в сравнении с  $T_c$  для парамагнитных решений.

Так как поверхности Ферми различны для всех трех зон, достаточно учитывать только внутризонные аномальные средние. Только они определяются вкладами от большой области фазового пространства вдоль всей поверхности Ферми. Образование пар  $(c_{k\nu\uparrow}^\dagger c_{-k\nu'\downarrow}^\dagger)$  электронов, принадлежащих разным зонам  $\nu \neq \nu'$  может быть эффективным только в малой области  $k$  вблизи пересечения их поверхностей Ферми. По этой причине мы сохраняем только аномальные средние внутри каждой из зон и пренебрегаем межзонным рассеянием пар. Тогда выражение для вклада  $\overline{H}^{SC}$  в среднюю энергию (3) имеет вид

$$\frac{1}{N}\overline{H}^{SC} = U|w_\nu(0)|^2 + \sum_{\nu, l=e_x, e_y} \left\{ \kappa_\nu^s(l)|w_\nu(l)|^2 + \kappa_\nu^t(l) \sum_{\mu=0, \pm 1} \frac{1}{1+|\mu|} |\theta_{\mu, \nu}(l)|^2 \right\}. \quad (6)$$

Здесь величины  $w(l), \theta(l)$  — синглетные и триплетные параметры порядка (SC OP's) на одном центре ( $l=0$ ) или на соседних центрах ( $l=e_x$  или  $l=e_y$ ). Они определяются выражениями

$$w_\nu(l) = \frac{1}{2N} \sum_{n, \sigma} \frac{\sigma}{|\sigma|} \langle c_{\nu, n, \sigma}^\dagger c_{\nu, n+l, -\sigma}^\dagger \rangle, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \theta_{\nu\mu}(l) &= \\ &= \frac{1}{2N} \sum_{n, \sigma} e^{i\mu Q(n+l/2)} (\sigma_\mu \sigma_y)_{ss'} \langle c_{\nu, n, s}^\dagger c_{\nu, n+l, s'}^\dagger \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь матрицы  $\sigma_\mu$  равны  $\sigma_z$  или  $\mp(\sigma_x \pm i\sigma_y)$  для  $\mu=0, \pm 1$ , и  $\sigma_{x, y, z}$  — матрицы Паули. Фазы  $\phi(n, l) =$

$= \mu Q(n+l/2)$  для  $\mu=0, \pm 1$  в определении триплетных ОР (8) обеспечивают независимость каждого члена суммы в (8) для каждой связи  $\langle n, n+l \rangle$  от номера связи  $n$ . Это аналогично тому, как циклические спиновые компоненты  $\langle S_{n\mu} e^{-i\mu Q n} \rangle$  для  $\mu=\pm 1$  не зависят от  $n$  для состояния со спиральной спиновой структурой. Эти фазы связаны с существованием спиновых токов в спиральном состоянии. Как будет показано дальше, куперовские триплетные пары ( $\uparrow\uparrow$ ) или ( $\downarrow\downarrow$ ) со спином  $\mu=1$  или  $\mu=-1$  оказываются движущимися парами, несущими большой полный момент  $\pm Q$ . Константы  $\kappa^{s, t}$  сверхпроводящего спаривания в (6) связаны с константами  $V(l), J(l)$  взаимодействия соседних узлов в уравнении (1).

Учтем независимость  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон от  $\gamma$ -зоны. Она вытекает из различной симметрии их относительно отражения в  $ab$ -плоскости рутината. Так, прямое межзонное смешивание их перескоками внутри плоскости  $\text{RuO}_4$  запрещено. Это свойство зон обсуждается в работах [4, 17], где оценено также и малое межзонное взаимодействие, обязанное перескокам между слоями. Мы пренебрежем межслойными взаимодействиями и изучим возможный SC-порядок в каждой зоне в отдельности, его симметрию и совместимость со спиральным спиновым порядком. Мы также пренебрегаем межзонным рассеянием пар и учитываем только внутризонные константы  $\kappa^s, \kappa^t$  в (7). Для уменьшения числа SC-параметров порядка используем аргументы, типичные для всех сильнокоррелированных систем. При любом взаимодействии  $V_{(nm)}$  в (1) большое одноцентровое отталкивание  $U > 0$  подавляет синглетный  $s$ -волновой параметр порядка  $w(0)$  в  $\gamma$ -зоне согласно (6), так что из синглетных ОР мы сохраняем только  $d_{x^2-y^2}$ -волновой ОР, т.е. полагаем  $w_\gamma(0) = 0, w_\gamma(e_x) = -w_\gamma(e_y)$ . Это обеспечивает ортогональность парной функции к запрещенной  $s$ -волновой функции пары. Для квазиодномерных зон  $\alpha, \beta$  (здесь  $\alpha, \beta$  относятся к зонам  $xz$ -,  $yx$ -природы, а не к их комбинациям) то же одноцентровое взаимодействие подавляет все синглетные ОР, т.е. и  $s$ - и  $d$ -симметрии. В результате мы полагаем  $w_{\alpha(\beta)}(0) = w_\alpha(e_x) = w_\beta(e_y) = 0$ , так как обе комбинации  $w_\alpha(e_x) \pm w_\alpha(e_y)$  неортогональны к одноцентровой парной функции  $w(0)$  для квазиодномерных зон с нарушенной тетрагональной симметрией.

В приближении БКШ взаимодействие типа (1) может индуцировать SC-порядок только при условии, что некоторые из констант  $\kappa_\nu^s, \kappa_\nu^t$  в (6) отрицательны. Можно предполагать, что такое «притяжение» имеет корреляционное кинематическое происхождение или обязано гибриднему характеру «узельных» орбит, составленных из  $d$ - и  $p_\pi$ -орбит ру-

тения и кислорода. По этой причине мы предполагаем, что соответствующие параметры  $\kappa_\nu^s(l)$ ,  $\kappa_\nu^t(l)$  или, эквивалентно, параметры  $V_\nu(l)$ ,  $J_\nu(l)$  в модельном взаимодействии (1) имеют ненулевые значения только для тех связей  $\langle nm \rangle$ ,  $m = n + l$ , и орбит, для которых интеграл перескока  $t_{nm}^\nu$  отличен от нуля. Это предположение инспирировано выражением для обменного взаимодействия  $J_{nm} \propto 4t_{nm}^2/U$  в  $t$ - $J$ -модели. В свете сказанного из всех констант мы приписываем ненулевые значения только следующим константам синглетного ( $s$ ) и триплетного ( $t$ ) спаривания:

$$\begin{aligned} \kappa_\alpha^{s(t)}(e_x) &= \kappa_\beta^{s(t)}(e_y) = \\ &= \kappa_\gamma^{s(t)}(e_x) = \kappa_\gamma^{s(t)}(e_y) = \kappa^{s(t)}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из той же аналогии с  $t$ - $J$ -моделью можно было бы ожидать следующие знаки этих констант:  $\kappa^s = -\kappa^t < 0$ . Однако в связи с ожидаемым триплетным типом SC-порядка в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  [1] мы распространим вычисления на два предельных случая триплетных констант разных знаков —

$$\text{I: } \kappa^s = -\kappa^t < 0, \quad \text{II: } \kappa^s = \kappa^t < 0. \quad (10)$$

Первый случай отвечает притяжению частиц только в синглетном канале и отталкиванию в триплетном. Второй случай отвечает притяжению в обоих каналах.

Для решения используем стандартную процедуру приближения среднего поля. Из явной зависимости средней энергии  $\overline{H}(z_i)$  от одночастичных параметров порядка  $z_j = \{y_i, w_i, \theta_i\}_j$  получаем линеаризованный гамильтониан

$$H_{Lin} - \mu N = \frac{\partial(\overline{H} - \mu N)}{\partial z_i} (\hat{z}_i - z_i) + \overline{H}(z_i) - \mu N, \quad (11)$$

где  $\hat{z}_i$  — операторы, отвечающие соответствующим средним  $z_i$ . Состояние БКШ-типа является собственным состоянием  $H_{Lin}$  и оно, в свою очередь, позволяет вычислить значения  $z_i$ . Таким образом находится самосогласованное решение.

Для состояния со спиральной спиновой структурой наиболее удобен базисный ряд следующих ферми-операторов представления Намбу:

$$b_{i\nu k}^\dagger = \left\{ c_{\nu k \uparrow}^\dagger, c_{\nu, k+Q, \downarrow}^\dagger, c_{\nu, -(k+Q), \uparrow}, c_{\nu, -k, \downarrow} \right\}_i \quad (12)$$

для каждой зоны  $\nu$ . Здесь  $i = 1, \dots, 4$  и кваимпульс  $k$  пробегает значения внутри области  $F$ , составляющей половину полного импульсного пространства и ограниченной условиями

$$k \in F: \quad (k + Q/2)Q < 0. \quad (13)$$

При векторе  $Q$  с  $Q_x = Q_y = 2\pi/3$  уравнение (13) означает, что компоненты  $k_x, k_y$  меняются в пределах

$$-\pi - \frac{Q_x}{2} < k_{x,y} < \pi - \frac{Q_x}{2}, \quad k_x + k_y + Q_x < 0.$$

Линеаризованный гамильтониан  $H_{Lin}$  определяется независимыми вкладками, каждый из которых относится к базисному ряду (12):

$$H_{Lin} = \sum_{k \in F} \hat{h}_k^\nu, \quad \hat{h}_k^\nu = h_{ij}^\nu b_{i\nu k}^\dagger b_{j\nu k}. \quad (14)$$

Эрмитова матрица четвертого ранга  $h_{ij}^\nu$  определяется матричными элементами (опущенный индекс зоны « $\nu$ » подразумевается)

$$\begin{aligned} h_{11} &= \epsilon_\nu(k_1) - \mu, & h_{22} &= \epsilon_\nu(k_2) - \mu, \\ h_{12} &= -\frac{1}{2} \partial \overline{H} / \partial d_\nu, \\ h_{14} &= A(k_1) + B_0(k_1), \\ h_{23} &= -A(k_2) + B_0(k_2), & h_{13(24)} &= B_{\pm 1}(\bar{k}), \\ h_{33} &= -h_{22}, & h_{44} &= -h_{11}, & h_{34} &= -h_{12}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$k_1 = k, \quad k_2 = k + Q, \quad \bar{k} = (k_1 + k_2)/2$$

и функции  $A, B_\mu$  равны

$$\begin{aligned} A(k) &= \sum_{l=e_x, e_y} \kappa_\nu^s(l) w_\nu(l) \cos kl, \\ B_\mu(k) &= \sum_{l=e_x, e_y} \kappa_\nu^t(l) \theta_{\mu\nu}(l) \sin kl. \end{aligned} \quad (16)$$

Для  $\gamma$ -зоны  $d$ -симметрия синглетного ОР требует антисимметрии функции  $A^\gamma(k_x, k_y) = -A^\gamma(k_y, k_x)$  по отношению к замене  $k_x \leftrightarrow k_y$ . Решение дает также одинаковые значения триплетных ОР  $\theta_\mu$  для  $\mu = \pm 1$ . Так что для  $\gamma$ -зоны фактически имеем только три действительных ОР:

$$z_i = (w_d, \theta_0, \theta_1)_i, \quad i = 1, 2, 3,$$

$$\begin{aligned} w_d &= \frac{1}{2} [w(e_x) - w(e_y)], \\ \theta_0 &= \frac{1}{2} [\theta_0(e_x) - \theta_0(e_y)], \\ \theta_1 &= \frac{1}{4} \sum_{\mu=\pm 1} [\theta_\mu(e_x) - \theta_\mu(e_y)]. \end{aligned} \quad (17)$$

Такую же симметрию по отношению к замене  $x \leftrightarrow y$  применим к решениям в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах, но с одновременной заменой  $\alpha \leftrightarrow \beta$  ( $xz \leftrightarrow yz$ ). Решение дает

одинаковые значения  $\theta_\mu$  для двух проекций  $\mu = \pm 1$  и в  $\alpha$ -,  $\beta$ -зонах также. В результате для  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон сохраняем следующие триплетные ОР, отвечающие ненулевой триплетной константе в (9):

$$\theta_{\mu,\alpha}(e_x) = -\theta_{\mu,\beta}(e_y), \quad |\mu| = 0, 1. \quad (18)$$

При начальных значениях ОР, удовлетворяющих уравнениям (17), (18), последующие итерации процедуры самосогласования сохраняют ту же симметрию решения.

Было сделано еще одно упрощение. В действительности взаимодействие типа (1) дает вклады в обе части  $\overline{H}_N(y_i)$  и  $\overline{H}_{SC}$  средней энергии (3). Мы можем считать, что первый вклад, зависящий от нормальных средних — зарядовых и спиновых плотностей, — уже учтен в перенормированных зонных энергиях  $\epsilon_\nu(k)$ , параметры которых подобраны ранее [25] для подходящего описания наблюдаемых магнитных квантовых осцилляций. Таким образом, мы сохраняем в  $\overline{H}$  только ту часть от  $\langle V \rangle$ , которая зависит от аномальных средних. Определения триплетных параметров порядка (8) позволяют иметь дело с действительными решениями. Они имеют определенную симметрию по отношению к отражению в диагональной плоскости ( $z, x = y$ ), содержащей вектор спиральности  $Q$ , при одновременной перестановке зон  $xz \leftrightarrow yz$ , а также симметрию по отношению к отражению в плоскости ( $z, x = -y$ ) ( $Q \rightarrow -Q$ ) с заменой  $\sigma \rightarrow -\sigma$ .

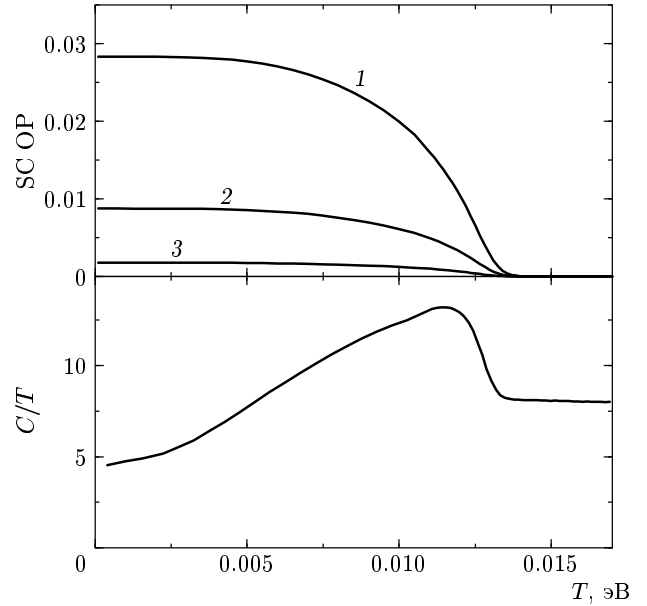
Искомое спиральное состояние БКШ-типа определяется заселением одночастичных собственных состояний  $\chi_{\lambda\nu k}^\dagger$ , отвечающих уровням энергии  $E_\lambda(k)$ ,

$$\begin{aligned} \chi_{\lambda\nu k}^\dagger &= b_{ik}^\dagger S_{i\lambda}(k), \\ h_{ij}(k) S_{j\lambda}(k) &= S_{i\lambda}(k) E_\lambda(k). \end{aligned} \quad (19)$$

Опущенный индекс « $\nu$ » подразумевается. Матрицы  $S_{i\lambda}(k)$  собственных векторов и фермиевские заселенности  $f(E_{\lambda\nu k})$  уровней определяют нормальные и аномальные ОР (7), (8), что замыкает процедуру самосогласования.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Так как полное решение с SC-порядком легко получается при больших величинах констант спаривания, изучим сначала модели с большими  $k^{s(t)}$ , а потом представим расчет фазовых кривых  $T_c(k^s)$  для более реалистических моделей с малыми  $k^s$ ,  $k^t$ . Результаты рассчитывались для двух типов моделей в (10) — с притяжением только в синглетном канале (случай I) или в двух — синглетном



**Рис. 1.** Деленная на  $T$  полная теплоемкость,  $C(T)/T$ , и сверхпроводящие параметры порядка в  $\gamma$ -зоне как функции температуры для модели с большими константами взаимодействия  $\kappa^s = -\kappa^t = -0.6$  эВ. Кривые 1–3 относятся соответственно к  $w_d$ ,  $-\theta$  и  $-\theta_0$ , определенным уравнениями (17)

и триплетном каналах (случай II). В первом случае в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах сверхпроводящий порядок отсутствует. Причина этого состоит в том, что синглетный  $d$ -волновой порядок, как и  $s$ -волновой, подавляется одноцентровым отталкиванием в зонах с неэквивалентными интегралами перескока в  $x$ - и  $y$ -направлениях:  $t_x^\alpha \gg t_y^\alpha$  или  $t_y^\beta \gg t_x^\beta$  (см. параметры трехзонной модели [25]). В отличие от  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон, в  $\gamma$ -зоне системы со спиральной спиновой конфигурацией возникает SC-порядок смешанного типа. Синглетный порядок  $d$ -симметрии сопровождается образованием триплетных пар даже при  $\kappa_\gamma^t > 0$ . На рис. 1 представлены температурные зависимости синглетных и триплетных ОР (17) в  $\gamma$ -зоне для значений констант  $\kappa^s = -\kappa^t = -0.6$  эВ. Полученные значения триплетных параметров порядка удовлетворяют соотношению  $\theta_{+1,\gamma} = \theta_{-1,\gamma} \gg \theta_{0,\gamma}$ . Учитывая определение триплетных ОР в (17), (18) и их импульсное представление, можно заключить, что в  $\gamma$ -зоне возникают в основном связанные триплетные пары частиц вида  $(\uparrow\uparrow)$  или  $(\downarrow\downarrow)$  с суммарным полным квазиимпульсом соответственно  $-Q$  или  $Q$ . Это различает триплетный SC-порядок в спиральном состоянии и в изотропной ферми-жидкости, где воз-

можны только пары куперовского типа  $(k \uparrow, -k \uparrow)$  или  $(k \downarrow, -k \downarrow)$  с нулевым суммарным моментом. Более того, в отличие от изотропной модели, в состоянии со спиновой структурой триплетные пары могут возникать и при положительной триплетной константе  $\kappa^t > 0$ , отвечающей отталкиванию в триплетном канале, из-за связи синглетных и триплетных ОР.

Куперовские пары с ненулевым суммарным моментом  $Q$  были впервые предсказаны в состояниях FFLO (Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov) [26]. Последние имеют пространственные вариации параметра порядка и в реальности могут существовать, только если масштаб  $2\pi/Q$  много меньше длины когерентности  $\xi$ . В нашем случае сосуществования спирального спинового и смешанного SC-порядков только аномальные триплетные компоненты

$$\langle c_{\nu n\sigma}^\dagger c_{\nu m\sigma}^\dagger \rangle \propto \exp \left\{ \frac{i}{2} \mu Q (n + m) \right\} \theta_{\nu, 2\sigma},$$

$$m = n \pm e_{x(y)}, \quad \mu = 2\sigma,$$

характеризуются пространственной фазовой модуляцией согласно уравнению (8). В то же время ведущая синглетная компонента  $w_\nu$  в (7) постоянна, не зависит от номера связи  $\langle nm \rangle$ . По этой причине в данных решениях нет ограничения на соотношения  $\xi$  и  $1/Q$ .

Появление связанных пар с большим суммарным моментом  $2k_F$ , равным вектору нестинга, обосновывается также в новой теории ВТСП [27]. В [27] такие пары предполагаются синглетными, и они ассоциируются со страйп-структурой. В нашей модели такие движущиеся пары являются триплетными, и они синхронизируются статической спиновой структурой. Заметим, что фотоэмиссионная техника, способная различать спиновую поляризацию фотоэлектронов, могла бы различить поляризационную асимметрию фотоспектров. Последняя связана со спиральной спиновой структурой, нарушающей симметрию по отношению к обращению времени как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях. В [20] показано, что электроны с различных участков границ Ферми — с  $kQ < 0$  (или  $kQ > 0$ ) — характеризуются различной спиновой поляризацией  $k \uparrow$  (или  $k \downarrow$ ). В условиях, когда спиновый порядок носит локальный или динамический характер, проявляясь в пределах конечных доменов или конечных времен, эффекты асимметрии подавляются.

Таким образом, в состояниях со спиральной структурой, обязанной нестингу  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон, притяжение только в синглетном канале приводит к образованию как синглетных, так и триплетных пар.

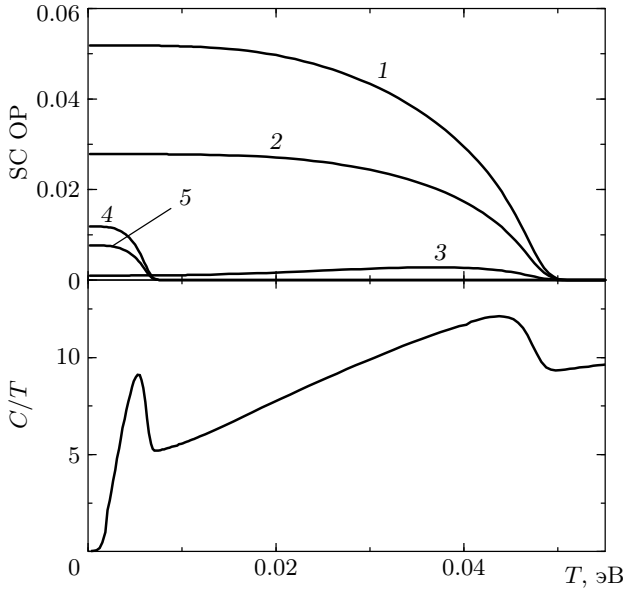
На рис. 1 показана также теплоемкость системы. Конечный предел  $C(T)/T$  при  $T \rightarrow 0$  обязан вкладу от  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон, которые остаются в нормальном состоянии. Это не согласуется с наблюдаемым поведением  $C(T)/T \propto T$  при  $T \rightarrow 0$ .

Рассмотрим теперь модель второго типа с «притяжением» в двух каналах:  $\kappa^s = \kappa^t < 0$  в (10). При больших  $|\kappa^s|, |\kappa^t|$  и малых  $T$  во всех трех зонах возникает SC-порядок. При равных значениях констант (9) на каждой связи с большим интегралом перескока SC-порядок в  $\gamma$ -зоне носит более выраженный характер, чем в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах. При  $\kappa^s \leq 0.65$  эВ и  $T \sim 10^{-3}$  эВ SC-порядок в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах исчезает. Ансамбль связанных пар в  $\gamma$ -зоне состоит в основном из  $d$ -волновых синглетных куперовских пар  $\{k \uparrow, -k \downarrow\}^s$  и движущихся триплетных пар  $\{k \uparrow, -(k + Q) \uparrow\}$  и  $\{k \downarrow, -(k - Q) \downarrow\}$  с полным моментом соответственно  $-Q$  или  $Q$ .

В  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах при  $k^t < 0$  возможен только триплетный порядок. Соответствующие температуры перехода значительно меньше, чем  $T_c$  в  $\gamma$ -зоне:  $T_c^{\alpha\beta}(k^t = k^s) \ll T_c^\gamma$ . Триплетный  $p$ -волновой SC-порядок в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах обязан в основном образованию триплетных пар  $\{k \uparrow, -k \downarrow\}^t$  с нулевым суммарным импульсом. Они отвечают ОР  $\theta_0^\alpha(e_x) = -\theta_0^\beta(e_y) \neq 0$ . На рис. 2 представлена температурная зависимость сверхпроводящего параметра порядка в  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -зонах при больших константах  $\kappa^s = \kappa^t = -0.8$  эВ. Заметим, что соотношение  $|\theta_0(l)| > |\theta_{\pm 1}(l)|$  триплетных компонент для  $l = e_{x(y)}$  в  $\alpha(\beta)$ -зонах отличается от соотношения  $|\theta_0(l)| \ll |\theta_{\pm 1}(l)|$  для ОР в  $\gamma$ -зоне. Различия в  $T_c$  и симметрии SC-порядка в  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -зонах связаны с квазиодномерным или квазидвумерным характером зон и с разницей плотности состояний на уровне Ферми.

Таким образом, для моделей с внутрислойным притяжением соседних центров только  $\gamma$ -зона характеризуется большим  $T_c$ . Модели с разными масштабами  $T_c$  в  $\gamma$ - и  $\alpha$ -,  $\beta$ -зонах характеризуются двухступенчатым поведением теплоемкости (рис. 2). Это противоречит наблюдаемой зависимости  $C(T)/T$ , свидетельствующей об одновременном SC-переходе во всех трех зонах. Тем не менее полученные решения поучительны тем, что демонстрируют возможность новых смешанных типов SC-порядка, совместимых со спиральным спиновым порядком в коррелированной системе.

Парные потенциалы в активной  $\gamma$ -зоне со сверхпроводящими ОР (17) могут быть представлены в форме



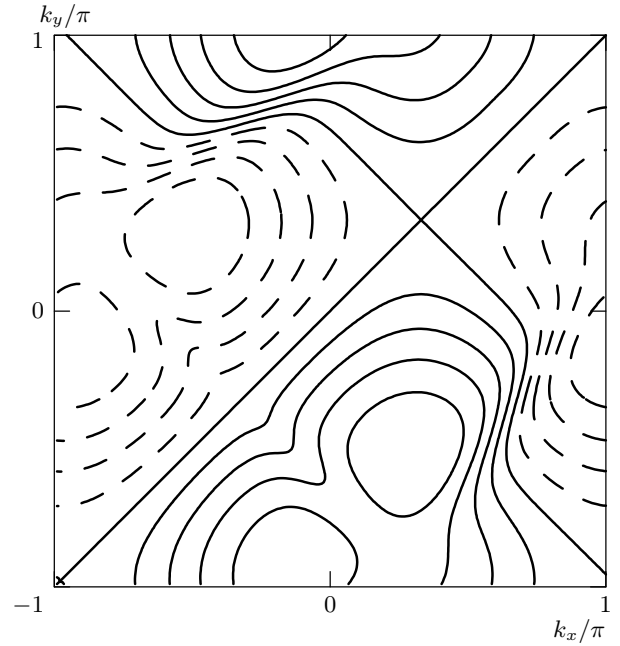
**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, для модели с  $\kappa^s = \kappa^t = -0.8$  эВ. Кривые 1-3 относятся к тем же сверхпроводящим ОР для  $\gamma$ -зоны, что и на рис. 1, кривые 4, 5 относятся к  $\theta_0^\alpha(e_x) = -\theta_0^\beta(e_y)$  и  $\theta_{\pm 1}^\alpha(e_x) = -\theta_{\pm 1}^\beta(e_y)$

$$H_{Lin}^{SC} = \sum_{k \in G} \{ [A(k) + B_0(k)] c_{k\uparrow}^\dagger c_{-k\downarrow}^\dagger + B_1(k) [c_{k-Q/2,\uparrow}^\dagger c_{-k-Q/2,\uparrow}^\dagger + c_{k+Q/2,\downarrow}^\dagger c_{-k+Q/2,\downarrow}^\dagger] + \text{H.c.} \}. \quad (20)$$

Здесь  $k$  пробегает значения во всей области фазового пространства  $G$  (в отличие от представления (14), в котором  $k$  меняется в половине всей области  $G$ ) и опущенный индекс зоны  $\nu = \gamma$  подразумевается. Функции  $A(k)$ ,  $B_\mu(k)$  определяются уравнениями (16) и равны

$$\begin{aligned} A(k) &= \kappa^s w_d (\cos k_x - \cos k_y), \\ B_\mu(k) &= \kappa^t \theta_\mu (\sin k_x - \sin k_y). \end{aligned} \quad (21)$$

Они обладают симметрией,  $A(k_x, k_y) = -A(k_y, k_x)$  и  $B(k_x, k_y) = -B(k_y, k_x)$ . Из нее следует, что диагональ  $k_x = k_y$  вдоль вектора  $Q$  является узловой линией для SC-щели в решении со смешанным  $d$ -волновым синглетным и  $p$ -волновым триплетным SC-порядком. В случае изотропного нормального состояния без спиральной спиновой структуры ( $d_\nu = 0$ ,  $Q = 0$ ) парный потенциал (21) соответствовал бы суперпозиции вкладов, отвечающих различным представлениям тетрагональной точечной группы, классифицированным в [5]. В обозначениях [5] эту суперпозицию можно схематически представить



**Рис. 3.** Контурная карта функции щели (23) для той же модели, что и на рис. 1, во всей области импульсного пространства  $|k_{x(y)}| < \pi$ . Сплошные (штриховые) линии относятся к положительным (отрицательным) значениям функции щели  $G(k_x, k_y)$ , определенной уравнением (22)

как  $\{ \theta_1 (A_{1u} - B_{1u} - A_{2u} + B_{2u}) + \theta_0 (E_{ux} - E_{uy}) \}$ . В отличие от парамагнитного состояния, в спиральном состоянии связанные пары  $(\uparrow\uparrow)$ ,  $(\downarrow\downarrow)$  являются движущимися с полным импульсом  $\mp Q$ . Спиновые токи  $j_{\uparrow\uparrow} = -j_{\downarrow\downarrow}$ , связанные с движением пар, имеют те же знаки, что и спиновые токи  $j_\uparrow = -j_\downarrow$  в нормальном состоянии со спиральной спиновой структурой. Напомним, спины спроектированы здесь на ось, перпендикулярную плоскости вращения спинов спиральной структуры.

Сверхпроводящая щель как функция  $k$  для  $\gamma$ -зоны, отвечающая парному потенциалу (21), определяется вещественным матричным элементом

$$G(k) = \langle \eta_{-k} | H^{SC} | \eta_k \rangle \quad (22)$$

между электронными и дырочными квазичастицами  $\eta^\dagger, \eta$  верхней хаббардовской зоны нормального спирального состояния.

На рис. 3 представлена карта уровней функции щели  $G(k)$  для  $\gamma$ -зоны при  $\kappa^s = -\kappa^t < 0$ . Эта функция антисимметрична относительно замены  $k_x \leftrightarrow k_y$ , но не обладает симметрией по отношению к инверсии. Однако гипотетический фотоэмиссионный эксперимент для  $\gamma$ -зоны показал бы



две различные щели  $|G(k)|$  и  $|G(-k)|$  при каждом  $k$  для различных поляризаций ( $\uparrow$  и  $\downarrow$ ) фотоэлектронов. Заметим, что для квазиимпульса  $k$ , меняющегося вдоль известной границы Ферми  $\gamma$ -зоны, функция  $G(k)$  близка к  $d$ -волновой функции, пропорциональной  $\cos k_x - \cos k_y$ . Это отвечает четырехкратной анизотропии теплопроводности в продольном (в  $ab$ -плоскости) магнитном поле [9, 10].

До сих пор результаты относились к моделям с нереально большими константами взаимодействия и величинами  $T_c$ . Для более реалистичных моделей, отвечающих малым  $T_c$  и константам (10) двух типов, были выполнены расчеты фазовых кривых  $T_c(\kappa^s)$ . Зависимость  $T_c(\kappa^s)$  для температуры SC-перехода в  $\gamma$ -зоне определяется уравнением, полученным линейным разложением уравнений (7), (8) по нарождающимся SC-параметрам порядка  $w_\gamma, \theta_{\gamma\mu}$ . Полученное уравнение на  $T_c(\kappa^s)$  имеет вид

$$\det \|\delta_{ij} - R_{ij}\kappa_j\| = 0. \quad (23)$$

Здесь  $i, j$  нумеруют сверхпроводящие параметры порядка  $\{z_i\}$ , определенные уравнением (17), а матрица  $R_{ij}$  равна

$$R_{ij} = \frac{1}{N} \sum_k \sum_{\lambda, \lambda'} M_{\lambda\lambda'}^i M_{\lambda\lambda'}^j \frac{f(-E_\lambda) - f(E_{\lambda'})}{E_\lambda + E_{\lambda'}}, \quad (24)$$

где  $E_\lambda = E_\lambda(k)$ ,  $f(E_\lambda)$  — энергии и фермиевские заселенности одноэлектронных уровней нормального состояния. Матрицы  $M^i(k)$ ,  $i = 1, 2, 3$ , отвечающие сверхпроводящим ОР (17), даны в Приложении, а константы  $\kappa_j$  в (23) равны  $\kappa_j = \{\kappa^s, \kappa^t, \kappa^t\}_j$ . Индексы  $\lambda, \lambda' = 1, 2$  нумеруют уровни верхней и нижней хаббардовских подзон  $\gamma$ -зоны в нормальном состоянии. При температуре перехода  $T = T_c$ , когда уравнение (23) удовлетворяется, решение соответствующих однородных уравнений

$$(\delta_{ij} - R_{ij}\kappa_j)\tilde{z}_j = 0, \quad \tilde{z}_j = z_j^\gamma / \sqrt{z_1^2 + z_2^2 + z_3^2} \quad (25)$$

определяет относительные нормированные значения  $\tilde{z}_j$  сверхпроводящего ОР. На рис. 4 представлены фазовые кривые  $T_c(\kappa^s)$  и относительные значения ОР  $\tilde{z}_j$  при  $T \rightarrow T_c$  как функции  $\kappa^s$  для двух знаков триплетной константы  $\kappa^t$  в (10). Точки относятся к значениям  $\tilde{z}_j$  при  $T \sim 0.6T_c$ , полученным из полных вычислений среднего поля для обсуждавшихся выше моделей с большими константами  $|\kappa^s|$ . Эти значения согласуются с полученными из уравнений (25). Модели с реалистической  $T_c \sim 10^{-4}$  эВ

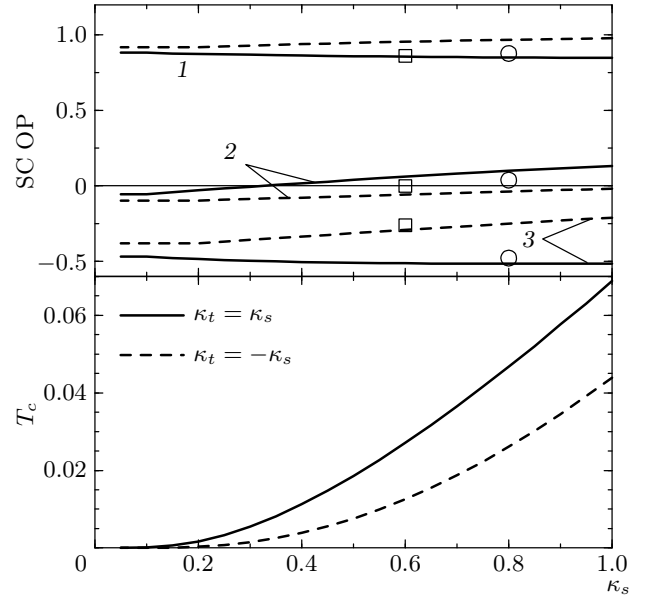


Рис. 4. Фазовые кривые  $T_c(\kappa^s)$  и относительные нормированные значения сверхпроводящих параметров порядка (25), (17) в  $\gamma$ -зоне как функции константы взаимодействия в синглетном канале. Сплошные (штриховые) кривые относятся к моделям соответственно с  $\kappa^t = \pm\kappa^s$ . Кривые 1, 2, 3 относятся к  $\tilde{z}_i$ ,  $i = 1, 2, 3$ , полученным из решения однородных уравнений (25) ( $T \rightarrow T_c$ ). Точки (кружки и квадраты) отвечают значениям тех же величин при  $T = 0.6T_c$ , полученным из полного решения среднего поля для моделей, представленных соответственно на рис. 1 и 2

обладают теми же свойствами симметрии, что и модели с большими  $\kappa^s$  и  $T_c$ . Наблюдаемые в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  температуры перехода  $T_c = 1.5$  К отвечают константам  $\kappa^s = -0.145$  эВ или  $\kappa^s = -0.12$  эВ соответственно для двух типов (10) моделей. В первом случае при  $k^t = -k^s > 0$  SC-переход имеет место только в  $\gamma$ -зоне. В втором случае при  $k^t = k^s < 0$  температуры перехода в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах по оценке равны  $T_c \sim 10^{-3}$  К. Фактически это означает нормальное металлическое состояние  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон для моделей двух типов (10).

#### 4. ВЫВОДЫ

Таким образом, модели с внутрислойным притяжением электронов соседних центров допускают сверхпроводящий порядок только в  $\gamma$ -зоне. Это не соответствует ситуации в сверхпроводящем  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Тем не менее рассмотренные модели поучительны тем, что демонстрируют возмож-

ность новых смешанных типов SC-порядка при наличии спиновой структуры в коррелированной системе. Показано, что SC-порядок в  $\gamma$ -зоне может сосуществовать со спиральным спиновым порядком, обязанным нестиггу  $\alpha$ - и  $\beta$ -зон в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$ . Смешанный  $d$ -волновой синглетный и  $p$ -волновой триплетный SC-порядки возникают от парных взаимодействий соседних центров на основе нормального состояния со спиральной структурой с вектором  $Q = 2\pi(1/3, 1/3)$ . Для двух типов констант парных взаимодействий — с притяжением в двух (синглетном и триплетном) каналах или только в синглетном канале — основными в ансамбле связанных пар являются  $d$ -волновые синглетные пары  $(k, -k)_{\uparrow\downarrow}^s$  и движущиеся триплетные пары  $(k - Q/2, -k - Q/2)_{\uparrow\uparrow}^t$ ,  $(k + Q/2, -k + Q/2)_{\downarrow\downarrow}^t$  с большим суммарным квазиимпульсом  $\mp Q$  и проекциями спина  $\mu = \pm 1$  на ось, нормальную к плоскости вращения спина спиральной структуры. Преимущественный  $d$ -волновой SC-порядок в  $\gamma$ -зоне соответствует наблюдаемой четырехкратной анизотропии теплопроводности в  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  в продольном (в плоскости  $\text{RuO}_4$ ) магнитном поле [9, 10]. Проблема SC-порядка в  $\alpha$ - и  $\beta$ -зонах и поведение найтовского сдвига остаются нерешенными в рамках рассмотренных моделей. Распространение расчетов на другие периодические спиновые структуры, пробы других, в частности межслойных, взаимодействий необходимы. Расчет поведения спиновой восприимчивости при SC-переходе должен прояснить следующий вопрос: могут ли триплетные пары, сопутствующие  $d$ -волновому SC-порядку, обеспечить неизменность найтовского сдвига при SC-переходе.

Работа поддержана РФФИ (гранты №№ 00-03-32981, 00-15-97334). Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Овчинникову и В. Я. Кривнову за полезные замечания и помощь в работе, а также Р. Вернеру за предоставление препринтов работ [15] до их опубликования.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Матрицы  $M^i$  в (24) даются выражениями

$$M_{\lambda\lambda'}^i(k) = \left[ \left( \begin{array}{cc} c & s \\ s & -c \end{array} \right) \overline{M}^i \left( \begin{array}{cc} s & c \\ c & -s \end{array} \right) \right]_{\lambda\lambda'}, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \overline{M}^1 &= \begin{pmatrix} 0 & c_d(k_1) \\ -c_d(k_2) & 0 \end{pmatrix}, \\ \overline{M}^2 &= \begin{pmatrix} 0 & s_p(k_1) \\ s_p(k_2) & 0 \end{pmatrix}, \\ \overline{M}^3 &= s_p(\overline{k}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Здесь  $s = \sin \varphi$ ,  $c = \cos \varphi$  и  $\varphi = \varphi(k)$  для зоны  $\nu$  определяется уравнением  $\text{tg}(2\varphi) = -[\partial \overline{H} / \partial d_\nu][\epsilon(k_1) - \epsilon(k_2)]^{-1}$ . Другие функции здесь равны  $c_d(k) = (\cos k_x - \cos k_y)/2$ ,  $s_p(k) = (\sin k_x - \sin k_y)/2$ ,  $k_1 = k$ ,  $k_2 = k + Q$ ,  $\overline{k} = k + Q/2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Maeno, T. M. Rice, and M. Sgrist, *Physics today*, January 2001, 42.
2. T. M. Rice and M. Sgrist, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, L643 (1995).
3. K. Ishida, H. Mukuda, Y. Kitaoka, K. A. Sayama, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, *Nature* **396**, 658 (1998).
4. M. E. Zhitomirsky and T. M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 057001 (2001).
5. M. Sgrist, D. Agterberg, A. Furusaki, C. Honerkamp, K. K. Ng, T. M. Rice, and M. E. Zhitomirsky, E-print archives, cond-mat/9902214.
6. K. M. Luke, Y. Fudamoto, K. M. Kojima, M. I. Larkin, J. Merrin, B. Nachumi, Y. J. Uemura, Y. Maeno, Z. Q. Mao, H. Nakamura, and M. Sgrist, *Nature* **394**, 558 (1998).
7. S. Nishizaki, Y. Maeno, and Z. Mao, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 1581 (1999); *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 572 (2000).
8. K. Ishida, H. Makuda, Y. Kitaoka, Z. Q. Mao, Y. Mori, and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5387 (2000).
9. M. A. Tanatar, M. Suzuki, S. Nagai, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and T. Ishiguro, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2649 (2001); M. A. Tanatar, S. Nagai, Z. Q. Mao, Y. Maeno, and T. Ishiguro, *Phys. Rev. B* **63**, 064505 (2001).
10. K. Izawa, H. Takahashi, M. Yamaguchi, Y. Matsuda, M. Suzuki, T. Sasaki, T. Fukase, Y. Yoshida, R. Settai, and Y. Onuki, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2653 (2001).
11. I. Bonalde, B. D. Yanoff, M. B. Salamon, D. J. Van Harlingen, E. M. E. Chia, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4775 (2000).

12. C. Lupien, W. A. Mac Farlane, C. Proust, L. Taillefer, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5986 (2001); E-print archives, cond-mat/0101319.
13. H. Won and K. Maki, *Europhys. Lett.* **52**, 427 (2000).
14. I. Eremin, D. Manske, C. Joas, and K. M. Bennemann, E-print archives, cond-mat/0102074.
15. R. Werner, *Phys. Rev. B* **67**, 014505 (2003); *B* **67**, 014506 (2003); R. Werner and V. J. Emery, *Phys. Rev. B* **67**, 014504 (2003).
16. M. Eschrig, J. Ferrer, and M. Fogelström, E-print archives, cond-mat/0101208; *Phys. Rev. B* **63**, 220509 (R) (2001).
17. D. F. Agterberg, T. M. Rice, and M. Sgrist, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3374 (1997).
18. J. F. Annett, G. Litak, B. L. Györfy, and K. I. Wysokinski, *Phys. Rev. B* **66**, 134514 (2002).
19. G. Litak, J. F. Annett, B. L. Györfy, and K. I. Wysokinski, E-print archives, cond-mat/0203601.
20. A. A. Ovchinnikov and M. Ya. Ovchinnikova, E-print archives, cond-mat/0201536; A. A. Овчинников, М. Я. Овчинникова, *ЖЭТФ* **122**, 101 (2002).
21. Y. Sidis, M. Braden, P. Bourges, B. Hennion, S. Nishizaki, Y. Maeno, and Y. Mori, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3320 (1999).
22. M. Braden, O. Friedt, Y. Sidis, P. Bourges, M. Minakata, and Y. Maeno, E-print archives, cond-mat/0107579.
23. A. Damascelli, D. H. Lu, K. M. Shen, N. P. Armitage, F. Rouning, D. L. Feng, C. Kim, Z. X. Shen, T. Kimura, Y. Tokura, Z. Q. Mao, and Y. Maeno, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5194 (2000).
24. I. I. Mazin and D. J. Singh, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 733 (1997); **82**, 4324 (1999).
25. A. Liebsch and A. Lichtenstein, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1591 (2000).
26. P. Fulde and R. A. Ferrell, *Phys. Rev. A* **135**, 550 (1964); А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
27. V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, E-print archives, cond-mat/0203138; В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, *ЖЭТФ* **121**, 175 (2002); В. И. Белявский, В. В. Копаев, Ю. В. Копаев, *ЖЭТФ* **118**, 941 (2000).