Магнитный нестинг и сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости.

В.Ф. Елесин,
Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия
В.В. Капаев, Ю.В. Копаев
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

В случае выполнения условия магнитного нестинга $\varepsilon_{\sigma}(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\, I/v_F)$ для электронного закона дисперсии со спином σ в каком-то выделенном направлении $\mathbf{n}$ сосуществование ферромагнетизма и неоднородного сверхпроводящего состояний возможно при сколь угодно большой намагниченности *I*. На этой основе объясняется сосуществование ферромагнентизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях типа $RuSr_2GdCu_2O_8$, в которых из-за нестрогого выполнения условия магнитного нестинга существует конечная, но достаточно большая критическая величина намагниченности.

1. Явление сверхпроводимости и ферромагнетизма представляются антагонистическими по отношению к магнитному полю: сверхпроводник выталкивает магнитное поле (эффект Мейснера-Оксенфельда), а ферромагнетик наоборот его концентрирует. Впервые вопрос о возможности сосуществования этих состояний был исследован В.Л. Гинзбургом [1].

В случае, когда $T_c \le T_m$ (T_c - температура сверхпроводящего перехода, T_m - ферромагнитного) существует узкий интервал по намагниченности *I*, когда в условиях сосуществования неоднородным оказывается сверхпроводящее состояние [2].

В последнее время появилось большое количество работ (см. например [3, 4]) по наблюдению сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости в слоистых купратных соединениях $RuSr_2GdCu_2O_8$, в котором T_m существенно больше T_c (T_m =132 К, T_c = 46 К). Такое соотношение T_m и T_c недопустимо в рамках простой сферческой формы поверхности Ферми, лежащей в основе рассмотренной в [2] модели. В отличие от однородного состояния, нечувствительного к форме поверхности Ферми, неоднородное сверхпроводящее состояние может существовать в более широком интервале по намагниченности при приближенном выполнении условия нестинга [5, 6].

В настоящей работе показано, что неучтенные в [5, 6] процессы перескока на центры третьей сферы, превосходящие в купратах процессы перескока на центры второй сферы, существенно меняют ситуацию по сосуществованию. Кроме того, показано, что сверхпроводящее состояние с большим суммарным импульсом пар [7] может сосуществовать с ферромагнитным при достаточно большой величине намагниченности.

При некоторых оптимальных с точки зрения сосуществования параметрах на процессы перескока может приближенно выполняться условие магнитного нестинга

$$\varepsilon_{\sigma}(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\, I/v_F)\,. \qquad (1)$$

2. Как простейшую модель, удовлетворяющую условию магнитного нестинга (1), выберем двумерную модель электронного спектра, соответствующую линиям постоянного значения энергии в виде квадратов в некотором интервале энергий (порядка энергии обрезания ω притягивающего взаимодействия *V*). Полагая, что ω (ω_{ph} для электрон-фононного взаимодействия) мала по сравнению с энергией Ферми ε_F, запишем уравнение для параметра порядка Δ ($\Delta(r) = |\Delta| e^{i\mathbf{qr}}$ $\mathbf{q}$ – импульс пары) (в рамках БКШ) при $T = 0$ в виде

$$\frac{1}{\lambda} = \int_0^{\omega} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \Big\{ 1 - \frac{1}{2} [n(\varepsilon + I + Q) + \\ - n(\varepsilon + I - Q) + n(\varepsilon - I - Q) + n(\varepsilon - I + Q)] \Big\}, \qquad (2)$$

где $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}$, $\lambda = VN$, $n(\varepsilon) = (e^{\frac{\varepsilon}{T}} + 1)^{-1}$, $Q = {qv_F}/{2}$.

Решение с одним выделенным $\mathbf{q}$ соответствует появлению однородного токового стояния [2]. Ниже мы формально ограничимся этим случаем, имея в виду суммирование по всем четырем эквивалентным состояниям импульса $\mathbf{q}$ [2], соответствующее отсутствию однородного тока.

3. В 1964 году в работах [2] было показано, что для сверхпроводников с квадратичным законом дисперсии, возможно появление сверхпроводящей фазы с неоднородным параметром порядка $\Delta(r)$. Новая фаза (FFLO - фаза) возникает путем фазового перехода второго рода и существует в узком интервале полей $0.707 < I/\Delta_0 < 0.754$, $Q_c = 0.897\Delta_0$.

Рассмотрим неоднородное состояние исходя из уравнения (2). В начале проанализируем наиболее интересный случай, когда раздвижка спектра из-за I компенсируется импульсом конденсата в силу условия (1)

$$I = Q, \qquad 2I > \Delta \tag{3}$$

При температуре $T = 0$ отличным от нуля остается только слагаемое $n(\varepsilon - I - Q) \equiv n(\varepsilon - 2I)$, и из (2) находим уравнение для $\delta = \Delta/\Delta_0$

$$\delta\left(\tilde{I} + \sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2}\right) = 1, \qquad \tilde{I} = 2I/\Delta_0 \tag{4}$$

или эквивалентное

$$2\delta\,\tilde{I} = 1 + \delta^4 \tag{5}$$

Нетрудно видеть, что уравнения (4) и (5) не имеют нулевого решения. В интервале $\tilde{I}_c < \tilde{I} < 1$ ($\tilde{I}_c \approx 0.87$, $\tilde{I} > \delta$) зависимость носит двухзначный характер, а при $\tilde{I} > 1$ становится однозначной и монотонно уменьшается с ростом $\tilde{I}$, оставаясь конечным.

Существование решения для $\Delta \neq 0$ при $\tilde{I} > \delta$ обусловлено тем, что энергия возбуждения пары с $Q = I$ при условии (1) обращается в нуль на линии (вместо точек при изотропном законе дисперсии [2]). Падение Δ с ростом I обусловлено уменьшением длины линии нулей (линии, где выполняется условие $\varepsilon_\sigma(\mathbf{p}) = \varepsilon_{-\sigma}(-\mathbf{p} + \mathbf{n}\,I/v_F) = 0$).

Разность энергий неоднородного сверхпроводящего состояния и нормального, вычисляется обычным образом

$$U_s - U_n = -\frac{N\Delta_0^2}{2}\delta^3\sqrt{\tilde{I}^2 - \delta^2}\,. \tag{6}$$

Отсюда следует энергетическая выгодность неоднородного сверхпроводящего состояния по отношению к нормальному при $\tilde{I} > \delta$. Однако при $\tilde{I} < \sqrt{2}$ энергию неоднородного состояния (6) необходимо сопоставить с энергией однородного сверхпроводящего состояния. Они сравниваются при значениях $\tilde{I}_0$, δ_0, удовлетворяющих системе из (5) и уравнения

$$\delta_0^3\sqrt{\tilde{I}_0^2 - \delta_0^2} = 1 - \frac{\tilde{I}_0^2}{2}\,. \tag{7}$$

Анализ показывает, что при $\delta \le \delta_0$, $\tilde{I} > \tilde{I}_0$ решение уравнения (5) с хорошей точностью можно представить в виде

$$\delta = \frac{1}{2\tilde{I}_0}, \qquad \Delta = \frac{\Delta_0^2}{4I}\,. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (7), приходим к уравнению

$$\tilde{I}_0^4 - 2\tilde{I}_0^2 + \frac{1}{4} = 0\,, \tag{9}$$

которое дает $\tilde{I} = \sqrt{1 + \sqrt{3}/2} \approx 1{,}36, \quad \delta \approx 0{,}36$.

Таким образом, в системе с магнитным нестингом при $I > 0{,}68\Delta_0$ имеет место фазовый переход первого рода из сверхпроводящего состояния с однородным параметром порядка $\Delta = \Delta_0$ в неоднородное с $|\Delta| = 0.36\Delta_0$. С ростом I параметр порядка монотонно убывает в соответствии с (8), а разность энергий (6) при $\tilde{I} > \sqrt{2}$ дается выражением

$$U_s - U_n \approx -N\frac{\Delta_0^2}{16\tilde{I}^2} \tag{10}$$

Интересно отметить, что разность энергий (10) при $I = \Delta_0$ превосходит соответствующую максимальную величину для фазы FFLO почти на два порядка.

4. Выше расчеты проводились для идеализированной ситуации. Когда контур Ферми является прямоугольником, а спектр удовлетворяет условию (1). В реальных ВТСП купратах (в том числе содержащих ферромагнитные слои, например $RuSr_2GdCu_2O_8$) спектр можно с высокой точностью аппроксимировать, используя приближение сильной связи при учете трех координационных сфер

$$\begin{aligned}\varepsilon(k_x,k_y) &= 2 - 2t(\cos\pi k_x + \cos\pi k_y) - \\ &4t_1(\cos\pi k_x\cos\pi k_y) - 2t_2(\cos 2\pi k_x + \cos 2\pi k_y).\end{aligned} \tag{11}$$

Типичные значения интегралов перескока, фигурирующие в литературе: $t = 0{,}5$, $t_1 = -0{,}15$, а параметр t_2 меняется в достаточно широких пределах от 0 до 0,4. Такой выбор закона дисперсии позволяет описать экспериментально наблюдаемую форму контура Ферми вблизи половинного заполнения. Разворот контура Ферми (по сравнению со случаем учета только ближайших соседей) и магнитный нестинг (1) существенно определяется величиной интеграла перекрытия с третьим соседом t_2, поэтому в дальнейшем будем проводить расчеты для различных значений t_2. В работе [6] ограничивались только учетом вторых соседей (т.е. $t_2 = 0$), а значение t_1 берется вдвое большим общепринятого для обеспечения поворота контура Ферми приближения его формы к квадрату с закругленными углами. Такой выбор представляется нам менее реалистичным, чем достижение этого за счет включения t_2, кроме того, при этом удается описать и экспериментально наблюдаемую гофрировку контура Ферми. Наличие намагниченности приводит к сдвигу закона дисперсии (11) для одного направления спина на величину I.

Ранее отмечалось, что эффект устойчивости сверхпроводимости связан с большой длиной линии нулей энергии возбуждения $\varepsilon_\sigma(k) = \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$. В рассмотренной выше простейшей модели на части контура Ферми совпадение ε_σ и $\varepsilon_{-\sigma}$ полное, для реального закона дисперсии приближенное, тем не мене в широком интервале энергий это отличие может быть достаточно малым. Исходя из этого, далее для качественной оценки влияния поля I не будем решать уравнение самосогласования для Δ, а ограничимся вычислением длины части контура Ферми L, на которой приближенно (с заданной точностью) выполняется условие зеркального нестинга (1). Таким образом, алгоритм вычисления L следующий: при заданной степени заполнения N определяем в соответствии с формулой (11) энергию Ферми, соответствующую изоэнергетическую линию (контур Ферми) для $k_y = F(k_x)$ и ее длину L_0. Затем на контуре Ферми вычисляем энергию для частицы с противоположным спином с учетом магнитного расщепления и смещения по волновому вектору (учитывающего отличие от нуля импульса пары) - $\varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$. Отклонение от условия магнитного нестинга будем характеризовать параметром $\gamma = \varepsilon_\sigma(k) - \varepsilon_{-\sigma}(k+q) - I$, а в качестве итоговой величины использовать длину контура Ферми L, на которой $\gamma < \gamma_0$, где γ_0 некоторая заданная (малая) величина. В принципе γ_0 определяется целым набором параметров задачи (в чаастности, параметром обрезания), мы же будем интересоваться только некоторыми общие закономерности, не зависящие от деталей. Грубо говоря, L/L_0 является оценкой фигурной скобки в уравнении самосогласования (2). У FFLO она близка к нулю, в (2) является конечной порядка 0,5.

Используя изложенный выше алгоритм, оценим, насколько отличие реального спектра (11) от идеального, дающего квадратные изоэнергетические линии, сказывается на возможности сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма. Характерной особенностью полученных кривых $L(q)$ является наличие достаточно резких максимумов, причем при конечном t_2 наблюдаются два максимума. Последнее обусловлено сложностью контура Ферми, в одном из максимумов совмещаются (после сдвига на I и Q) одни области контура, в другом другие. Реализовываться будут состояния соответствующие абсолютному максимуму $L(Q)$. Величина $L_{\max}$ растет с ростом t_2, достигая максимума при t_2 =0,1. Это обусловлено тем, что при таком t_2 форма контура Ферми максимально приближается к квадрату (имеются плоские участки). Достаточно большой оказывается и абсолютное значение длины - 0.65.

Расчеты показывают, что $L_{\max}$ имеет большее значение для электронного заполнения и вплоть до $I \sim 0{,}2$ превышает 0,2 для $t_2 = 0{,}1$. Имеется достаточно узкая область по t_2 , в которой оптимальным оказывается дырочное заполнение, в остальном преимущество наблюдается для легирования электронного типа.

Интересно проследить возможность сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма для ситуации спаривания с конечным импульсом $\mathbf{K}$ уже в отсутствие ферромагнетизма [7]. В этом случае определяющую роль играет так называемая область кинематического ограничения, образуемая пересечением области $\varepsilon(\mathbf{k}) < \varepsilon_F$ и смещенной на $\mathbf{K}$ - $\varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{K}) < \varepsilon_F$. В этом случае необходимо сравнивать совпадение при сдвиге по импульсу на Q и по энергии на I областей кинематического ограничения . Оптимальным при этом является случай совпадения по направлению $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{K}$. Хотя смысл величины L_0 отличается от рассмотренного выше в случае $K = 0$, в том смысле что эта длина будет по другому входить в уравнение самосогласования, тем не менее и здесь отношение L/L_0 характеризует подавление сверхпроводимости ферромагнетизмом. Область кинематического ограничения занимает часть Ферми поверхности в некотором сектора направленном по $\mathbf{K} = (0, K)$. Поэтому при определении L (и L_0) вычисления необходимо ограничить этим сектором. В результате значение L_0 оказывается меньшим соответствующего значения, полученного выше при $K = 0$, отношение же L/L_0 оказывается большим. Таким образом, ситуация спаривания с конечным $\mathbf{K}$ оказывается более благоприятной с точки зрения сосуществования ферромагнетизма и сверхпроводимости.

1. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ, **31,** 202 (1956).
2. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ, **47**, 1136 (1964), 7. P. Fulde, R.A. Ferrell, Phys. Rev., **135A**, 550 (1964).
3. I. Felnez et al, Phys. Rev., **B55**, R3374 (1997).
4. J.D. Jorgensen et al, Phys. Rev., **B63**, 054440 (2001).
5. W.E. Pickett, R. Weht, A. Shick, Phys. Rev. Lett., **83**, 3713 (1999).
6. H. Shimahara, S. Hata, Phys. Rev., **B62**, 14541 (2000).
7. В. И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ, **118**, 941 (2000).