Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 3, с. 209 – 213 © 2016 г. 10 февраля

# Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля при наличии дисперсии у параметров порядка сверхпроводимости и волн зарядовых плотностей

*М. В. Еремин*[1], *Д. А. Сюняев*

*Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 11 ноября 2015 г.

После переработки 14 декабря 2015 г.

Предложена формула для расчета температурной зависимости лондоновской глубины проникновения магнитного поля в режиме сосуществования волн зарядовых плотностей (ВЗП) и сверхпроводимости (СП) с учетом зависимости обоих параметров порядка от волнового вектора. Показано, что из-за зависимости параметра порядка ВЗП от волнового вектора в системе сохраняются аномально большой диамагнитный отклик и конечное значение плотности сверхпроводящего тока даже при $T_c \leq T \leq T_{\text{CDW}}$.

DOI: 10.7868/S0370274X16030103

Природа формирования псевдощелевого состояния в купратах находится в центре внимания современных исследований. Среди возможных сценариев повышенный интерес привлекают режимы сосуществования сверхпроводимости (СП) с иными фазами, прежде всего с фазами волн зарядовых или спиновых плотностей. Убедительные экспериментальные факты, свидетельствующие в пользу существования волн зарядовых плотностей (ВЗП), приведены в [1–4]. Несмотря на то что режим сосуществования ВЗП и сверхпроводимости начал рассматриваться еще на заре исследований псевдощелевой фазы, многие вопросы до сих пор остаются невыясненными. В частности, это касается и ряда особенностей температурной зависимости плотности сверхпроводящего тока, которая обычно измеряется через лондоновскую глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Между тем интерпретация таких экспериментов дает важную информацию о природе формирования загадочной пока псевдощелевой фазы.

Описание магнитной глубины проникновения в купратных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), конечно, требует учета сильных электронных корреляций с факторами подавления зонных параметров, свойственных модели Хаббарда. Однако данный путь достаточно сложен. При этом не всегда очевидно, как отделить эффект сильных электронных корреляций от "паразитных", обусловленных приближениями, которые приходится делать в процессе расчета. Поэтому в качестве начального шага теории (и определения корректного предельного случая) мы выводим и анализируем формулу для лондоновской глубины проникновения в рамках хорошо разработанной стандартной модели ферми-жидкости.

Вблизи оптимального уровня допирования купратов состояние электронной подсистемы моделируется гамильтонианом вида

$$H = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k a^+_{k,\sigma} a_{k,\sigma} + \sum_{k,\sigma} D_k a^+_{k+Q,\sigma} a_{k,\sigma} + \tag{1}$$

$$+ \sum_{k,\sigma} D^*_k a^+_{k,\sigma} a_{k+Q,\sigma} + \sum_k \Delta_k a^+_{k,\uparrow} a^+_{-k,\downarrow} + \sum_k \Delta^*_k a^+_{-k,\downarrow} a^+_{k,\uparrow}.$$

Здесь $\varepsilon_k$ – затравочный закон дисперсии квазичастиц, $a^+_{k,\sigma}$, $a_{k,\sigma}$ – операторы рождения и уничтожения, $D_k$ – параметр порядка волн зарядовых плотностей, $\Delta_k$ – параметр сверхпроводящей щели, $Q = (\pi, \pi)$.

Расчетная формула для температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник выводилась через функцию Грина типа "ток–ток" [5]:

$$\frac{1}{4\pi\lambda^2} = \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \sum_{k,\sigma} \left[ \frac{\partial^2 \varepsilon_k}{\partial (k_x)^2} \langle a^+_{k,\sigma} a_{k,\sigma} \rangle - \right.$$

$$\left. - 2\pi i \left(\frac{\hbar}{e}\right)^2 \langle\langle j_a(-q) | j_\alpha(q) \rangle\rangle_{\omega\to 0, q\to 0} \right], \tag{2}$$

где $j_\alpha(q)$ – оператор плотности тока вдоль направления $\alpha$ в плоскости CuO.

[1]e-mail: dasforrum@rambler.ru

Для подсчета корреляционной функции и функции Грина "ток–ток" в (2) мы приводим гамильтониан (1) к диагональному виду. Делается это при помощи двух преобразований Боголюбова. Первое соответствует случаю ВЗП-фазы (т.е. $\Delta_k = 0$):

$$a_k = u_k\alpha_k - v_k\alpha_p,$$
$$a_{k+Q} = v_k^*\alpha_k + u_k\alpha_p, \tag{3}$$

где

$$u_k^2 = \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q}}{E_{1k} - E_{2k}}\right], \quad v_k^2 = \frac{1}{2}\left[1 - \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q}}{E_{1k} - E_{2k}}\right]. \tag{4}$$

После этого преобразования гамильтониан принимает вид

$$H = \sum_{k,\sigma} E_{1k}\alpha^+_{k,\sigma}\alpha_{k,\sigma} + \sum_{k,\sigma} E_{2k}\alpha^+_{k,\sigma}\alpha_{k,\sigma} +$$
$$+ \sum_k \Delta_k a^+_{k,\uparrow}a^+_{-k,\downarrow} + \sum_k \Delta^*_k a_{-k,\downarrow}a_{k,\uparrow} =$$
$$= \sum_{k,\sigma} E_{1k}\alpha^+_{k,\sigma}\alpha_{k,\sigma} + \sum_{k,\sigma} E_{2k}\alpha^+_{k,\sigma}\alpha_{k,\sigma} +$$
$$+ \sum_k \begin{bmatrix} \Delta_{1,k}\alpha^+_{k,\uparrow}\alpha^+_{k,\downarrow} + \Delta_{2,k}\alpha^+_{p,\uparrow}\alpha^+_{-p,\downarrow} \\ -\Delta_{12,k}(\alpha^+_{p,\uparrow}\alpha^+_{-k,\downarrow} + \alpha^+_{k,\uparrow}\alpha^+_{-p,\downarrow}) \end{bmatrix} + \text{h.c.} \tag{5}$$

Здесь

$$E_{1k,2k} = \frac{\varepsilon_k + \varepsilon_{k+Q}}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q})^2 + 4|D_k|^2},$$

$$\Delta_{1,k} = u_k^2\Delta_k + (v_k^*)^2\Delta_p,$$
$$\Delta_{2,k} = v_k^2\Delta_k + u_k^2\Delta_p, \tag{6}$$
$$\Delta_{12,k} = u_k v_k^*(\Delta_k - \Delta_p).$$

При этом суммирование в (5) ведется по половинной зоне Бриллюэна. Гамильтониан (5) диагонализуется вторым преобразованием Боголюбова:

$$\alpha_{k,\uparrow} = l_{1k}c_{k,\uparrow} + n_{1k}c^+_{-k,\downarrow} + l_{2k}d_{k,\uparrow} + n_{2k}d^+_{-k,\downarrow},$$
$$\alpha_{-k,\downarrow} = l_{1k}c_{-k,\downarrow} - n_{1k}c^+_{-k,\uparrow} + l_{2k}d_{-k,\downarrow} - n_{2k}d^+_{k,\uparrow},$$
$$\alpha_{p,\uparrow} = l_{1p}c_{k,\uparrow} + n_{1p}c^+_{-k,\downarrow} + l_{2p}d_{k,\uparrow} + n_{2p}d^+_{-k,\downarrow}, \tag{7}$$
$$\alpha_{-p,\downarrow} = l_{1p}c_{-k,\downarrow} - n_{1p}c^+_{-k,\uparrow} + l_{2p}d_{-k,\downarrow} - n_{2p}d^+_{k,\uparrow}.$$

Коэффициенты $l$, $n$ определяются следующим образом:

$$l_{1k} = C_1, \quad n_{1k} = -\frac{\Delta_{1k} + X_k^*\Delta_{12,k}}{E_{1S} + E_1}C_2',$$
$$l_{2k} = Y_k D_3, \quad n_{2k} = -\frac{\Delta_{1k}Y_k^* + \Delta_{12,k}}{E_{2S} + E_1}D_4',$$
$$l_{1p} = X_k C_1, \quad n_{1p} = -\frac{\Delta_{2k}X_k^* + \Delta_{12,k}}{E_{1S} + E_2}C_2', \tag{8}$$
$$l_{2p} = D_3, \quad n_{2p} = -\frac{\Delta_{2k} + \Delta_{12,k}Y_k^*}{E_{2S} + E_2}D_4',$$

где

$$C_1 = \left(1 + \frac{|(\Delta_{1k})^* + X_k(\Delta_{12,k})^*|^2}{(E_{1S} + E_1)^2} + |X_k|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{|(\Delta_{2k})^* X_k + (\Delta_{12,k})^*|^2}{(E_{1S} + E_2)^2}\right)^{-1/2},$$
$$C_2' = -\left(1 + \left|\frac{\Delta_{1k} + X_k^*\Delta_{12,k}}{E_{1S} + E_1}\right|^2 + \right.$$
$$\left. + \left|\frac{\Delta_{2k}X_k^* + \Delta_{12,k}}{E_{1S} + E_2}\right|^2 + |X_k|^2\right)^{-1/2},$$
$$D_3 = \left(1 + |Y_k|^2 + \left|\frac{(\Delta_{12,k})^* + Y_k(\Delta_{1k})^*}{E_{2S} + E_1}\right|^2 + \right.$$
$$\left. + \left|\frac{Y_k(\Delta^*_{12,k} + (\Delta_{2k})^*}{E_{2S} + E_2}\right|^2\right)^{-1/2}, \tag{9}$$
$$D_4' = -\left(1 + |Y_k|^2 + \left|\frac{\Delta_{1k}Y_k^* + \Delta_{12,k}}{E_{2S} + E_1}\right|^2 + \right.$$
$$\left. + \left|\frac{\Delta_{2k} + \Delta_{12,k}Y_k^*}{E_{2S} + E_2}\right|^2\right)^{-1/2}$$

и

$$X_k = \frac{\Delta_{12,k}(\Delta_{2k})^*(E_{1S}+E_1) + \Delta_{1k}(\Delta_{12,k})^*(E_{1S} + E_2)}{(E_{1S}^2 - E_d^2)(E_{1S} + E_1) - |\Delta_{12,k}|^2(E_{1S} + E_2)},$$
$$Y_k = \frac{\Delta_{12,k}(\Delta_{1k})^*(E_{2S} + E_2) + \Delta_{2k}(\Delta_{12,k})^*(E_{2S} + E_1)}{(E_{2S}^2 - E_c^2)(E_{2S} + E_2) - |\Delta_{12,k}|^2(E_{2S} + E_1)}. \tag{10}$$

Здесь

$$E^2_{1S,2S} = \left(\frac{E_c^2 + E_d^2}{2} + |\Delta_{12,k}|^2\right) \pm$$
$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{\begin{array}{l}(E_c^2 - E_d^2)^2 + 4|\Delta_{12,k}|^2[(E_{1,k} - E_{2,k})^2 + \\ + |\Delta_{1,k}|^2 + |\Delta_{2,k}|^2] + 4(\Delta_{1,k}|\Delta_{12,k}|^2\Delta_{2,k} + \\ + \Delta^*_{1,k}\Delta^2_{12,k}\Delta^*_{2,k})\end{array}},$$
$$E^2_{c,d} = E^2_{1,2} + \Delta^2_{1,2k}. \tag{11}$$

В результате мы получаем две зоны с новыми боголюбовскими квазичастицами:

$$H = \sum_{k,\sigma} E_{1S,k} c^{+}_{k,\sigma} c_{k,\sigma} + \sum_{k,\sigma} E_{2S,k} d^{+}_{k,\sigma} d_{k,\sigma}. \tag{12}$$

Далее стандартным образом мы рассчитываем корреляционную функцию $\langle a^{+}_{k,\sigma} a_{k,\sigma} \rangle$ и функции Грина $\langle\langle j_\alpha(-q) | j_\alpha(q) \rangle\rangle_{\omega\to 0, q\to 0}$. В итоге формула (2) принимает вид

$$\frac{1}{4\pi\lambda^2} = \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \displaystyle\sum_{k,\sigma} \frac{\partial^2 \varepsilon_k}{\partial (k_x)^2} \left( \begin{array}{l} u_k^2 [l_{1k}^2 f(E_{1S}) + n_{1k}^2 f(-E_{1S}) + l_{2k}^2 f(E_{2S}) + n_{2k}^2 f(-E_{2S})] - \\ - u_k v_k [l_{1k} l_{1p} f(E_{1S}) + n_{1k} n_{1p} f(-E_{1S}) + l_{2k} l_{2p} f(E_{2S}) + n_{2k} n_{2p} f(-E_{2S})] + \\ + v_k^2 [l_{1p}^2 f(E_{1S}) + n_{1p}^2 f(-E_{1S}) + l_{2p}^2 f(E_{2S}) + n_{2p}^2 f(-E_{2S})] \end{array} \right) + \\ + \displaystyle\frac{1}{2} \sum_k \left[ \begin{array}{l} \displaystyle\frac{\partial f(E_{1S})}{\partial E} [X_{uuvv}(l_{1k}^2 + n_{1k}^2) + 2X_{uvvu}(l_{1k} l_{1p} + n_{1k} n_{1p}) + X_{vvuu}(l_{1p}^2 + n_{1p}^2)]^2 + \\ + \displaystyle\frac{\partial f(E_{2S})}{\partial E} [X_{uuvv}(l_{2k}^2 + n_{2k}^2) + 2X_{uvvu}(l_{2k} l_{2p} + n_{2k} n_{2p}) + X_{vvuu}(l_{2p}^2 + n_{2p}^2)]^2 + \\ + 2 \displaystyle\frac{f(E_{1S}) - f(E_{2S})}{E_{1S} - E_{2S}} \left[ \begin{array}{l} X_{uuvv}(l_{1k} l_{2k} + n_{1k} n_{2k}) + \\ + X_{uvvu}(l_{1k} l_{2p} + l_{1p} k_{2k} + n_{2k} n_{1p} + n_{2p} n_{1k}) + \\ + X_{vvuu}(l_{1p} l_{2p} + n_{1p} n_{2p}) \end{array} \right]^2 + \\ + \displaystyle\frac{f(E_{1S}) + f(E_{2S}) - 1}{E_{1S} + E_{2S}} \left[ \begin{array}{l} X_{uuvv}(n_{2k} l_{1k} - n_{1k} l_{2k}) + \\ + X_{uvvu}(l_{1k} n_{2p} + l_{1p} n_{2k} - n_{1k} l_{2p} - n_{1p} l_{2k}) + \\ + X_{vvuu}(n_{2p} l_{1p} - n_{1p} l_{2p}) \end{array} \right]^2 \end{array} \right] \end{array} \right\}, \tag{13}$$

где

$$X_{abcd} = \left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial k_x} + \frac{\partial \varepsilon_{k+q}}{\partial (k_x + q_x)} \right] a_k b_{k+q} \pm \left[ \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial p_x} + \frac{\partial \varepsilon_{p+q}}{\partial (p_x + q_x)} \right] c_k d_{k+q} \right\}, \tag{14}$$

а суммирование осуществляется по половинной зоне Бриллюэна.

Следует отметить, что при $D_k = 0$ выражение (13) в точности переходит в ранее полученное [6, 7] для однозонной модели.

Также интересно рассмотреть случай, когда $\Delta_k = 0$, но $D_k \neq 0$. В этом случае (14) сводится к виду

$$\left.\frac{1}{4\pi\lambda^2}\right|_{\Delta_k = 0} = \left(\frac{e}{c\hbar}\right)^2 \frac{1}{E_{1,k} - E_{2,k}} \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \displaystyle -\left( \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial k_x} - \frac{\partial \varepsilon_{k+Q}}{\partial k_x} \right) \frac{f(E_{1k}) - f(E_{2k})}{E_{1k} - E_{2k}} \frac{(\varepsilon_k - \varepsilon_{k+Q})}{E_{1k} - E_{2k}} + \\ \displaystyle + \left[ \left( u_k^2 \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial k_x} + v_k^2 \frac{\partial \varepsilon_{k+Q}}{\partial k_x} \right) \frac{\partial f(E_{1k})}{\partial E} - \left( v_k^2 \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial k_x} + u_k^2 \frac{\partial \varepsilon_{k+Q}}{\partial k_x} \right) \frac{\partial f(E_{2k})}{\partial E} \right] \end{array} \right\} \left( \frac{\partial |D_k|^2}{\partial k_x} \right). \tag{15}$$

Видно, что плотность сверхтока пропорциональна производной параметра ВЗП по волновому вектору. Подчеркнем, что при переходе металл–диэлектрик по сценарию Пайерлса, когда $D_k$ не имеет нулей на поверхности Ферми и не зависит от волнового вектора, сверхток действительно исчезает. В общем же случае, когда вместо диэлектрической пайерлсовской щели имеется псевдощель, зависящая от волнового вектора (как в купратах), плотность сверхпроводящего тока в ВЗП-фазе остается конечной и при $T_c < T < T_{\mathrm{CDW}}$. Здесь $T_{\mathrm{CDW}}$ – температура, выше которой ВЗП исчезают.

Происхождение слагаемых пропорциональных производным параметра порядка по волновому вектору, можно пояснить следующим образом. Они возникают при замене суммирования первого слагаемого в (2) интегрированием по частям. Это делается для того, чтобы формальное суммирование по всем занятым состояниям преобразовать к интегрированию по состояниям вблизи уровня Ферми и одновременно сформировать выражения для групповых скоростей новых квазичастиц. Наличие вкладов, пропорциональных $\frac{\partial|\Delta_k|^2}{\partial k_\alpha}$, было отмечено ранее [6, 7]. В режиме сосуществования ВЗП и сверхпроводимости щель на уровне Ферми определяется как параметром $\Delta_k$, так и параметром $D_k$. Таким образом, признав наличие вклада, пропорционального $\frac{\partial|\Delta_k|}{\partial k_\alpha}$, логично ожидать и вклад, пропорциональный $\frac{\partial|D_k|^2}{\partial k_\alpha}$. С физической точки зрения ток, пропорциональный $\frac{\partial|D_k|^2}{\partial k_\alpha}$, в фазе ВЗП, так же как и сверхпроводящий ток, является коллективным когерентным откликом на векторный потенциал внешнего электромагнитного поля. Производные $\frac{\partial|D_k|^2}{\partial k_\alpha}$ входят в выражения для групповых скоростей новых квазичастичных состояний, формирующихся в фазе ВЗП.

На рис. 1 приведены примеры температурных зависимостей, рассчитанных по формуле (13). Параметры затравочной зоны проводимости были взяты из [8]. Дисперсия параметра ВЗП задавалась в виде

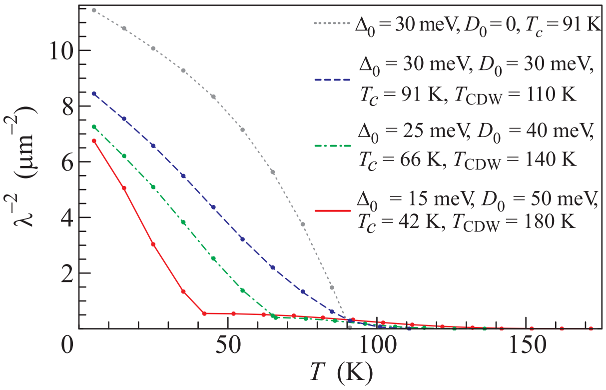


Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанные температурные зависимости глубины проникновения магнитного поля для различных уровней допирования. Параметры затравочной зоны проводимости взяты из [8]. Дисперсия $D_k$ задавалась формулой (16) в соответствии с [9, 10], температурная зависимость – по формуле (17), что соответствует данным фотоэмиссии [11] и температурному ходу сдвига Найта [12]

$$D_k = \frac{D(T)}{2}(\cos k_x a - \cos k_y a) \times$$

$$\times \frac{1}{2}[\tanh 10(\cos k_x a - \cos k_y a| - 2C_{\max}) + 1]. \quad (16)$$

Здесь $C_{\max}$ – подгоночный параметр. Такая дисперсия соответствует экспериментальным данным о ферми-дугах [9, 10].

Для температурной зависимости параметра ВЗП использовалась следующая функция:

$$D(T) = \begin{cases} D_0, & T < T_c, \\ \frac{D_0}{2}\left[\cos\left(\frac{T - T_c}{T_{\mathrm{CDW}} - T_c}\pi\right) + 1\right], & T > T_c, \end{cases} \quad (17)$$

что соответствует данным фотоэмиссии и ЯМР [11, 12].

Температурная зависимость сверхпроводящего параметра порядка бралась в виде

$$\Delta(T) = \Delta_0 \tanh\left(1.3\sqrt{\frac{T_c}{T} - 1}\right). \quad (18)$$

Видно, что по мере увеличения параметра $D_0$ значение лондоновской глубины проникновения уменьшается. Качественно это соответствует экспериментальным данным [13]. Наличие “хвоста” в интервале $T_c < T < T_{\mathrm{CDW}}$ отмечалось ранее в ряде экспериментальных работ [14, 15] и предположительно связывалось с проявлением флуктуаций сверхпроводимости. Однако указанная точка зрения не поддержана независимыми экспериментами по рассеянию мюонов в монокристаллах $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ [16]. При этом было продемонстрировано, что “хвост” на температурной зависимости лондоновской глубины проникновения тянется гораздо дальше в сторону температуры возникновения псевдощелевой фазы $T^*$ (которую мы идентифицируем с $T_{\mathrm{CDW}}$), чем можно ожидать в случае флуктуационного сценария.

На рис. 2 продемонстрирован нетривиальный эффект конкуренции сверхпроводимости и ВЗП. Он может приводить к немонотонному поведению $\lambda^{-2}(T)$, сопровождающемуся изменением кривизны температурного хода. Температурные зависимости параметров порядка брались в следующем виде:

$$D(T) = \begin{cases} D_0 \sin\left(\frac{\pi}{2}\frac{T}{T_c}\right), & T < T_c, \\ \frac{D_0}{2}\left[\cos\left(\frac{T - T_c}{T_{\mathrm{CDW}} - T_c}\pi\right) + 1\right], & T > T_c, \end{cases} \quad (19)$$

$$\Delta(T) = \Delta_0 \tanh\left(2.5\sqrt{\frac{T_c}{T} - 1}\right). \quad (20)$$

Заметим, что плотность сверхпроводящего тока, пропорциональная производной $\partial|D_k|^2/\partial k_x$, связана только с диамагнитной компонентой тока. Аномально большой диамагнитный отклик выше $T_c$ наблюдался ранее в ряде работ [19, 20], но природа его осталась невыясненной. Следует подчеркнуть, что он наблюдается только при включении магнитного поля

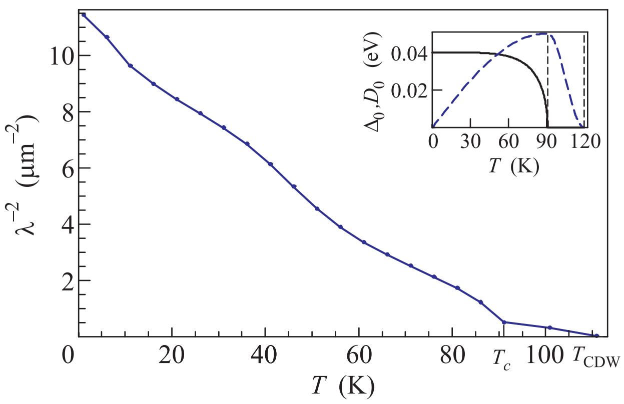


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля при конкуренции сверхпроводимости и фазы ВЗП согласно ряду работ (см., например, [17, 18]). На вставке: сплошная линия – параметр порядка сверхпроводимости, штрихпунктирная – температурная зависимость параметра порядка ВЗП (19), (20)

перпендикулярно плоскостям CuO, что соответствует формуле (5), так как в этом случае векторный потенциал $\mathbf{A}$ лежит в плоскости CuO.

В заключение отметим, что проведенное рассмотрение, конечно, соответствует чистому пределу, т.е. здесь не обсуждается роль примесей, которые, как известно, могут подавлять состояние ВЗП при низких температурах [21]. Кроме того, вообще говоря, вектор нестабильности $Q$ может отличаться от значения $(\pi, \pi)$. В этом случае данное рассмотрение должно быть модифицировано. Однако следует иметь в виду, что в купратах характеристические температуры возникновения псевдощели $T^*$ довольно высоки (порядка 100 K). Мы полагаем, что два наших важных качественных вывода в этом этом останутся неизменными как при учете хаббардовских эффектов подавления интегралов перескока, так и для других векторов $Q$: 1) подавление фазой ВЗП значения $\lambda^{-2}$, 2) наличие остаточного диамагнитного отклика и конечной глубины проникновения в диапазоне $T_c < T < T_{\rm CDW}$ при наличии дисперсии параметра ВЗП $\partial|D_k|^2/\partial k_x \neq 0$).

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ # 13-02-00492 а.

1. G. Ghiringhelli, M. Le Tacon, M. Minola, S. Blanco-Canosa, C. Mazzoli, N. B. Brookes, G. M. De Luca, A. Frano, D. G. Hawthorn, F. He, T. Loew, M. Moretti Sala, D. C. Peets, M. Salluzzo, E. Schierle, R. Sutarto, G. A. Sawatzky, E. Weschke, B. Keimer, and L. Braicovich, Science **337**, 821 (2012).
2. J. Chang, E. Blackburn, A. T. Holmes, N. B. Christensen, J. Larsen, J. Mesot, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, A. Watenphul, M. V. Zimmermann, E. M. Forgan, and S. M. Hayden, Nat. Phys. **8**, 871 (2012).
3. R. Comin, A. Frano, M. M. Yee, Y. Yoshida, H. Eisaki, E. Schierle, E. Weschke, R. Sutarto, F. He, A. Soumyanarayanan, Y. He, M. Le Tacon, I. S. Elfimov, J. E. Hoffman, G. A. Sawatzky, B. Keimer, and A. Damascelli, Science **343**, 390 (2014).
4. E. H. da Silva Neto, P. Aynajian, A. Frano, R. Comin, E. Schierle, E. Weschke, A. Gyenis, J. Wen, J. Schneeloch, Z. Xu, S. Ono, G. Gu, M. Le Tacon, and A. Yazdani, Science **343**, 393 (2014).
5. J. R. Schriffer, *Theory of Superconductivity*, Benjamin, N.Y. (1964).
6. S. Misawa, Phys. Rev. B **51**, 11791 (1995).
7. M. V. Eremin, I. A. Larionov, and I. E. Lyubin, J. Phys.: Cond. Mat. **22**, 185704 (2010).
8. K.-Y. Yang, T. M. Rice, and F. C. Zhang, Phys. Rev. B **73**, 174501 (2006).
9. H. Anzai, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, M. Ishikado, K. Fujita, S. Ishida, and S. Uchida, Nat. Comm. **4**, 1815 (2013).
10. I. M. Vishik, M. Hashimoto, R.-H. He, and W.-Sh. Lee, PNAS **109**, 18332 (2012).
11. M. Hashimoto, E. A. Nowadnick, R.-H. He, I. M. Vishik, B. Moritz, Y. He, K. Tanaka, R. G. Moore, D. Li, Y. Yoshida, M. Ishikado, T. Sasagawa, K. Fujita, S. Ishida, S. Uchida, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Davaraux, and Z.-X. Shen, Nat. Mat. **14**, 37 (2015).
12. С. В. Варламов, М. В. Еремин, И. М. Еремин, Письма ЖЭТФ **66**, 569 (1997).
13. W. Anukol, S. Barakat, C. Panagopoulos, and J. R. Cooper, Phys. Rev. B **80**, 024516 (2009).
14. I. Hetel, T. R. Lemberger, and M. Randeria, Nat. Phys. **3**, 700 (2007).
15. D. M. Broun, W. A. Huttema, P. J. Turner, S. Özcan, B. Morgan, R. Liang, W. N. Hardy, and D. A. Broun, Phys. Rev. Lett. **99**, 237003 (2007).
16. I. Kapon and A. Keren, *Abstracts of International Conference "Superstripes 2015"*, (2015), p. 326.
17. T. Ekino, A. M. Gabovich, M. S. Li, M. Pekala, H. Szymczak, and A. I. Voitenko, J. Phys.: Cond. Mat. **23**, 385701 (2011).
18. М. В. Еремин, И. А. Ларионов, Письма ЖЭТФ **68**, 583 (1998).
19. S. Strassle, J. Roos, M. Mali, H. Keller, and T. Ohno, Phys. Rev. Lett. **101**, 237001 (2008).
20. Y. Talanov, L. Salakhutdinov, T. Adachi, T. Noji, and Y. Koike, Appl. Mag. Res. **46**, 897 (2015).
21. P. Lee, T. M. Rice, and P. W. Anderson, Sol. State Comm. **14**, 703(1974).