Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 3, с. 165 – 169 © 2019 г. 10 февраля

Антиадиабатические фононы, кулоновский псевдопотенциал и сверхпроводимость в теории Элиашберга–МакМиллана

М. В. Садовский[1)]

Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2018 г.
После переработки 26 ноября 2018 г.
Принята к публикации 28 ноября 2018 г.

В рамках подхода Элиашберга – МакМиллана рассмотрено влияние антиадиабатических фононов на температуру сверхпроводящего перехода, в модели с дискретным набором частот (оптических) фононов. Предложено общее выражение для температуры сверхпроводящего перехода T_c, справедливое в ситуации, когда один (или несколько) таких фононов становятся антиадиабатическими. Исследован вопрос о вкладе таких фононов в кулоновский псевдопотенциал $\mu^\star$. Показано, что антиадиабатические фононы не дают вклада в толмачевский логарифм, величина которого определяется парциальными вкладами только от адиабатических фононов. Полученные результаты обсуждаются в связи с проблемой необычно высокой температуры сверхпроводящего перехода в монослое FeSe на STO.

DOI: 10.1134/S0370274X19030056

1. Введение. Наиболее развитым подходом к описанию сверхпроводимости в системе электронов и фононов является теория Элиашберга–МакМиллана [1–4]. Хорошо известно, что эта теория целиком основана на применимости адиабатического приближения и теореме Мигдала [5], позволяющей пренебречь вершинными поправками при расчетах эффектов электрон-фононного взаимодействия в типичных металлах. Реальный параметр малости теории возмущений имеет вид $\lambda\frac{\Omega_0}{E_{\rm F}} \ll 1$, где λ – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, Ω_0 – характерная частота фононов, а $E_{\rm F}$ – энергия Ферми электронов. В частности, это ведет к выводу о том, что вершинными поправками в этой теории можно пренебречь даже при $\lambda > 1$, благодаря выполнению неравенства $\frac{\Omega_0}{E_{\rm F}} \ll 1$, характерного для типичных металлов.

В недавней работе [6] нами было показано, что в условиях сильной неадиабатичности, когда $\Omega_0 \gg E_{\rm F}$, в теории возникает новый параметр малости $\lambda_D \sim \lambda\frac{E_{\rm F}}{\Omega_0} \sim \lambda\frac{D}{\Omega_0} \ll 1$ (D – полуширина электронной зоны), так что поправки к электронному спектру становятся несущественными, а вершинными поправками также можно пренебречь [7]. В общем случае, перенормировка электронного спектра (эффективной массы электрона) определяется новой безразмерной константой $\tilde{\lambda}$, которая переходит в обычную λ в адиабатическом пределе, а в сильном антиадиабатическом пределе стремится к λ_D. В тоже время, температура сверхпроводящего перехода T_c и в антиадиабатическом пределе определяется спаривательной константой связи Элиашберга–МакМиллана λ, а предэкспоненциальный множитель в формуле для T_c, сохраняющей вид, типичный для приближения слабой связи, определяется шириной зоны (энергией Ферми). Для случая взаимодействия с одним оптическим фононом в работе [6] была получена единая формула для T_c, справедливая как в адиабатическом, так и в антиадиабатическом режимах и имеющая интерполяционный характер в промежуточной области.

В работе [6] также отмечалось, что наличие высоких фононных частот, порядка или даже превышающих энергию Ферми, приводит к очевидному подавлению толмачевского логарифма в выражении для кулоновского псевдопотенциала $\mu^\star$, что создает дополнительные трудности для реализации сверхпроводящего состояния в системе с антиадиабатическими фононами.

Интерес к данной проблеме стимулируется открытием ряда сверхпроводников, где адиабатическое приближение не может считаться выполненным, а характерные частоты фононов порядка или даже превышают энергию Ферми электронов. Наиболее характерными, в этом смысле, являются интеркалированные системы с монослоями FeSe, а также монослои FeSe на подложках типа $\mathrm{Sr(Ba)TiO_3}$ (FeSe/STO) [8]. Впервые на неадиабатический характер сверхпроводимости, в применении к FeSe/STO, обратил внимание Горьков [9, 10] при обсуждении идеи о воз-

[1)]e-mail: sadovski@iep.uran.ru

можном механизме повышения температуры сверхпроводящего перехода T_c в системе FeSe/STO за счет взаимодействия с высокоэнергетическими оптическими фононами в $SrTiO_3$ [8].

В настоящей работе рассматривается обобщенная модель с дискретным набором частот (оптических) фононов, часть из которых может оказаться антиадиабатическими. Получены общие выражения для T_c, справедливые как в адиабатическом, так и в антиадиабатическом пределе. Также проводится общий анализ проблемы кулоновского псевдопотенциала $\mu^\star$ в такой модели. Полученные результаты используются для простых оценок T_c в ситуации, типичной для FeSe/STO.

2. Температура сверхпроводящего перехода. Линеаризованные уравнения Элиашберга в представлении действительных частот, определяющие температуру сверхпроводящего перехода T_c, имеют вид [2]:

$$[1 - Z(\varepsilon)]\varepsilon = \int_0^D d\varepsilon' \int_0^\infty d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) f(-\varepsilon') \times \\ \times \left(\frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon + \omega + i\delta} - \frac{1}{\varepsilon' - \varepsilon + \omega - i\delta} \right), \tag{1}$$

$$Z(\varepsilon)\Delta(\varepsilon) = \int_0^D \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} th \frac{\varepsilon'}{2T_c} Re\Delta(\varepsilon') \times \\ \times \int_0^\infty d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \times \\ \times \left(\frac{1}{\varepsilon' + \varepsilon + \omega + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon' - \varepsilon + \omega - i\delta} \right). \tag{2}$$

Здесь $\Delta(\omega)$ – щелевая функция сверхпроводника, а $Z(\omega)$ – функция перенормировки массы электрона, $f(\varepsilon)$ – функция Ферми. В отличие от стандартного случая [2], мы ввели конечные пределы интегрирования, определяемые (полу)шириной зоны проводимости D. В дальнейшем подразумевается полузаполненная зона вырожденных двумерных электронов, так что $D = E_F \gg T_c$, а плотность состояний считается постоянной. Также, для простоты, пока что пренебрегли вкладом прямого кулоновского отталкивания. В этих (интегральных) уравнениях $\alpha^2(\omega)$ представляет собой функцию Элиашберга–МакМиллана, определяющую величину электрон-фононного взаимодействия, а $F(\omega)$ – плотность состояний фононов. Спаривательная константа связи Элиашберга–МакМиллана определяется как:

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \alpha^2(\omega) F(\omega). \tag{3}$$

Особенности ее вычисления в ситуации, когда в системе появляются неадиабатические фононы, подробно обсуждаются в [6].

Ситуация существенно упрощается [6], если рассмотреть в этих уравнениях предел $\varepsilon \to 0$ и искать решения $Z(0) = Z$ и $\Delta(0) = \Delta$. Тогда из (1) получаем:

$$[1 - Z]\varepsilon = -2\varepsilon \int_0^\infty d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \frac{D}{\omega(\omega + D)} \tag{4}$$

или

$$Z = 1 + \tilde{\lambda}, \tag{5}$$

где константа $\tilde{\lambda}$ определяется как:

$$\tilde{\lambda} = 2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \alpha^2(\omega) F(\omega) \frac{D}{\omega + D}, \tag{6}$$

что при $D \to \infty$ сводится к обычной константе Элиашберга–МакМиллана (3), а при D, существенно меньшей характерных фононных, дает "антиадиабатическую" константу связи:

$$\lambda_D = 2D \int \frac{d\omega}{\omega^2} \alpha^2(\omega) F(\omega). \tag{7}$$

Выражение (6) описывает плавный переход между пределами широкой и узкой зон проводимости. Перенормировка массы, в общем случае, определяется именно константой $\tilde{\lambda}$:

$$m^\star = m(1 + \tilde{\lambda}). \tag{8}$$

В пределе сильной антиадиабатичности эта перенормировка оказывается весьма малой и определяется предельным выражением λ_D [6].

Из уравнения (2), в пределе $\varepsilon \to 0$ и используя (5), немедленно получаем следующее уравнение для T_c:

$$1 + \tilde{\lambda} = 2 \int_0^\infty d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \int_0^D \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'(\varepsilon' + \omega)} th \frac{\varepsilon'}{2T_c}. \tag{9}$$

Рассмотрим теперь ситуацию, когда имеется набор дискретных фононных мод (бездисперсионных, эйнштейновских фононов). При этом плотность фононных состояний имеет вид:

$$F(\omega) = \sum_i \delta(\omega - \omega_i), \tag{10}$$

где ω_i – упомянутые дискретные частоты, моделирующие оптические ветви фононного спектра. Тогда из (3) и (6) имеем:

$$\lambda = 2 \sum_i \frac{\alpha^2(\omega_i)}{\omega_i} \equiv \sum_i \lambda_i, \tag{11}$$

$$\tilde{\lambda} = 2\sum_i \frac{\alpha^2(\omega_i)D}{\omega_i(\omega_i + D)} = 2\sum_i \lambda_i \frac{D}{\omega_i + D} \equiv \sum_i \tilde{\lambda}_i. \quad (12)$$

Соответственно, в этом случае:

$$\alpha^2(\omega)F(\omega) = \sum_i \alpha^2(\omega_i)\delta(\omega - \omega_i) = \sum_i \frac{\lambda_i}{2}\omega_i\delta(\omega - \omega_i). \quad (13)$$

Стандартные уравнения Элиашберга (в адиабатическом пределе) для такой модели последовательно решались в известной работе [11]. Для наших целей достаточно проанализировать уравнение (9), которое приобретает теперь вид:

$$1 + \tilde{\lambda} = 2\sum_i \alpha^2(\omega_i)\int_0^D \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'(\varepsilon' + \omega_i)} th\frac{\varepsilon'}{2T_c}. \quad (14)$$

Решение уравнения (14) дает:

$$T_c \sim \prod_i \left(\frac{D}{1 + \frac{D}{\omega_i}}\right)^{\frac{\lambda_i}{\lambda}} \exp\left(-\frac{1 + \tilde{\lambda}}{\lambda}\right). \quad (15)$$

Для случая двух оптических фононов с частотами ω_1 и ω_2 имеем:

$$T_c \sim \left(\frac{D}{1 + \frac{D}{\omega_1}}\right)^{\frac{\lambda_1}{\lambda}} \left(\frac{D}{1 + \frac{D}{\omega_2}}\right)^{\frac{\lambda_2}{\lambda}} \exp\left(-\frac{1 + \tilde{\lambda}}{\lambda}\right), \quad (16)$$

где $\tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}_1 + \tilde{\lambda}_2$ и $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$. В случае, когда $\omega_1 \ll D$ (адиабатический фонон), а $\omega_2 \gg D$ (антиадиабатический фонон), из (16) немедленно получаем:

$$T_c \sim (\omega_1)^{\frac{\lambda_1}{\lambda}}(D)^{\frac{\lambda_2}{\lambda}} \exp\left(-\frac{1 + \tilde{\lambda}}{\lambda}\right). \quad (17)$$

Видим, что здесь в предэкспоненте частота антиадиабатического фонона заменяется на полуширину зоны проводимости (энергию Ферми), которая играет роль параметра обрезания логарифмической расходимости в куперовском канале в антиадиабатическом пределе [6, 9, 10].

Общий результат (15) дает единое выражение для T_c для дискретного набора оптических фононов, справедливое как в адиабатическом, так и в антиадиабатическом режиме, интерполирующее между этими предельными случаями в промежуточной области.

3. Кулоновский псевдопотенциал. Выше мы пренебрегали прямым кулоновским отталкиванием электронов, которое в стандартном подходе [1–3] описывается кулоновским псевдопотенциалом $\mu^\star$, величина которого эффективно подавлена большим толмачевским логарифмом. Как отмечалось в [6], антиадиабатические фононы ликвидируют толмачевский логарифм, что, казалось бы, существенно подавляет температуру сверхпроводящего перехода. Чтобы разобраться с возникающей здесь ситуацией, рассмотрим упрощенную версию интегрального уравнения для щели (2), записав его как:

$$Z(\varepsilon)\Delta(\varepsilon) = \int_0^D d\varepsilon' K(\varepsilon, \varepsilon')\frac{1}{\varepsilon'} th\frac{\varepsilon'}{2T_c}\Delta(\varepsilon'), \quad (18)$$

где интегральное ядро представим в двухступенчатом виде:

$$K(\varepsilon, \varepsilon') = \lambda\theta(\tilde{D} - |\varepsilon|)\theta(\tilde{D} - |\varepsilon'|) - \mu\theta(D - |\varepsilon|)\theta(D - |\varepsilon'|), \quad (19)$$

где μ – безразмерный (отталкивательный) кулоновский потенциал, а параметр $\tilde{D}$, определяющий энергетическую ширину области притяжения за счет фононов, определяется предэкспонентой в (15):

$$\tilde{D} = \prod_i \left(\frac{D}{1 + \frac{D}{\omega_i}}\right)^{\frac{\lambda_i}{\lambda}}. \quad (20)$$

Заметим, что у нас всегда $\tilde{D} < D$. Уравнение (18) теперь переписывается как:

$$Z(\varepsilon)\Delta(\varepsilon) = (\lambda - \mu)\int_0^{\tilde{D}} \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'} th\frac{\varepsilon'}{2T_c}\Delta(\varepsilon') - \mu\int_{\tilde{D}}^D \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}\Delta(\varepsilon'). \quad (21)$$

Полагая для фононной перенормировки массы:

$$Z(\varepsilon) = \begin{cases} 1 + \tilde{\lambda} & \text{при} \quad \varepsilon < \tilde{D}, \\ 1 & \text{при} \quad \varepsilon > \tilde{D} \end{cases} \quad (22)$$

ищем решение (18) для $\Delta(\varepsilon)$, как обычно, также в двухступенчатом виде [1–3]:

$$\Delta(\varepsilon) = \begin{cases} \Delta_1 & \text{при} \quad \varepsilon < \tilde{D}, \\ \Delta_2 & \text{при} \quad \varepsilon > \tilde{D}. \end{cases} \quad (23)$$

Тогда (21) переходит в систему однородных линейных уравнений для констант Δ_1 и Δ_2:

$$(1 + \tilde{\lambda})\Delta_1 = (\lambda - \mu)\ln\frac{\tilde{D}}{T_c}\Delta_1 - \mu\ln\frac{D}{\tilde{D}}\Delta_2,$$
$$\Delta_2 = -\mu\ln\frac{\tilde{D}}{T_c}\Delta_1 - \mu\ln\frac{D}{\tilde{D}}\Delta_2, \quad (24)$$

условие разрешимости которой имеет вид:

$$1 + \tilde{\lambda} = \left(\lambda - \frac{\mu}{1 + \mu\ln\frac{D}{\tilde{D}}}\right)\ln\frac{\tilde{D}}{T_c}. \quad (25)$$

Соответственно, для температуры перехода получаем:

$$T_c = \tilde{D}\exp\left(-\frac{1 + \tilde{\lambda}}{\lambda - \mu^\star}\right), \quad (26)$$

где кулоновский псевдопотенциал определяется выражением:

$$\mu^{\star} = \frac{\mu}{1+\mu\ln\frac{D}{\tilde{D}}} = \frac{\mu}{1+\mu\ln\prod_i\left(1+\frac{D}{\omega_i}\right)^{\frac{\lambda_i}{\lambda}}}. \qquad (27)$$

Таким образом, фононные частоты входят в толмачевский логарифм в виде произведения парциальных вкладов, величина которых определяется также и соответствующими константами связи. Подобная структура толмачевского логарифма была впервые получена (в несколько другой модели) в работе [12], где выход за пределы адиабатического приближения не рассматривался. Выражение (27), в этом смысле, имеет более широкую область применимости. В частности, для модели двух оптических фононов с частотами $\omega_1 \ll D$ (адиабатический фонон) и $\omega_2 \gg D$ из (27) получаем:

$$\mu^{\star} = \frac{\mu}{1+\mu\ln\left(\frac{D}{\omega_1}\right)^{\frac{\lambda_1}{\lambda}}} = \frac{\mu}{1+\mu\frac{\lambda_1}{\lambda}\ln\frac{D}{\omega_1}}. \qquad (28)$$

Видим, что вклад антиадиабатического фонона выпадает из толмаческого логарифма, но сам логарифм сохраняется, и величина его определяется отношением полуширины зоны (энергии Ферми) к частоте адиабатического (низкочастотного) фонона. Общий эффект подавления кулоновского отталкивания сохраняется, хотя и уменьшается пропорционально парциальному взаимодействию электронов с соответствующим фононом. Эта же ситуация сохраняется и в общем случае – величина толмаческого логарифма и соответствующего кулоновского псевдопотенциала определяется вкладами адиабатических фононов, а антиадиабатические фононы выпадают из рассмотрения. Таким образом, в общем случае, ситуация оказывается более благоприятной для сверхпроводимости, чем в случае одного антиадиабатического фонона, рассматривавшегося в работе [6].

4. Заключение. В данной работе мы рассмотрели электрон-фононную связь в теории Элиашберга–МакМиллана в ситуации, когда в системе имеются антиадиабатические фононы с достаточно большой частотой (сравнимой или превышающей энергию Ферми E_{F}). Величина перенормировки массы, в общем случае, определяется константой связи $\tilde{\lambda}$, тогда как величина спаривательного взаимодействия всегда определяется стандартной константой связи λ теории Элиашберга–МакМиллана, соответствующим образом обобщенной с учетом конечности частоты фононов [6]. Перенормировка массы за счет антиадиабатических фононов мала и определяется константой связи $\lambda_D \ll \lambda$. В этом смысле, в пределе сильной антиадиабатичности связь таких фононов с электронами становится слабой и соответствующие вершинные поправки несущественны [7] так же, как и для адиабатических фононов [5]. Именно это обстоятельство и позволяет использовать подход Элиашберга–МакМиллана в пределе сильной антиадиабатичности. В промежуточной области все предложенные выше формулы носят интерполяционных характер, а для более детального ее понимания следует использовать другие подходы (см., например, [13, 14]).

Обрезание спаривательного взаимодействия в куперовском канале в антиадиабатическом пределе, как отмечалось в [6, 9, 10], происходит на энергиях $\sim E_{\mathrm{F}}$ и вклад соответствующих фононов выпадает из толмачевского логарифма в кулоновском псевдопотенциале, но достаточно большая величина этого логарифма (и, соответственно, малость $\mu^{\star}$) может быть обеспечена за счет вклада адиабатических фононов.

Отметим, что выше всюду мы использовали достаточно упрощенный анализ уравнений Элиашберга. Однако более последовательный подход, например в духе работы [11], по нашему мнению, вряд ли приведет к качественному изменению полученных результатов.

В заключение обсудим значение полученных результатов для объяснения высокотемпературной сверхпроводимости в монослое FeSe на $\mathrm{Sr(Ba)TiO_3}$ (FeSe/STO) [8]. Наличие в $\mathrm{Sr(Ba)TiO_3}$ высокоэнергетических оптических фононов указывает на возможность существенного повышения T_c в этой системе за счет взаимодействия электронов FeSe с таким фононами на интерфейсе FeSe/STO [8, 15]. ARPES эксперименты [15] и LDA + DMFT расчеты [16, 17] показали, что энергия Ферми E_{F} в этой системе существенно (практически в два раза) меньше энергии оптического фонона, что однозначно указывает на реализацию, в данном, случае антиадиабатической ситуации [9, 10]. Посмотрим, можно ли объяснить наблюдаемые в этой системе высокие значения T_c на основе выражений, полученных в данной работе. Принимая для FeSe на STO характерное значение фононной частоты $\omega_1 = 350\,\mathrm{K}$, энергию Ферми $E_{\mathrm{F}} = D = 650\,\mathrm{K}$, а энергию оптического фонона в $\mathrm{SrTiO_3}$ $\omega_2 = 1000\,\mathrm{K}$ [8, 15], проведем вычисления T_c по формулам (16), (26) (для случая двух фононных частот), рассматривая $\mu^{\star}$ в качестве свободного модельного параметра. Выберем λ_1 так, чтобы получить, в отсутствие взаимодействия с высокоэнергетическим оптическим фононом STO, значение $T_c = 9\,\mathrm{K}$, характерное для объемного FeSe, что дает $\lambda_1 > 0.4$. Результаты расчетов приведены на рис. 1. Видим,

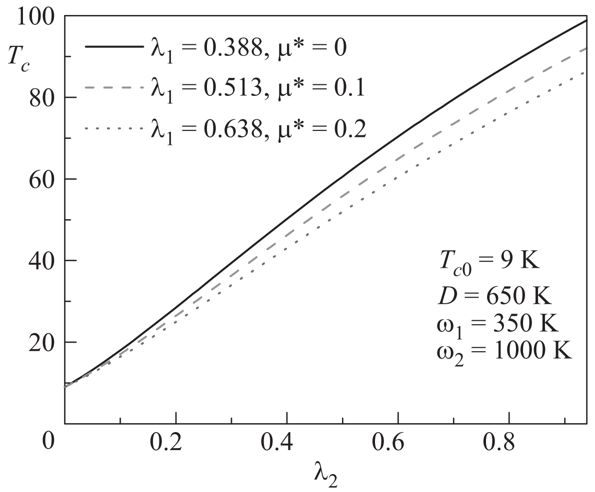

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость температуры сверхпроводящего перехода от константы связи с высокоэнергетическим фононом для типичных значений параметров системы FeSe/STO

что экспериментально наблюдаемые [8] высокие значения $T_c \sim 60-80$ K можно получить только при достаточно больших значениях константы связи электронов в монослое FeSe с высокоэнергетическим оптическим фононом STO $\lambda_2 > 0.5$, так что полная спаривательная константа связи $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 > 0.9$. Вообще говоря, такие значения констант связи не представляются чем-то необычным. В тоже время, достижение столь больших их значений в системе FeSe/STO, кажется достаточно маловероятным в свете качественных оценок λ в условиях нарушения адиабатичности, проведенных в работе [6], а также результатов первопринципных расчетов λ для этой системы [18]. Заметим также, что использованные значения параметров, характерные для FeSe/STO, находятся в промежуточной области, с точки зрения адиабатического или антиадиабатического поведения, где наши формулы, как отмечалось выше, носят интерполяционный характер. Варьирование значений использованных параметров в относительно широких пределах не приводит к качественному изменению полученных результатов. Использованные выше традиционно малые значения $\mu^\star$ не могут быть получены для принятых выше значений $D = E_{\rm F}$, ω_1 и констант связи из выражения типа (28) при обычных значениях μ, ввиду небольших значений соответствующего толмачевского логарифма.

Автор признателен Э.З. Кучинскому за обсуждения и помощь с численными расчетами. Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ # 17-02-00015 и программы фундаментальных исследований # 12 Президиума РАН “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”.

1. D. J. Scalapino, in *Superconductivity*, ed. by R. D. Parks, Marcel Dekker, N.Y. (1969), p. 449.
2. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов их сплавов и соединений*, ГРФМЛ “Наука”, М. (1977).
3. P. B. Allen and B. Mitrović, *Solid State Physics*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich, Academic Press, N.Y. (1982), p. 1.
4. L. P. Gor'kov and V. Z. Kresin, Rev. Mod. Phys. **90**, 011001 (2018).
5. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **34**, 1438 (1958) [Sov. Phys. JETP **7**, 996 (1958)].
6. М. В. Садовский, ЖЭТФ **155** (2019) (в печати) [JETP **128** (2019) (to be published)]; ArXiv:1809.02531.
7. M. A. Ikeda, A. Ogasawara, and M. Sugihara, Phys. Lett. A **170**, 319 (1992).
8. М. В. Садовский, УФН **178**, 1243 (2008) [Physics Uspekhi **59**, 947 (2016)].
9. L. P. Gor'kov, Phys. Rev. B **93**, 054517 (2016).
10. L. P. Gor'kov, Phys. Rev. B **93**, 060507 (2016).
11. A. E. Karakozov, E. G. Maksimov, and S. A. Mashkov, ЖЭТФ **68**, 1937 (1975) [JETP **41**, 971 (1975)].
12. D. A. Kirzhnits, E. G. Maksimov, and D. I. Khomskii, J. Low. Temp. Phys. **10**, 79 (1973).
13. L. Pietronero, S. Strässler, and C. Grimaldi, Phys. Rev. B **52**, 10516 (1995).
14. C. Grimaldi, L. Pietronero, and S. Strässler, Phys. Rev. B **52**, 10530 (1995).
15. J. J. Lee, F. T. Schmitt, R. G. Moore, S. Johnston, Y. T. Cui, W. Li, Z. K. Liu, M. Hashimoto, Y. Zhang, D. H. Lu, T. P. Devereaux, D. H. Lee, and Z. X. Shen, Nature **515**, 245 (2014).
16. И. А. Некрасов, Н. С. Павлов, М. В. Садовский, Письма ЖЭТФ **105**, 354 (2017) [JETP Lett. **105**, 370 (2017)].
17. И. А. Некрасов, Н. С. Павлов, М. В. Садовский, ЖЭТФ **153**, 590 (2018).
18. Y. Wang, A. Linscheid, T. Berlijn, and S. Johnson, Phys. Rev. B **93**, 134513 (2016).