Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 4, с. 302 – 307 

# Структура сверхпроводящего параметра порядка в нематической фазе соединений железа

*М. М. Коршунов*[+1)], *Ю. Н. Тогушова*[*]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 28 декабря 2023 г.
После переработки 28 декабря 2023 г.
Принята к публикации 8 января 2024 г.

Рассмотрено влияние нематического порядка на формирование сверхпроводящего состояния в пниктидах и халькогенидах железа. Нематический порядок симметрии $B_{2g}$ моделируется как нестабильность Померанчука $d$-типа и описывается в рамках теории среднего поля. Вычисленный нематический параметр порядка зависит от коэффициента нематического взаимодействия и меняется скачком при его увеличении. В рамках спин-флуктуационной теории спаривания получено сверхпроводящее решение. Показано, что в нематической фазе главное решение имеет структуру $s_{\pi\pm}$ типа. Из оценки критических температур $T_c$ сделан вывод, что нематическое сверхпроводящее состояние $s_{\pi\pm}$ типа более выгодно, чем обычные состояния $s_\pm$ и $d_{x^2-y^2}$ типов, возникающие в отсутствие нематичности.

DOI: 10.31857/S1234567824040098, EDN: szsbyl

**1. Введение.** В сложных системах очень часто возникает сочетание нескольких конкурирующих или сосуществующих дальних порядков разной природы. К таким системам относятся пниктиды и халькогениды железа, являющиеся квазидвумерными соединениями. Многоорбитальные эффекты приводят к возникновению в них необычной сверхпроводимости с параметром порядка со структурой $s_\pm$ типа, имеющим противоположные знаки на разных листах поверхности Ферми, но относящимся к $A_{1g}$ представлению и являющимся вариантом расширенной $s$-симметрии [1–5]. Многообразие экспериментальных данных по сверхпроводящему состоянию можно объяснить в рамках спин-флуктуационного механизма куперовского спаривания, приводящего, в частности, к решению $s_\pm$ типа [6]. Подтверждение наличия такого типа параметра порядка получено из данных по спин-резонансному пику [7–9], обнаруженному в неупругом рассеянии нейтронов [10–12], и из наблюдения спинового экситона, характерного для состояния $s_\pm$, в спектрах андреевского отражения [13].

Экспериментально обнаруженная разница в сопротивлении вдоль взаимно перпендикулярных направлений в плоскости железа $a$ и $b$ в тетрагональной фазе ферропниктидов [14] привела к выводу о нарушении симметрии $C_4$ до $C_2$ и формировании электронного нематического порядка [15, 16]. Слово "нематический" здесь используется для того, чтобы подчеркнуть, что переход происходит в электронной подсистеме, в отличие от привычного структурного фазового перехода, где ионы смещаются в новые равновесные позиции. Аналогом является переход разупорядоченной системы спинов в изинговский нематический порядок при нарушении симметрии $Z_2$. Это и есть отличие от обычного перехода в магнитоупорядоченное состояние, возникающего при нарушении симметрии $O(3)$ [15]. Другими словами, в нематической фазе наступает неэквивалентность в направлениях $a$ и $b$, что приводит к различию магнитного отклика, т.е. спиновой восприимчивости, во взаимоперпендикулярных направлениях в импульсном пространстве, $q_x$ и $q_y$.

Поскольку, если опускаться вниз по температуре, сначала наблюдается переход в нематическую фазу, а только потом – в магнитную или сверхпроводящую [17, 18], мы будем исследовать сверхпроводимость на фоне уже сформировавшегося нематического порядка. В данной работе мы проанализировали влияние понижения симметрии поверхности Ферми с $C_4$ до $C_2$ на решение уравнения на сверхпроводящий параметр порядка в рамках спин-флуктуационной теории спаривания [4]. Полученные решения имеют симметрию $C_2$, что согласуется с наблюдаемым понижением симметрии параметра порядка [19].

[1)]e-mail: mkor@iph.krasn.ru

**2. Модель.** В основе нашего рассмотрения лежит гамильтониан пятиорбитальной модели ферропниктидов $H_{5-\mathrm{orb}}$ [20, 21]:

$$H_{5-\mathrm{orb}} = \sum_{\mathbf{k},\sigma,l,l'} \varepsilon_{\mathbf{k}}^{ll'} d_{\mathbf{k}l\sigma}^{\dagger} d_{\mathbf{k}l'\sigma}, \quad (1)$$

где $d_{\mathbf{k}l\sigma}^{\dagger}$ ($d_{\mathbf{k}l\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона с импульсом $\mathbf{k}$, спином $\sigma$ и орбитальным индексом $l$, $\varepsilon_{\mathbf{k}}^{ll'}$ – матрица одноэлектронных энергий за вычетом химпотенциала (диагональные элементы) и интегралов перескока (недиагональные элементы), значения которых приведены в работе [21].

Для описания нематического состояния следуем подходу среднего поля из работ [22, 23]. Вклад в гамильтониан от двухчастичного нематического взаимодействия имеет вид

$$H_{\mathrm{nem}} = -\frac{1}{4} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\sigma,\sigma',l,l'} V_{ll'}^{\mathrm{nem}} f_{\mathbf{k}l} f_{\mathbf{k}'l'} n_{\mathbf{k}l\sigma} n_{\mathbf{k}'l'\sigma'}, \quad (2)$$

где $n_{\mathbf{k}l\sigma} = d_{\mathbf{k}l\sigma}^{\dagger} d_{\mathbf{k}l\sigma}$ – оператор числа частиц, $V_{ll'}^{\mathrm{nem}}$ – матричные элементы взаимодействия, $f_{\mathbf{k}l}$ – структурный фактор. Как и в работах [22, 23], для моделирования нематического порядка симметрии $B_{2g}$ как нестабильности Померанчука $d$-типа, мы принимаем структурный фактор равным $f_{\mathbf{k}l} = \cos k_x - \cos k_y$.

Для формулировки теории среднего поля записываем $n_{\mathbf{k}l\sigma} = \langle n_{\mathbf{k}l\sigma} \rangle + \delta n_{\mathbf{k}l\sigma}$, где $\langle n_{\mathbf{k}l\sigma} \rangle$ – среднее значение числа заполнения, а отклонение от среднего $\delta n_{\mathbf{k}l\sigma}$ считаем малой величиной. Подставляя это выражение в гамильтониан $H_{\mathrm{nem}}$, пренебрегая вторым порядком малости по отклонению от среднего и опуская вклад в сдвиг энергии, который уйдет в перенормировку химпотенциала, получаем

$$H_{\mathrm{nem}}^{MF} = \sum_{\mathbf{k},\sigma,l} \Phi_l f_{\mathbf{k}l} n_{\mathbf{k}l\sigma}. \quad (3)$$

Здесь введен параметр порядка нематической фазы

$$\Phi_l = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}',\sigma',l'} V_{ll'}^{\mathrm{nem}} f_{\mathbf{k}'l'} \langle n_{\mathbf{k}'l'\sigma'} \rangle. \quad (4)$$

Заметим, что, благодаря формулировке гамильтониана двухчастичного нематического взаимодействия $H_{\mathrm{nem}}$ в виде плотность-плотность, гамильтониан среднего поля $H_{\mathrm{nem}}^{MF}$ не содержит межорбитальных перескоков и описывает изменения плотности частиц на орбиталях $l$.

**3. Нематический параметр порядка.** Сперва мы ищем нематический параметр порядка $\Phi_l$. Решение заключается в самосогласованном вычислении $\Phi_l$ из уравнения (4) и среднего $\langle n_{\mathbf{k}'l'\sigma'} \rangle$. Матрицу $V_{ll'}^{\mathrm{nem}}$ положим равной $\delta_{ll'} V_{\mathrm{nem}}$ с коэффициентом взаимодействия $V_{\mathrm{nem}}$. Поскольку он не известен, используем его как параметр. На рисунке 1 показана вычисленная зависимость $\Phi_l$ для различных $d$-орбиталей от коэффициента $V_{\mathrm{nem}}$. Видно, что при малых значения коэффициента $V_{\mathrm{nem}}$ нематическое состояние не возникает (область I). Отличной от нуля величина параметра порядка становится выше некоторого значения $V_{\mathrm{nem}}$, притом, только для одной из орбиталей, $d_{xy}$ (область II). Учитывая, что величина 4 эВ для параметра взаимодействия велика даже по сравнению с хаббардовским отталкиванием, в дальнейшем мы ограничимся областями I и II.

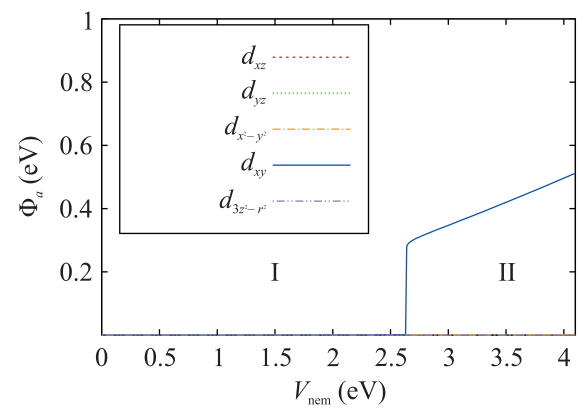


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость компонент нематического коэффициента порядка $\Phi_a$ для орбитали $a$ от параметра взаимодействия $V_{\mathrm{nem}}$. Римскими цифрами обозначены области, где параметр порядка ведет себя существенно по-разному

Поверхности Ферми и дисперсия в двух различных областях показаны на рис. 2. В области II ($V_{\mathrm{nem}} = 2.8$ эВ) очевидно нарушение симметрии $C_4$, имевшей место в области I ($V_{\mathrm{nem}} = 0$). Это хорошо видно в дисперсии вдоль направления $(0, \pi) - (\pi, 0)$.

В спин-флуктуационной теории сверхпроводящего спаривания центральным объектом является действительная часть динамической спиновой восприимчивости на нулевой частоте $\mathrm{Re}\chi(\mathbf{q}, \omega = 0)$ [4]. Спиновая восприимчивость вычисляется как спин-спиновый коррелятор

$$\chi^{ll'mm'}(\mathbf{q}, \Omega) = \int_0^{\beta} d\tau e^{\mathrm{i}\Omega\tau} \left\langle T_{\tau} S_{ll'}^{+}(\mathbf{q}, \tau) S_{ll'}^{-}(\mathbf{q}, 0) \right\rangle, \quad (5)$$

где $\Omega$ – мацубаровская частота, $\beta = 1/T$ – обратная температура, $T_{\tau}$ – оператор упорядочения по мацубаровскому времени $\tau$, $S^{+}$ и $S^{-}$ – спиновые операторы. Усреднение проводится по ансамблю со взаимодействием. В нулевом приближении имеем

$$\chi_{(0)}^{ll'mm'}(\mathbf{q}, \Omega) = -T \sum_{\mathbf{p},\omega_n,\mu,\nu} \Big[ \varphi_{\mathbf{p}m}^{\mu} {\varphi^{*}}_{\mathbf{p}l}^{\mu} G_{\mu\uparrow}(\mathbf{p}, \omega_n) \times \times G_{\nu\downarrow}(\mathbf{p}+\mathbf{q}, \Omega+\omega_n) \varphi_{\mathbf{p}+\mathbf{q}l'}^{\nu} {\varphi^{*}}_{\mathbf{p}+\mathbf{q}m'}^{\nu} \Big]. \quad (6)$$

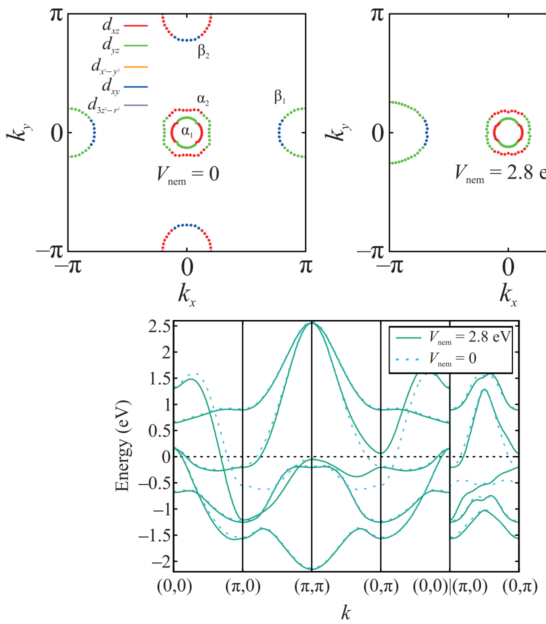


Рис. 2. (Цветной онлайн) Поверхность Ферми (вверху) и дисперсия вдоль основных направлений зоны Бриллюэна (внизу) для двух значений коэффициента взаимодействия $V_{\rm nem}$. Отсчет энергии ведется от химпотенциала. $\alpha_{1,2}$ и $\beta_{1,2}$ обозначают листы поверхности Ферми, а различными цветами показаны области, где максимален вклад от соответствующей орбитали

Здесь $\omega_n$ – мацубаровская частота, $\mu$ и $\nu$ – зонные индексы, $\varphi^{\mu}_{\mathbf{k}m}$ – коэффициенты перехода из зонного в орбитальное представление такие, что $d_{\mathbf{k}m\sigma} = \sum\limits_{\mu} \varphi^{\mu}_{\mathbf{k}m} b_{\mathbf{k}\mu\sigma}$. Здесь $b_{\mathbf{k}\mu\sigma}$ – оператор уничтожения электрона в зонном представлении, в котором функция Грина диагональна, $G_{\mu\sigma}(\mathbf{k},\omega_n) = 1/\left(\mathrm{i}\omega_n - \varepsilon_{\mathbf{k}\mu\sigma}\right)$.

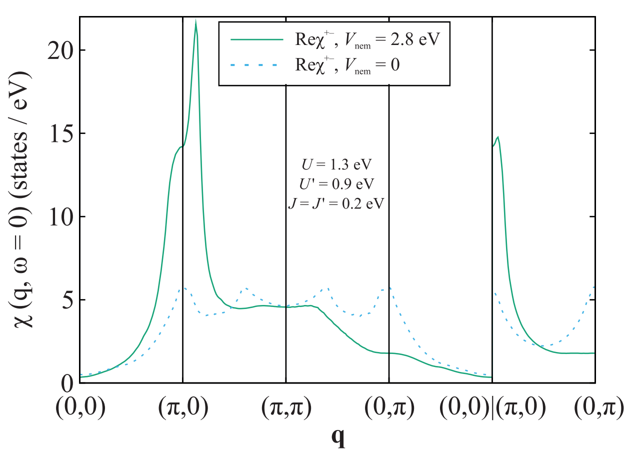


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость действительной части спиновой восприимчивости на нулевой частоте от волнового вектора $\mathbf{q}$, рассчитанная в RPA, для двух значений коэффициента взаимодействия $V_{\rm nem}$

Сначала мы вычисляем $\chi^{ll'mm'}_{(0)}(\mathbf{q},\Omega)$ с гамильтонианом $H_0 = H_{5-\mathrm{orb}} + H^{MF}_{\rm nem}$, а затем, в рамках приближения случайных фаз (*random phase approximation*, RPA) получаем $\chi^{ll'mm'}(\mathbf{q},\Omega)$. Лестничное приближение RPA строится по одноузельному кулоновскому взаимодействию – внутриорбитальному хаббардовскому $U$, межорбитальному $U'$, хундовскому обмену $J$ и парному перескоку $J'$ [24, 25]. Гамильтониан $H_{\rm int}$ записывается следующим образом:

$$H_{\rm int} = U \sum_{f,m} n_{fm\uparrow} n_{fm\downarrow} + U' \sum_{f,m<l} n_{fl} n_{fm} + \\ + J \sum_{f,m<l} \sum_{\sigma,\sigma'} d^{\dagger}_{fl\sigma} d^{\dagger}_{fm\sigma'} d_{fl\sigma'} d_{fm\sigma} + \\ + J' \sum_{f,m\neq l} d^{\dagger}_{fl\uparrow} d^{\dagger}_{fl\downarrow} d_{fm\downarrow} d_{fm\uparrow}, \quad (7)$$

где $n_{fm} = n_{fm\uparrow} + n_{fm\downarrow}$, $n_{fm\sigma} = d^{\dagger}_{fm\sigma} d_{fm\sigma}$ – это оператор числа частиц на узле $f$.

Сумма лестничных диаграмм, включающих электрон-дырочную петлю в матричном виде $\hat{\chi}_{(0)}(\mathbf{q},\Omega)$, дает следующее выражение для матрицы спиновой восприимчивости в приближении RPA [4]:

$$\hat{\chi}(\mathbf{q},\Omega) = \left[\hat{I} - \hat{U}_s \hat{\chi}_{(0)}(\mathbf{q},\Omega)\right]^{-1} \hat{\chi}_{(0)}(\mathbf{q},\Omega), \quad (8)$$

где $\hat{I}$ и $\hat{U}_s$ – единичная матрица и матрица взаимодействия в орбитальном представлении, в явном виде записанная в работе [21]. В дальнейшем будут приведены результаты для физической восприимчивости $\chi(\mathbf{q},\Omega) = \sum\limits_{l,m} \chi^{llmm}(\mathbf{q},\Omega)$, аналитически продолженной на ось действительных частот $\omega$ ($\mathrm{i}\Omega \to \omega + \mathrm{i}\delta$, $\delta \to 0+$).

Нарушение симметрии поверхности Ферми приводит к нарушению симметрии до $C_2$ в зависимости спиновой восприимчивости от волнового вектора $\mathbf{q}$. Это продемонстрировано на рис. 3. Увеличение коэффициента $V_{\rm nem}$, а с ним и параметра порядка $\Phi_l$, приводит к возрастанию пика вблизи $\mathbf{q} = (\pi,0)$ по сравнению с $\mathbf{q} = (0,\pi)$. Связано это, естественно, с тем, что листы поверхности Ферми $\beta_2$ вблизи точек $(0,\pm\pi)$ исчезают, в отличие от листов $\beta_1$ вблизи точек $(\pm\pi,0)$. Это приводит к превалированию рассеяния между зонами, формирующими листы $\alpha_{1,2}$, и зонами, формирующими листы $\beta_1$, по сравнению с зонами, формирующими листы $\beta_2$ (см. рис. 2).

**4. Сверхпроводящее состояние.** Сверхпроводящее состояние на фоне нематической фазы ищем как решение линеаризованного уравнения на щель $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0 g_{\mathbf{k}}$, записанного как уравнение на соб-

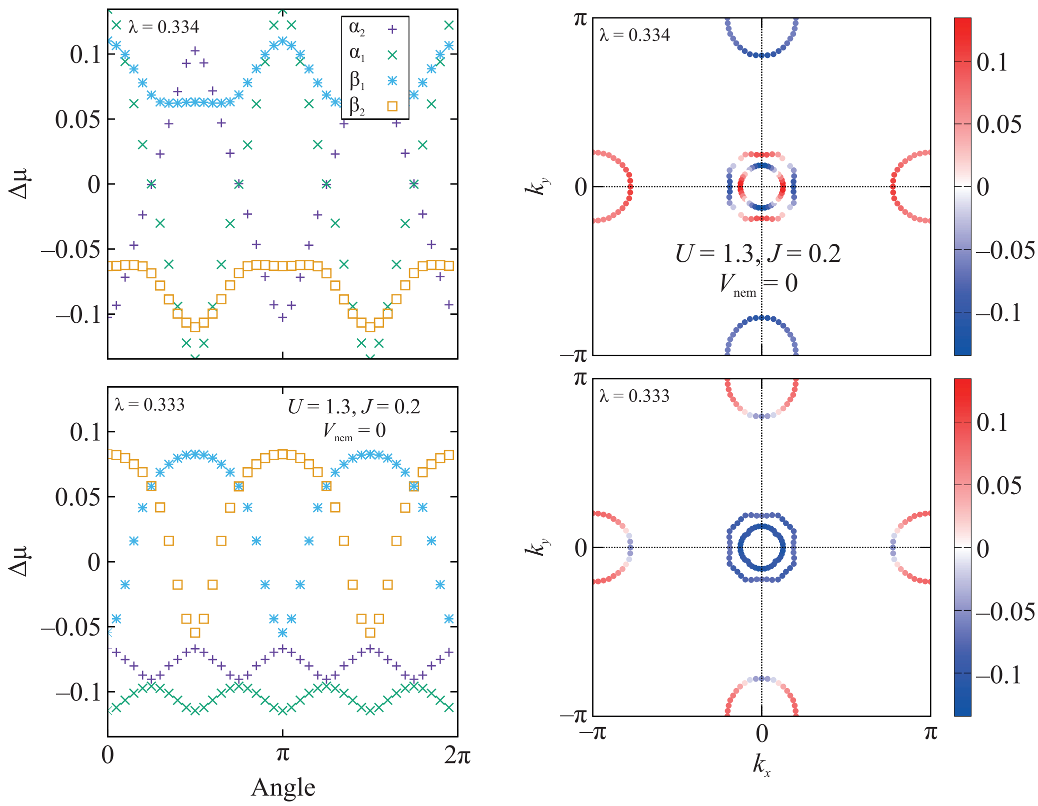


Рис. 4. (Цветной онлайн) Параметр порядка при $U = 1.3$, $J = 0.2$ и $V_{\text{nem}} = 0$ для двух наибольших величин собственного значения $\lambda$ на листах поверхности Ферми ($\alpha_{1,2}$, $\beta_{1,2}$). Слева: угловая зависимость на каждом листе, справа: величина параметра порядка показана интенсивностью в пределах зоны Бриллюэна. Все значения приведены в эВ

ственные значения $\lambda$ и собственные вектора $g_{\mathbf{k}}$ [4, 21, 26–28],

$$\lambda g_{\mathbf{k}} = -\sum_{\nu} \oint_{\nu} \frac{d\mathbf{k}'_{||}}{2\pi} \frac{1}{2\pi v_{F\mathbf{k}'}} \tilde{\Gamma}^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') g_{\mathbf{k}'}, \qquad (9)$$

где $v_{F\mathbf{k}'}$ – скорость Ферми, контурный интеграл берется по параллельной $\nu$-му листу поверхности Ферми компоненте импульса $\mathbf{k}'_{||}$, а зонный индекс $\mu$ однозначно определяется положением вектора $\mathbf{k}$. Положительные $\lambda$ соответствуют притяжению и максимальное из них определяет состояние с максимальной критической температурой $T_c$, т.е. наиболее выгодное сверхпроводящее состояние с импульсной зависимостью, определяемой соответствующим собственным вектором $g_{\mathbf{k}}$.

Куперовская вершина $\tilde{\Gamma}^{\mu\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ зависит от кулоновских параметров $U$, $U'$, $J$, $J'$ и от $\mathrm{Re}\chi(\mathbf{q}, \omega = 0)$, см. [4]. При наличии спин-вращательной инвариантности, что предполагается здесь, $U' = U - 2J$, $J' = J$. Оставшиеся два параметра хаббардовского взаимодействия, $U$ и $J$, мы будем варьировать. Для дальнейшего исследования мы выбрали следующие наборы параметров (значения в эВ).

1: $U = 1$, $J = 0$; 2: $U = 1.1$, $J = 0$; 3: $U = 1$, $J = 0.1$; 4: $U = 1.2$, $J = 0$; 5: $U = 1.1$, $J = 0.1$; 6: $U = 1.2$, $J = 0.1$; 7: $U = 1$, $J = 0.2$; 8: $U = 1.3$, $J = 0$; 9: $U = 1.1$, $J = 0.2$; 10: $U = 1.3$, $J = 0.1$; 11: $U = 1.4$, $J = 0$; 12: $U = 1.2$, $J = 0.2$; 13: $U = 1.4$, $J = 0.1$; 14: $U = 1$, $J = 0.3$; 15: $U = 1.4$, $J = 0.15$; 16: $U = 1.3$, $J = 0.2$.

Для набора номер 16 ($U = 1.3$, $J = 0.2$) на рис. 4, 5 показаны по два решения уравнения (9) с максимальными значениями $\lambda$ в областях I и II: в отсутствие нематичности при $V_{\text{nem}} = 0$ на рис. 4 и в нематической фазе при $V_{\text{nem}} = 2.8$ эВ на рис. 5.

Видно, что для данного набора кулоновских параметров решения $d_{x^2-y^2}$ типа и $s_{\pm}$ типа конкурируют в области I (имеют близкие значения $\lambda$), но выигрывает все же $d_{x^2-y^2}$ тип. В нематической фазе в области II мы уже не можем пользоваться классификацией типов щелей по неприводимым представлениям тетрагональной фазы. Однако состояние с большей $\lambda$ на рис. 5 мы назовем $s_{\pi\pm}$, чтобы подчеркнуть его связь с состоянием $s_{\pm}$ в тетрагональной фазе и указать, что соответствующее $\Delta_{\mathbf{k}}$ инвариантно относительно поворота на $\pi$, а не на $\pi/2$, как было для рас-

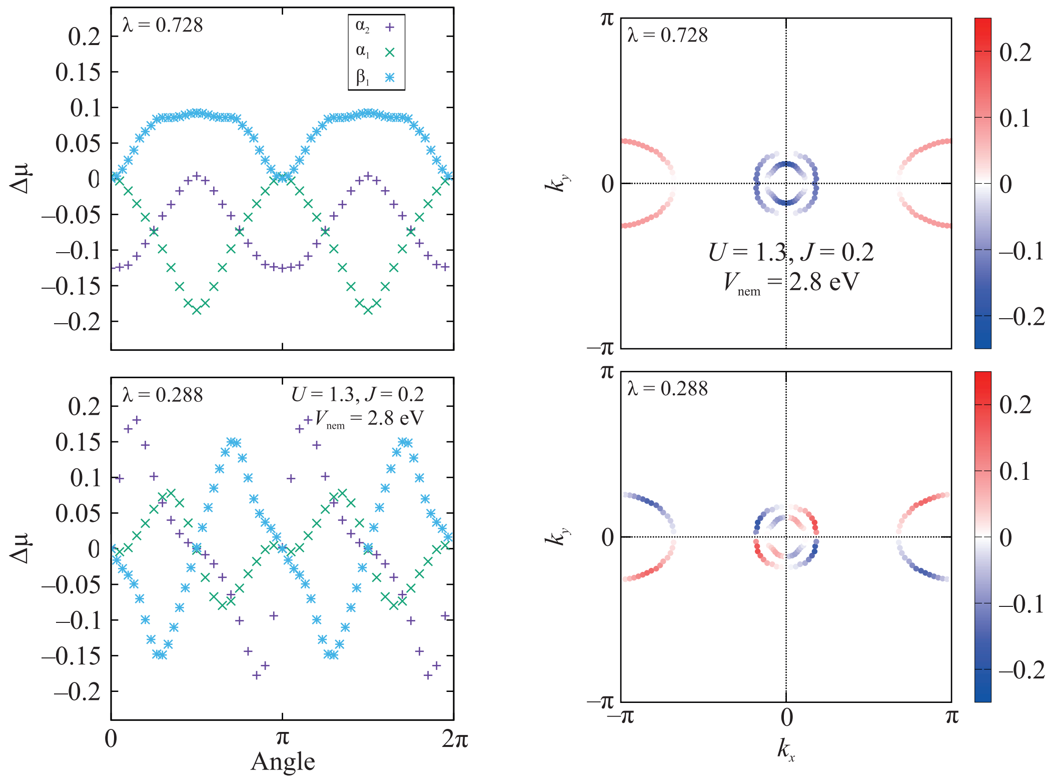


Рис. 5. (Цветной онлайн) То же, что на рис. 4, но для $V_{\rm nem} = 2.8$ эВ

ширенного $s$-типа симметрии. Состояние с меньшей $\lambda$ на рис. 5 напоминает $d_{xy}$ тип симметрии, поэтому мы его так и будем называть.

На рисунке 6 приведен сводный график значений $\lambda$ для различных наборов параметров одноузельного кулоновского взаимодействия при $V_{\rm nem} = 0$ и $V_{\rm nem} = 2.8$ эВ. Разные линии соответствуют различным получающимся в расчете симметриям параметра порядка. Отметим, что решение "нематического типа" $s_{\pi\pm}$ всегда имеет большее значение $\lambda$, чем решение $s_\pm$, которое конкурирует с $d_{x^2-y^2}$ типом. Следовательно, $T_c$ сверхпроводящего состояния, сосуществующего с нематическим состоянием, больше, чем $T_c$ собственно сверхпроводящего состояния. Это свидетельствует в пользу того, что нематическая сверхпроводящая фаза может оказаться более выгодной, чем состояние с ненарушенной симметрией $C_4$.

**5. Заключение.** Мы рассмотрели возникновение сверхпроводимости на фоне нематического порядка в пятиорбитальной модели пниктидов и халькогенидов железа. Нематический порядок описан в рамках теории среднего поля с коэффициентом нематического взаимодействия $V_{\rm nem}$. Самосогласованно вычисленный нематический параметр порядка $\Phi_l$ равен нулю (область I) при значениях $V_{\rm nem}$ от нуля вплоть до некоторого критического значения, когда компонента $\Phi_l$, соответствующая орбитали $l = d_{xy}$, скачком становится конечной (область II). Сверхпроводящее решение в рамках спин-флуктуационной теории спаривания найдено в обеих областях, I и II. В отсутствие нематического порядка (область I) сверхпроводящий параметр порядка имеет структуру $s_\pm$ и $d_{x^2-y^2}$ типов для двух главных конкурирующих ре-

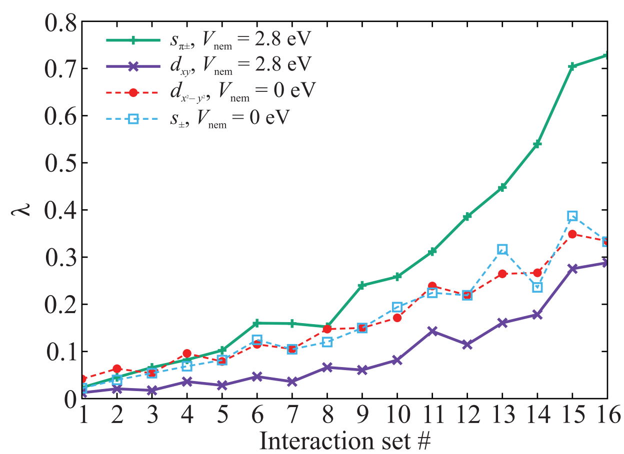


Рис. 6. (Цветной онлайн) Максимальные собственные значения $\lambda$ для двух значений коэффициента нематического взаимодействия $V_{\rm nem}$ при различных наборах кулоновских параметров

шений. В нематической фазе (область II) получаются два главных решения типа $s_{\pi\pm}$ и типа $d_{xy}$, притом, первое всегда выигрывает. Оценка соответствующих критических температур $T_c$ приводит к выводу, что нематическое сверхпроводящее состояние со структурой $s_{\pi\pm}$ будет иметь большую $T_c$, чем обычные состояния $s_\pm$ и $d_{x^2-y^2}$ типов с ненарушенной симметрией $C_4$.

**Финансирование работы.** Данная работа финансировалась в рамках научной тематики Госзадания Института физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

**Конфликт интересов.** Отсутствует.

1. М. В. Садовский, Успехи физических **178**, 1243 (2008) [M. V. Sadovskii, Phys.-Uspekhi **51**, 1201 (2008)].
2. Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, Успехи физических **178**, 1307 (2008) [Yu. A. Izyumov and E. Z. Kurmaev, Phys.-Uspekhi **51**, 1261 (2008)].
3. P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, and I. I. Mazin, Rep. Progr. Phys. **74**, 124508 (2011).
4. М. М. Коршунов, Успехи физических наук **184**, 882 (2014) [M. M. Korshunov, Phys.-Uspekhi **57**, 813 (2014)].
5. М. В. Садовский, Успехи физических наук **186**, 1035 (2016) [M. V. Sadovskii, Phys.-Uspekhi **59**, 947 (2016)].
6. S. Maiti, M. M. Korshunov, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, and A. V. Chubukov, Phys. Rev. Lett. **107**, 147002 (2011).
7. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **78**, 140509 (2008).
8. T. A. Maier and D. J. Scalapino, Phys. Rev. B **78**, 020514 (2008).
9. M. M. Korshunov, Phys. Rev. B **98**, 104510 (2018).
10. M. D. Lumsden and A. D. Christianson, J. Phys. Condens. Matter **22**, 203203 (2010).
11. P. Dai, Rev. Mod. Phys. **87**, 855 (2015).
12. D. S. Inosov, Comptes Rendus Physique **17**, 60 (2016).
13. M. M. Korshunov, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, Materials **15**, 6120 (2022).
14. J.-H. Chu, J. G. Analytis, K. De Greve, P. McMahon, Z. Islam, Y. Yamamoto, and I. R. Fisher, Science **329**, 824 (2010).
15. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Knolle, I. Eremin, and J. Schmalian, Phys. Rev. B **85**, 024534 (2012).
16. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, and J. Schmalian, Nat. Phys. **10**, 97 (2014).
17. J. Li, P. J. Pereira, J. Yuan et al. (Collaboration), Nat. Commun. **8**, 1880 (2017).
18. X. Zhou, Y. Li, B. Teng, P. Dong, J. He, Y. Zhang, Y. Ding, J. Wang, Y. Wu, and J. Li, Adv. Phys. X **6**, 1878931 (2021).
19. P. O. Sprau, A. Kostin, A. Kreisel, A. E. Bohmer, V. Taufour, P. C. Canfield, S. Mukherjee, P. J. Hirschfeld, B. M. Andersen, and J. C. Seamus Davis, Science **357**, 75 (2017).
20. K. Kuroki, S. Onari, R. Arita, H. Usui, Y. Tanaka, H. Kontani, and H. Aoki, Phys. Rev. Lett. **101**, 087004 (2008).
21. S. Graser, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, and D. J. Scalapino, New J. Phys. **11**, 025016 (2009).
22. H. Yamase, V. Oganesyan, and W. Metzner, Phys. Rev. B **72**, 035114 (2005).
23. S. S. Choudhury, S. Peterson, and Y. Idzerda, Phys. Rev. B **105**, 214515 (2022).
24. C. Castellani, C. R. Natoli, and J. Ranninger, Phys. Rev. B **18**, 4945 (1978).
25. A. M. Oleś, Phys. Rev. B **28**, 327 (1983).
26. N. F. Berk and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. Lett. **17**, 433 (1966).
27. D. J. Scalapino, E. Loh, and J. E. Hirsch, Phys. Rev. B **34**, 8190 (1986).
28. M. M. Korshunov, *Itinerant Spin Fluctuations* in *Iron-Based Superconductors in Perturbation Theory: Advances in Research and Applications*, Nova Science Publishers Inc., N.Y. (2018), p. 61.