Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 3, с. 154 – 159

Конкуренция состояний БКШ и ЛОФФ в магнитных сверхпроводниках в криптоферромагнитной фазе

Ф. М. Сираев, А. С. Кутузов, М. В. Авдеев[1], Ю. Н. Прошин

Казанский федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2019 г.
После переработки 7 декабря 2019 г.
Принята к публикации 18 декабря 2019 г.

Рассматривается возможность возникновения неоднородных сверхпроводящих состояний Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) в магнитных сверхпроводниках в криптоферромагнитной фазе с геликоидальным магнитным упорядочением. В рамках предложенной модели рассчитана зависимость критической температуры от угла между волновыми векторами пространственной модуляции состояния ЛОФФ и геликоидальной магнитной структуры. Показано, что их взаимно перпендикулярной ориентации соответствует энергетически наиболее выгодное состояние. Проведенные численные расчеты также показали, что на фазовой диаграмме состояний на линии, разделяющей фазы Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) и ЛОФФ, имеется трикритическая точка. Кроме того, различие эффективных масс электронов проводимости в различных спиновых подзонах и анизотропия поверхности Ферми в магнитном сверхпроводнике могут привести к возникновению состояний ЛОФФ даже при сравнительно сильных обменных полях.

DOI: 10.31857/S0370274X20030030

Сверхпроводимость и магнетизм являются яркими представителями двух макроскопических явлений, обладающих существенно квантовой природой и в основе которых лежит механизм спонтанного нарушения симметрии: калибровочной – для сверхпроводимости и инверсии времени – для магнетизма. При этом упорядоченная фаза (сверхпроводящая или магнитная) характеризуется своим параметром порядка (ПП). Для магнетика роль такого ПП играет вектор намагниченности, а для сверхпроводника – волновая функция сверхпроводящего конденсата. В то же время сверхпроводимость и магнетизм – явления, антагонистичные друг к другу. Так, хорошо известно, что магнетизм подавляет сверхпроводимость, что обусловлено двумя эффектами: орбитальным и парамагнитным. Орбитальный механизм был рассмотрен Гинзбургом [1] и заключается в действии силы Лоренца на электроны, составляющие куперовскую пару, разрушая ее, при достижении внешним магнитным полем некоторого критического значения H_c. Напротив, парамагнитный механизм, впервые рассмотренный в пионерских работах Матиаса–Сула [2, 3], а также Абрикосова–Горькова [4], затрагивает спиновые степени свободы и обусловлен рассеянием электронов проводимости на парамагнитных примесях. Такое рассеяние нарушает симметрию по отношению к инверсии времени и, согласно теореме Андерсона, понижает критическую температуру T_c сверхпроводника. С другой стороны, в магнитоупорядоченной ферромагнитной фазе на спины электронов, составляющих синглетную куперовскую пару, со стороны магнитных моментов действует обменное поле $\mathbf{h}$, которое стремится выстроить их параллельно, что, как показали Балтенспергер–Сарма [5, 6], также приводит к разрушению сверхпроводящего состояния. При этом оказывается, что в ферромагнитной фазе, наряду с однородным сверхпроводящим состоянием Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), возможно образование и неоднородного состояния Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) [7, 8]. В фазе ЛОФФ куперовские пары из-за расщепления спиновых подзон имеют отличный от нуля суммарный импульс $\mathbf{q}$ и, таким образом, сверхпроводящий ПП оказывается модулирован в пространстве $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{qr}}$ на характерном масштабе $\xi_h = 1/q \sim v_F/2h$, где v_F – скорость Ферми (здесь и далее мы полагаем $\hbar = k_B = \mu_B = 1$). Отметим, что для реальных ферромагнетиков, таких как Co, Fe, Ni эта длина составляет $\xi_h \approx 1 - 10$ нм, что на два порядка меньше длины когерентности $\xi_s = v_F/2\pi T_{c0}$ обычного немагнитного сверхпроводника с критической температурой T_{c0}. Соответственно, в однородных образцах состояние ЛОФФ оказывается энергетически выгод-

[1]e-mail: avdeev.maxim.kfu@gmail.com

нее состояния БКШ только для очень малых значений обменного поля $h \sim T_{c0}$: численные расчеты дают следующее значение для этого интервала $h/\pi T_{c0} \in [0.34, 0.42]$ [7, 8]. Стоит, однако, отметить, что подобные состояния ЛОФФ могут возникать в квазидвумерных сверхпроводниках во внешнем магнитном поле, приложенном параллельно сверхпроводящим плоскостям. В этом случае диамагнитный эффект практически не дает вклада в подавление сверхпроводимости и определяющим становится зеемановское взаимодействие спинов электронов с магнитным полем. Так, в работах [9, 10] фаза ЛОФФ, индуцированная сильным параллельным магнитным полем была экспериментально обнаружена в квазидвумерных λ-$(BETS)_2FeCl_4$ [9] и слоистых κ-(BEDT-TTF)$_2$Cu(NCS)$_2$ [10] органических сверхпроводниках.

С другой стороны, состояния типа ЛОФФ могут быть наведены за счет эффекта близости [11], например, в искусственных гетероструктурах ферромагнетик – сверхпроводник. Проблеме эффекта близости и сопутствующих явлений в таких системах посвящено большое число, как экспериментальных [12–16], так и теоретических работ [17–25] (смотри также известные обзоры [26–31] и ссылки в них).

Тем не менее, возможность сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в однородных образцах может реализовываться за счет подстройки магнитного упорядочения, когда в сверхпроводящей фазе энергетически выгоднее становится установление неоднородного, модулированного в пространстве, магнитного порядка. Впервые на это обратили внимание Андерсон и Сул [32], которые показали, что магнитная восприимчивость $\chi(\mathbf{q})$ в сверхпроводящем состоянии, в отличии от нормальной фазы, имеет максимум при некотором отличном от нуля волновом векторе $Q = (a^2\xi_{s0})^{-1/3}$ (здесь $a \sim k_F^{-1}$ – магнитная корреляционная длина). Такое состояние было названо криптоферромагнитным и оно реализуется, например, в соединении $ErRh_4B_4$ с критической температурой $T_{c0} = 8.7$ K. При этом неоднородный магнитный порядок возникает уже внутри сверхпроводящей фазы при температуре $T_m = 1$ K, а при температуре $T_{c2} = 0.8$ K происходит переход в ферромагнитное состояние, при котором сверхпроводимость оказывается полностью подавлена [33].

В настоящей работе мы обсуждаем возможность существования и конкуренции фаз ЛОФФ и БКШ на фоне криптоферромагнитного состояния в чистых монокристаллических образцах. В наших недавних работах [34, 35] было показано, что особенности зонной структуры ферромагнетика могут существенно модифицировать пространственный масштаб модуляции ПП, наведенного в ферромагнетике за счет эффекта близости. Основываясь на этих результатах, здесь мы учитываем эффекты, связанные с тем, что мажорантная и минорантная спиновые подзоны, расщепленные обменным полем, могут сближаться или касаться друг друга на поверхности Ферми в некоторых кристаллографических направлениях. Такой механизм возможен, например, если эффективные массы мажорантной и минорантной спиновых подзон отличаются, причем так, что выполняется условие $m_\downarrow > m_\uparrow$. Действительно, для наглядности рассмотрим простой случай параболических зон, где величину суммарного импульса пары в состоянии ЛОФФ можно оценить из условия

$$(\mathbf{k}_0 + \mathbf{q}/2)^2/2m_\uparrow - h = (-\mathbf{k}_0 + \mathbf{q}/2)^2/2m_\downarrow + h.$$

Учитывая, что $k_0 \gg q$, последнее можно представить в более наглядной форме

$$\begin{gathered}\frac{\mathbf{k}_0\mathbf{q}}{2M} = h - \eta\frac{k_0^2}{2M},\\ \eta = \frac{m_\downarrow - m_\uparrow}{m_\downarrow + m_\uparrow}, \quad M = \frac{2m_\uparrow m_\downarrow}{m_\uparrow + m_\downarrow},\end{gathered} \tag{1}$$

откуда видно, что при $\eta \approx h/E_F$ суммарный импульс пары близок к нулю. В этом случае, мы можем представить гамильтониан свободных электронов в виде

$$\begin{gathered}\hat{\mathcal{H}}_0 = -\frac{1}{2}\begin{pmatrix}\frac{1}{m_\uparrow} & 0\\ 0 & \frac{1}{m_\downarrow}\end{pmatrix}\nabla^2 - \hat{\sigma}_z h - E_F \approx\\ \approx -\frac{1}{2M}\nabla^2 - E_F - \left(h - \eta\frac{k_0^2}{2M}\right)\hat{\sigma}_z,\end{gathered} \tag{2}$$

с некоторым *эффективным* обменным полем $h_{\text{eff}} = h - \eta E_F$ и эффективной массой M. В предельном случае, когда эффективные массы совпадают ($\eta = 0$) мы получаем хорошо известный результат. Таким образом, в однородных образцах условие близости значений η и h/E_F может приводить к значительному ослаблению влияния обменного поля на сверхпроводимость.

Приведенные оценки, однако, справедливы для случая однородной намагниченности. В случае криптоферромагнитного состояния, магнитный порядок модулирован в пространстве и в простейшем случае представляет из себя геликоидальную магнитную структуру

$$\mathbf{h} = (0, h\sin Qx, h\cos Qx)$$

с пространственным периодом $L = 2\pi/Q$. Впервые подобная задача была рассмотрена Булаевским и др. [36] в контексте проблемы сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в соединении $\mathrm{ErRh_4B_4}$. Однако, авторы работы [36] рассмотрели случай сверхпроводящего состояния лишь с пространственно однородным ПП. Позже, в работе [37] неоднородные состояния типа ЛОФФ были рассмотрены на фоне антиферромагнитного упорядочения, с волновым вектором $Q \sim a^{-1}$, где a – период решетки. Совсем недавно, в работе [38] был рассмотрен случай одномерного сверхпроводника с конической магнитной структурой вида $(h\cos Qz, h\sin Qz, h_z)$, где предполагалось, что вектор пары ЛОФФ $\mathbf{q}$ и вектор магнитной структуры $\mathbf{Q}$ параллельны друг другу.

Здесь мы рассматриваем более общий D-мерный случай, когда сверхпроводящий ПП модулирован в пространстве с волновым вектором $\mathbf{q}$, величина и направление которого определяется из условия максимальности критической температуры T_c. Соответственно, мы ищем решение в виде $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{qr}}$. Таким образом, сверхпроводящая часть гамильтониана имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}}_{SC} = \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta_{\mathbf{q}} \psi^{\dagger}_{\mathbf{k}+\mathbf{q}/2\uparrow} \psi^{\dagger}_{-\mathbf{k}+\mathbf{q}/2\downarrow} + \text{h.c.} \right). \qquad (3)$$

При этом гамильтониан (2) в случае с неоднородной намагниченностью и с учетом различия эффективных масс ($\eta \neq 0$) запишется как

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}}_0 = -\frac{1}{2M}\nabla^2 - E_F - \mathbf{h}\hat{\boldsymbol{\sigma}} + \\ + \frac{\eta}{2M}\frac{1}{2}\left[\mathbf{e}_h \hat{\boldsymbol{\sigma}} \nabla^2 + \nabla^2 \mathbf{e}_h \hat{\boldsymbol{\sigma}}\right], \end{aligned} \qquad (4)$$

где мы ввели единичный вектор вдоль направления обменного поля $\mathbf{e}_h = \mathbf{h}/h$. Отметим также, что последнее слагаемое записано в симметричной форме, что обеспечивает эрмитовость данного оператора. Далее удобно произвести унитарное преобразование

$$\hat{\mathcal{H}}_0 \to \hat{U}\hat{\mathcal{H}}_0\hat{U}^{\dagger}, \quad \hat{U}(\mathbf{r}) = \exp(i\frac{Qx}{2}\hat{\sigma}_x),$$

которое диагонализирует член $\mathbf{h}\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ (отметим, что $\hat{\mathcal{H}}_{SC}$ инвариантен относительно данного преобразования). Переходя в импульсное представление, получаем эффективный гамильтониан свободных электронов

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} \approx \xi + \frac{1}{2}\boldsymbol{v}_0\mathbf{q} - h_{\text{eff}}\hat{\sigma}_z - \frac{1}{2}\mathbf{Q}\boldsymbol{v}_0\hat{\sigma}_x, \qquad (5)$$

где $\xi = k^2/2M - E_F$, $\boldsymbol{v}_0 = \mathbf{k}_0/M$, $k_0 = \sqrt{2ME_F}$ и предполагается, что $k_0 \gg Q, q$. Данная система описывается уравнениями Горькова, которые в матричной форме можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathcal{G}}_{+}^{-1} & i\hat{\sigma}_y\Delta_{\mathbf{q}} \\ i\hat{\sigma}_y\Delta^*_{\mathbf{q}} & \hat{\mathcal{G}}_{-}^{-1} \end{pmatrix} \check{G}(\xi, \mathbf{q}, \omega) = \check{1}, \qquad (6)$$

где $\hat{\mathcal{G}}_{\pm}^{-1} = \pm i\omega - \hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}}(\pm\mathbf{q}, \pm\mathbf{Q})$ (здесь $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота). Соответственно, уравнение самосогласования на ПП имеет вид

$$\begin{gathered} \Delta_{\mathbf{q}} = \frac{\lambda}{2}\pi T {\sum_{\omega}}' \mathrm{Re}\langle \mathrm{Tr}\check{\mathcal{G}}(\mathbf{q}, \omega)\check{\gamma}\rangle_{\mathbf{n}}, \\ \check{\mathcal{G}}(\mathbf{q}, \omega) = \int \check{G}(\xi, \mathbf{q}, \omega)\frac{d\xi}{2\pi}, \ \check{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & -i\hat{\sigma}_y \\ -i\hat{\sigma}_y & 0 \end{pmatrix}, \end{gathered} \qquad (7)$$

где λ – безразмерная константа связи, угловые скобки $\langle \ldots \rangle_{\mathbf{n}}$ означают усреднение по направлению импульса $\mathbf{n} = \mathbf{k}_0/k_0$, и суммирование обрезается на частоте Дебая.

Вблизи температуры перехода T_c, когда ПП мал, можно разложить правую часть уравнения (7) до первого порядка по $\Delta_{\mathbf{q}}$. Таким образом, уравнение самосогласования сводится к более простому виду

$$\ln\frac{T_c}{T_{c0}} = \pi T_c \sum_{\omega} \left\langle \frac{1}{\Omega} - \frac{1}{|\omega|} - \frac{h_{\text{eff}}^2}{\Omega(\Omega^2 + \Gamma^2)} \right\rangle_{\mathbf{n}}, \qquad (8)$$

где $\Omega = |\omega| + i\mathbf{q}\boldsymbol{v}_0/2$, $\Gamma^2 = h_{\text{eff}}^2 + (\mathbf{Q}\boldsymbol{v}_0/2)^2$, T_{c0} – критическая температура однородного сверхпроводящего состояния при $h_{\text{eff}} = 0$.

Численные решения уравнения (8) представлены на рис. 1. На верхних панелях рис. 1a–c приведены зависимости приведенной критической температуры $t = T_c/T_{c0}$ от величины вектора магнитной структуры $Q\xi_{s0}$ (здесь $\xi_{s0} = v_0/2\pi T_{c0}$ – длина когерентности) и *эффективного* обменного поля $h_{\text{eff}}/\pi T_{c0}$. При этом, для сравнения, случай (a) соответствует однородному сверхпроводящему состоянию, когда $q = 0$ (именно этот случай был рассмотрен в работе [36]). Светлая штриховая линия определяет границу между нормальной (NS) и однородной сверхпроводящей (BCS) фазами. Здесь хорошо видна конкуренция двух факторов: с одной стороны, как упоминалось выше, обменное поле стремиться подавить сверхпроводимость, а с другой стороны, увеличение Q приводит к обратному эффекту. Физически это легко понять из следующих рассуждений: с ростом волнового вектора Q пространственный период магнитной структуры $L = 2\pi/Q$ уменьшается и, когда он становится сопоставимым с длиной когерентности ξ_{s0}, куперовская пара "чувствует" некоторое усредненное значение обменного поля, которое ока-

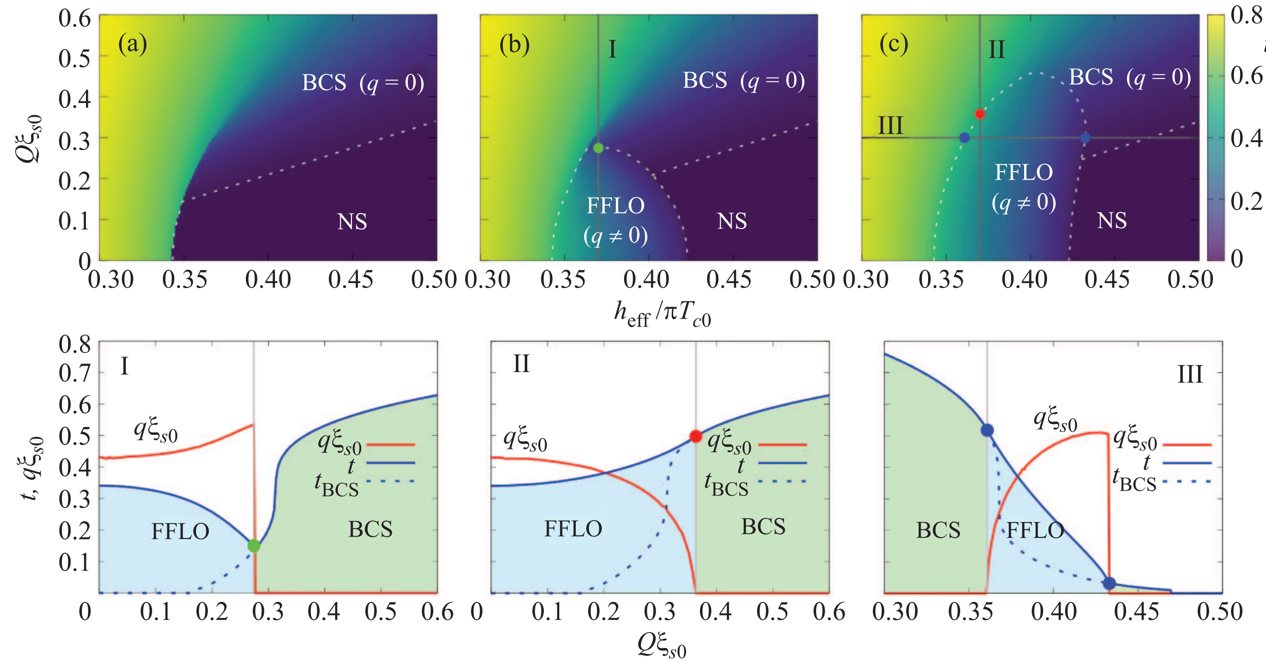

Рис. 1. (Цветной онлайн) Фазовые диаграммы состояний. (a)–(c) – Зависимость приведенной критической температуры t (показана цветом) от $Q\xi_{s0}$ и $h_{\text{eff}}/\pi T_{c0}$: (a) – однородный случай ($q = 0$); (b) – $\mathbf{q} \parallel \mathbf{Q}$; (c) – $\mathbf{q} \perp \mathbf{Q}$. На нижней панели представлены соответствующие срезы I–III, обозначенные на диаграммах (b) и (c)

зывается значительно меньше, чем в случае однородной намагниченности, что и приводит к возрастанию критической температуры [39, 40].

Однако гораздо более интересная картина наблюдается при учете возможности возникновения неоднородного сверхпроводящего состояния типа ЛОФФ с волновым вектором пространственной модуляции $\mathbf{q}$. Действительно, из-за анизотропии, вызванной выделенным направлением в пространстве, задаваемым вектором магнитной структуры $\mathbf{Q}$, критическая температура в ЛОФФ фазе приобретает угловую зависимость $T_c(\cos\psi)$, где ψ – угол между векторами $\mathbf{q}$ и $\mathbf{Q}$. Так, на рис. 1b, c, приведены фазовые диаграммы для двух предельных случаев, когда ПП модулирован в пространстве параллельно вектору магнитной структуры ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{Q}$, рис. 1b) и перпендикулярно ей ($\mathbf{q} \perp \mathbf{Q}$, рис. 1c). На обеих фазовых диаграммах хорошо видно наличие локализованной фазы ЛОФФ (граница между различными фазами обозначена светлой штриховой линией), при этом ее площадь заметно больше при перпендикулярной ориентации векторов q и Q ($\psi = \pi/2$), и, соответственно, такая конфигурация, являясь энергетически выгодной, обладает более высокой критической температурой.

Для дальнейшего анализа угловой зависимости критической температуры T_c достаточно разложить выражение (8) по степеням q до четвертого порядка. Действительно, численные расчеты показывают, что фаза ЛОФФ возникает в области, где выполняются условия: $q\xi_{s0}$, $Q\xi_{s0}$, $h_{\text{eff}}/\pi T_{c0} \ll 1$ (см. рис. 1), что обосновывает справедливость такого разложения. Таким образом, уравнение (8) в данном приближении будет иметь следующий вид

$$\ln t \approx c_1 + c_2\tilde{q}^2 + c_3(\tilde{q}\tilde{Q})^2(1 + 2\cos^2\psi) + c_4\tilde{q}^4, \quad (9)$$

где $\tilde{q} = q\xi_{s0}$, $\tilde{Q} = Q\xi_{s0}$, а коэффициенты разложения определены выражениями

$$\begin{aligned} c_1 &= -\frac{h_{\text{eff}}^2}{(\pi T_c)^2}\left(\frac{7\zeta(3)}{4} - \frac{31\zeta(5)}{16\,D}\frac{(Qv_0)^2}{(2\pi T_c)^2}\right), \\ c_2 &= -\frac{1}{D\,t^2}\left(\frac{7\zeta(3)}{4} - \frac{31\zeta(5)}{16}\frac{3\,h_{\text{eff}}^2}{(\pi T_c)^2}\right), \\ c_3 &= -\frac{15}{D(D+2)t^4}\frac{127\zeta(7)}{64}\frac{h_{\text{eff}}^2}{(\pi T_c)^2}, \\ c_4 &= \frac{3}{D(D+2)t^4}\left(\frac{31\zeta(5)}{16} - \frac{127\zeta(7)}{64}\frac{10\,h_{\text{eff}}^2}{(\pi T_c)^2}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\zeta(x)$ – дзета-функция Римана, а при усреднении по направлению вектора $\mathbf{n}$ были использованы известные соотношения $\langle n_i n_j\rangle = \frac{1}{D}\delta_{ij}$, $\langle n_i n_j n_k n_l\rangle = \frac{1}{D(D+2)}(\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk})$, где D – размерность пространства. Отметим, что в отличие от работы [38], где рассматривался одномерный сверхпроводник с конической магнитной структурой $\mathbf{h} = (h\cos Qz, h\sin Qz, h_z)$ с отличной от нуля компонентой h_z, разложение (9) содержит только четные степени q. В предельном же случае, когда $h_z = 0$, $h \ll \pi T_{c0}$, $\tilde{q} \ll 1$, $\tilde{Q} \ll 1$, $\psi = 0$ и $D = 1$, разложение (9) переходит в один из случаев, полученных в работе [38].

Возникновение неоднородного ($q \neq 0$) сверхпроводящего состояния в нашем случае становится возможным, когда коэффициент $c_4 < 0$, что выполняется при $h_{\rm eff} > 0.316\,\pi T_c$, а коэффициент при $\tilde{q}^2$, соответственно, должен быть положительным, т.е. при выполнении условия

$$c_2 + c_3\tilde{Q}^2(1 + \cos^2\psi) > 0. \qquad (11)$$

При этом коэффициент c_2 становится положительным при $h_{\rm eff} > 0.59\,\pi T_c$, в то время как коэффициент $c_3 < 0$ при любых значениях $h_{\rm eff}$. Таким образом, величина импульса пары ЛОФФ определяется как

$$\tilde{q}^2 = \frac{c_2 - |c_3|\tilde{Q}^2(1 + 2\cos^2\psi)}{2|c_4|}, \qquad (12)$$

откуда, в частности, следует, что неоднородное сверхпроводящее состояние становится неустойчивым, начиная с некоторого критического значения волнового вектора $\tilde{Q}_c$, которое определяется из условия

$$\tilde{Q}_c^2 = \frac{c_2}{|c_3|}\,\frac{1}{1 + \cos^2\psi}. \qquad (13)$$

Далее, подставляя (12) в (9), получаем угловую зависимость приведенной критической температуры

$$t(\psi) \approx t(0) + \frac{c_2|c_3|}{|c_4|}\tilde{Q}^2(1 - \cos^2\psi) + O(\tilde{Q}^4), \qquad (14)$$

откуда хорошо видно, что фазе ЛОФФ энергетически выгоднее реализовываться при перпендикулярной ($\psi = \pi/2$) взаимной ориентации векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{Q}$. Для сравнения на рис. 2 представлен результат численного расчета угловой зависимости $t(\psi)$, которая хорошо согласуется с полученной выше функцией (14) вида $t = a - b\cos^2(\psi)$ (синяя штриховая линия на рис. 2). Отметим, что вывод о том, что состояния ЛОФФ реализуются при $\mathbf{q} \perp \mathbf{Q}$, согласуется с результатами работы [37], где, однако, рассматривалось антиферромагнитное упорядочение, для которого выполняется условие $Q \sim a^{-1}$ и, соответственно, $Q\xi_{s0} \gg 1$. Результаты нашей работы показывают, что состояния ЛОФФ при геликоидальном упорядочении в этой области не возникают.

Другой интересной особенностью конкуренции состояний БКШ и ЛОФФ на фоне геликоидального магнитного упорядочения является существование трикритической точки на границе, разделяющей эти две фазы. Это в свою очередь означает, что тип фазового перехода из состояния БКШ в состояние ЛОФФ и обратно зависит от пути на фазовой диаграмме, по которому происходит этот переход. Действительно, на нижней панели рис. 1 представлены срезы, соответствующие линиям I–III на фазовых диаграммах (см. рис. 1b и c). На этих срезах также отображено поведение волнового вектора q (сплошная красная линия). При пересечении границы FFLO-BCS вдоль линии I волновой вектор q скачком меняет свое значение, что свидетельствует о фазовом переходе первого рода. Напротив, если двигаться по линии II рис. 1c, то наблюдается непрерывное монотонное изменение величины q от его начального значения $q\xi_{s0} \approx 0.45$ в фазе ЛОФФ до нуля на границе раздела FFLO-BCS, что соответствует фазовому переходу второго рода. Если же двигаться по линии III, начиная с фазы БКШ (где $q = 0$), то, пересекая границу BCS-FFLO, волновой вектор монотонно возрастает от нуля до значения $q\xi_{s0} \approx 0.5$ на противоположной границе FFLO-BCS, после чего скачком падает до нуля. Здесь мы наблюдаем два перехода: вначале фазовый переход второго рода, а затем переход первого рода. При этом для перехода второго рода критическая температура монотонно возрастает с ростом Q, в то время как для перехода первого рода наблюдается характерный излом на границе между состояниями ЛОФФ и БКШ.

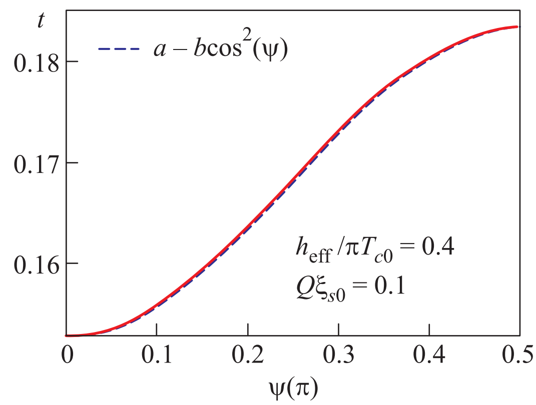

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость приведенной критической температуры от угла ψ между векторами $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{q}$ (сплошная красная линия). Штриховая синяя линия отображает результаты фитинга

Результаты нашей работы показывают, что для возникновения состояния ЛОФФ на фоне криптоферромагнитного состояния, необходимо выполнение ряда условий. Одним из наиболее важных является ограничение на величину обменного поля $h \sim \sim T_{c0}$. Однако, как мы показали, если имеется сближение спин-расщепленных зон на поверхности Ферми, то это приводит к эффективной перенормировке обменного поля и соответствующее условие $h_{\text{eff}} = = h - \eta E_F \sim T_{c0}$ может быть выполнено даже для достаточно сильных обменных полей ($h \gg T_{c0}$) при $\eta \approx h/E_F$.

Другим нетривиальным выводом работы является то, что возникающие состояния ЛОФФ оказываются модулированными в направлении перпендикулярном вектору магнитной структуры **Q**.

Работа поддержана субсидией Минобрнауки РФ, выделенной КФУ для выполнения проекта (# 3.2166.2017) по государственному заданию в области научной деятельности.

1. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **31**, 202 (1956).
2. B. T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, Phys. Rev. Lett. **1**, 92 (1958).
3. H. Suhl and B. T. Matthias, Phys. Rev. **114**, 977 (1959).
4. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **39**, 1781 (1960).
5. W. Baltensperger, Physica **24**, S153 (1958).
6. G. Sarma, J. Phys. Chem. Solids **24**, 1029 (1963).
7. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, JETP **47**, 1136 (1964).
8. P. Fulde and R. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
9. S. Uji, T. Terashima, M. Nishimura, Y. Takahide, T. Konoike, K. Enomoto, H. Cui, H. Kobayashi, A. Kobayashi, H. Tanaka, M. Tokumoto, E. S. Choi, T. Tokumoto, D. Graf, and J. S. Brooks, Phys. Rev. Lett. **97**, 157001 (2006).
10. R. Lortz, Y. Wang, A. Demuer, P. H. M. Böttger, B. Bergk, G. Zwicknagl, Y. Nakazawa, and J. Wosnitza, Phys. Rev. Lett. **99**, 187002 (2007).
11. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
12. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
13. R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao, and A. Gupta, Nature **439**, 7078 (2006).
14. A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, and A. V. Ustinov, Nat. Phys. **6**, 593 (2010).
15. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev, Ya. V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, B. Büchner, and I. A. Garifullin, Phys. Rev. B **91**, 214508 (2015).
16. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
17. A. F. Volkov and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **81**, 144522 (2010).
18. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, JETP Lett. **91**, 308 (2010).
19. F. S. Bergeret and I. V. Tokatly, Phys. Rev. Lett. **110**, 117003 (2013).
20. M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, JETP **117**, 1101 (2013).
21. M. Alidoust, K. Halterman, and O. T. Valls, Phys. Rev. B **92**, 014508 (2015).
22. K. Halterman, O. T. Valls, and Ch.-Te. Wu, Phys. Rev. B **92**, 174516 (2015).
23. M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, JETP Lett. **102**, 96 (2015).
24. M. Avdeev and Y. Proshin, J. Low Temp. Phys. **185**, 453 (2016).
25. K. Halterman and M. Alidoust, Phys. Rev. B **94**, 064503 (2016).
26. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
27. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
28. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
29. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
30. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
31. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
32. P. W. Anderson and H. Suhl, Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
33. А. И. Буздин, Л. Булаевский, М. Кулич, С. Панюков, УФН **144**, 597 (1984).
34. M. V. Avdeev and Y. N. Proshin, Phys. Rev. B **97**, 100502 (2018).
35. Y. N. Proshin and M. V. Avdeev, JMMM **459**, 359 (2018).
36. L. N. Bulaevskii, A. I. Rusinov, and M. Kulić, J. Low Temp. Phys. **39**, 255 (1980).
37. L. Bulaevskii, R. Eneias, and A. Ferraz, Phys. Rev. B **93**, 014501 (2016).
38. H. Meng, A. V. Samokhvalov, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **99**, 024503 (2019).
39. V. A. Tumanov and Y. N. Proshin, J. Low Temp. Phys. **186**, 460 (2016).
40. V. A. Tumanov, Y. V. Goryunov, and Y. N. Proshin, JETP Lett. **107**, 426 (2018).