

УДК 539.2

© 1991

## ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА НЕИДЕАЛЬНОГО БОЗЕ-ГАЗА БИПОЛЯРОНОВ

А. С. Александров, М. А. Баранов, А. Б. Хмелинин

Развит формализм для нахождения функции отклика на внешнее поле Бозе-систем ниже точки конденсации. Вычислена диэлектрическая проницаемость неидеального Бозе-газа и на ее основе найдены спектр коллективных возбуждений и характер экранирования.

Биполяронная модель высокотемпературной сверхпроводимости, предложенная в работах [1] и развитая в последующих работах (см., например, [2, 3]), предполагает наличие Бозе-газа биполяронов в узкозонных твердых телах, и сверхпроводимость таких соединений обусловлена сверхтекучестью бозонов по типу  $\text{He}^4$ .

Многие свойства ВТСП соединений могут быть описаны в терминах функции отклика на внешнее поле. В частности, диэлектрическая проницаемость подобных систем описывает процесс поглощения звука, экранировку кулоновского поля, коллективные возбуждения. В приближении идеального Бозе-газа выражение для диэлектрической проницаемости было получено и исследовано в работе [4]. Помимо Бозе-газа биполяронов предполагалось наличие легкой Ферми-компоненты (широкая зона), что приводило к появлению звуковой моды типа акустического плазмона. В рамках предлагаемой модели также описан ряд свойств систем с тяжелыми фермионами [5], что указывает на применимость биполяронной теории и к таким объектам.

Целью настоящей работы является нахождение функции отклика неидеального Бозе-газа в приближении Боголюбова [6]. Неидеальность Бозе-газа биполяронов является следствием того, что биполяронное преобразование не сводится к одночастотному гамильтониану, вследствие чего последний имеет вид

$$H = \sum_p \xi_p b_p^\dagger b_p + \sum U b_{p+q}^\dagger b_{p-q} b_p^\dagger b_p. \quad (1)$$

Матричный элемент  $U$  имеет как деформационную, так и чисто кулоновскую природу. При малых значениях передаваемого импульса  $q$  функция  $U$  не имеет особенностей, поскольку кулоновская часть взаимодействия экранируется как самими биполяронными, так и легкой Ферми-компонентой. Поэтому к заряженному газу биполяронов можно применить боголюбовское приближение, справедливое для нейтрального газа.

Одночастичный закон дисперсии биполяронов предполагается боголюбовским, т. е.

$$\epsilon_p^2 = \frac{p^4}{4m^2} + p^2 u^2, \quad (2)$$

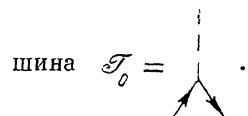
где  $m$  — масса биполярона,  $u$  — скорость боголюбовского звука, подробно определенная, например, в работе [7]. Функции Грина неидеального Бозе-газа двух типов: а) нормальная

$$G \rightarrow = \frac{\omega_n + \Delta}{\omega_n^2 - \epsilon_p^2 + i\delta}, \quad (3a)$$

( $\omega_n = 2\pi n T i$ ,  $n$  — целые числа,  $T$  — температура,  $i$  — мнимая единица,  $\Delta = p^2/2m + mu^2$ ) и б) аномальная

$$F \leftrightarrow = - \frac{mu^2}{\omega_n^2 - \epsilon_j^2 + i\delta}. \quad (36)$$

Для решения поставленной задачи необходимо получить выражение для вершины взаимодействия частицы с внешним полем. Затравочная вершина

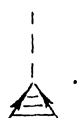




Суть  $\mathcal{F}$  без учета взаимодействия носителей. Если матричный элемент взаимодействия носителей является функцией лишь модуля импульса и не зависит от угла, то в соответствии с [8]


$$\mathcal{F}(\omega, \mathbf{q}) = \mathcal{F}_0 / \epsilon(\omega, \mathbf{q}), \quad (4)$$

где  $\omega$  — частота внешнего электромагнитного поля,  $\epsilon(\omega, \mathbf{q})$  — диэлектрическая проницаемость.

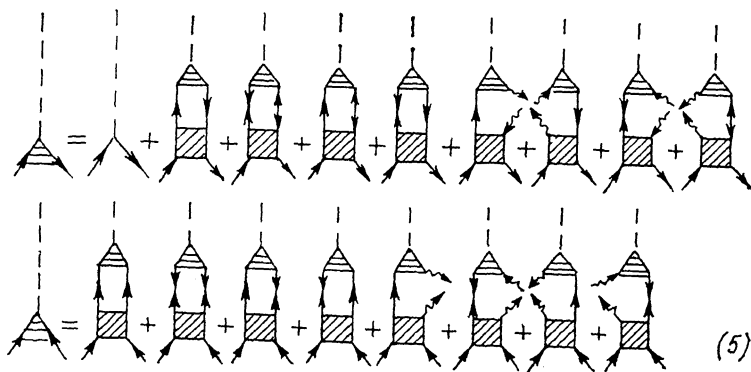
В графическом виде искомое уравнение для  $\mathcal{F}$  имеет вид системы (5),

поскольку помимо  $\mathcal{F}$  отлична от нуля и аномальная вершина  $\tilde{\mathcal{F}} =$  

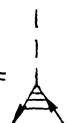
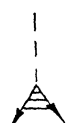
В приведенной ниже системе штрихи соответствуют линии поля, сплошные линии — функции Грина надконденсатных частиц, символ  означает переход частицы в конденсат, четырехполюсники  $U =$  

$U_1 =$   суть перенормированные неприводимые вершины двухчастичного взаимодействия.

В указанных обозначениях система уравнений для вершины во внешнем поле имеет следующий графический вид (см., например, [13]):



Система (5) должна быть дополнена уравнениями для сопряженных

вершин  $\bar{\mathcal{F}} =$  ,  $\bar{\tilde{\mathcal{F}}} =$  , которая получается аналогично системе (5).

Аналитически полная система четырех уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\mathcal{T} &= \mathcal{T}_0 + U \{GG\mathcal{T} + FF\mathcal{T} + GF\mathcal{T} + FG\bar{\mathcal{T}} + \Pi_1^{\text{конд}}\}, \\ \mathcal{T} &= \mathcal{T}_0 + U \{\bar{G}\bar{G}\mathcal{T} + FF\mathcal{T} + \bar{G}F\bar{\mathcal{T}} + F\bar{G}\mathcal{T} + \Pi_2^{\text{конд}}\}, \\ \mathcal{T} &= U_1 \{G\bar{G}\mathcal{T} + FF\bar{\mathcal{T}} + GF\mathcal{T} + F\bar{G}\mathcal{T} + \Pi_3^{\text{конд}}\}, \\ \bar{\mathcal{T}} &= U_1 \{\bar{G}G\bar{\mathcal{T}} + FF\mathcal{T} + \bar{G}F\mathcal{T} + FG\mathcal{T} + \Pi_4^{\text{конд}}\},\end{aligned}\quad (6)$$

где черта над функцией Грина означает функцию античастицы, так что

$$G(\omega_n, q) = G(-\omega_n, -q).$$

В системе (6) использовано свойство  $F \equiv \bar{F}$  [10],  $\Pi_i^{\text{конд}}$  — вклад диаграмм с конденсатными линиями. Определим вначале вклад именно последних диаграмм

$$\Pi_1^{\text{конд}} = \{G\mathcal{T}N_0(T) + \mathcal{T}GN_0(T) + F\bar{\mathcal{T}}N_0(T) + \bar{\mathcal{T}}FN_0(T)\} \delta(\mathbf{p}) \delta(\varepsilon) \quad (7)$$

или в интегральной форме

$$\Pi_1^{\text{конд}} = \mathcal{T}N_0(T) \left[ \frac{\omega + mu^2 + \frac{q^2}{2m}}{\omega^2 - \varepsilon_q^2} - \frac{-\omega + mu^2 + \frac{q^2}{2m}}{\omega^2 - \varepsilon_q^2} \right] - 2\bar{\mathcal{T}}N_0(T) \frac{mu^2}{\omega^2 - \varepsilon_q^2},$$

где  $N_0(T)$  — плотность конденсата при температуре  $T$ .

В случае электромагнитного поля  $\mathcal{T} \equiv \bar{\mathcal{T}}$  (см., например, [9]), вследствие чего

$$\Pi_1^{\text{конд}} = \mathcal{T}N_0(T) \frac{q^2/m}{\omega^2 - \varepsilon_q^2} = \Pi_2^{\text{конд}}. \quad (8)$$

Аналогичные рассуждения во второй группе уравнений системы (5) приводят к выводу

$$\Pi_1^{\text{конд}} = \Pi_2^{\text{конд}} = \Pi_3^{\text{конд}} = \Pi_4^{\text{конд}} \equiv \Pi_0\mathcal{T}.$$

Несложные рассуждения относительно свойств прямых и обратных сплошных линий приводят к следующему результату:

$$\begin{aligned}G\bar{G} &= \bar{G}G \quad (\omega \rightarrow -\omega), \\ GF &= F\bar{G}; \quad FG = \bar{G}F, \\ FG &= GF \quad (\omega \rightarrow -\omega).\end{aligned}\quad (9)$$

Введем обозначения:  $1/U_1 - G\bar{G} \equiv x$ ,  $1/U_1 - \bar{G}G \equiv \bar{x}$ , причем  $\bar{x} = x$  ( $\omega \rightarrow -\omega$ ). В этих обозначениях система (6) принимает форму (с учетом  $\mathcal{T} = \bar{\mathcal{T}}$  уравнений будет только три)

$$\begin{aligned}\mathcal{T} &= \mathcal{T}_0 + U \{(GG + FF)\mathcal{T} + GF\mathcal{T} + FG\bar{\mathcal{T}} + \Pi_0\mathcal{T}\}, \\ x\mathcal{T} &= FF\bar{\mathcal{T}} + 2GF\mathcal{T} + \Pi_0\mathcal{T}, \\ x\bar{\mathcal{T}} &= FF\mathcal{T} + 2FG\mathcal{T} + \Pi_0\mathcal{T}.\end{aligned}\quad (10)$$

Выразим из последних двух уравнений  $\mathcal{T}$  и  $\bar{\mathcal{T}}$  через  $\mathcal{T}$ . При этом получается

$$\begin{aligned}\mathcal{T} &= \frac{1}{x\bar{x} - (FF)^2} [(2GF + \Pi_0)\bar{x} + (2FG + \Pi_0)FF]\mathcal{T}, \\ \bar{\mathcal{T}} &= \frac{1}{x\bar{x} - (FF)^2} [(2FG + \Pi_0)x + (2GF + \Pi_0)FF]\mathcal{T}.\end{aligned}\quad (11)$$

Подставим выражения (11) в первое уравнение системы (10). В результате имеем

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + U\mathcal{F} \left\{ GG + FF + \frac{2}{\kappa\bar{\kappa} - (FF)^2} [(GF)^2\bar{\kappa} + (FG)^2\kappa + 2FF(FG)(GF)] + \right. \\ \left. + \Pi_0 \left[ 1 + FF \frac{(\bar{\kappa} + FF)GF + (\kappa + FF)FG}{\kappa\bar{\kappa} - (FF)^2} \right] \right\}. \quad (12)$$

Теперь перейдем к вычислению соответствующих произведений функций Грина. Указанные вычисления достаточно громоздки, поэтому приведем лишь окончательные результаты в интегральной форме

$$GG = T \sum_n \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{(\omega_n^- + \Delta^-)(\omega_n^+ + \Delta^+)}{[(\omega_n^-)^2 - \varepsilon_-^2][(\omega_n^+)^2 - \varepsilon_+^2]} = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{n_+ - n_-}{\omega + \varepsilon_- - \varepsilon_+} - \\ - \frac{1}{4} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1 + n_+ + n_-}{\omega^2 - (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2} \cdot \frac{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} (\Delta_+ \Delta_- - \Lambda^2 - \varepsilon_+ \varepsilon_-) + \\ + \frac{\Lambda^2}{2} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{(n_+ - n_-)(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)}{[\omega^2 - (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2] \varepsilon_+ \varepsilon_-} - \frac{(1 + n_+ + n_-)(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)}{[\omega^2 - (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2] \varepsilon_+ \varepsilon_-} \right\}. \quad (13)$$

Здесь индекс «+» или «-» у соответствующей функции означает значение ее аргумента  $\mathbf{p} + \mathbf{q}/2$  или  $\mathbf{p} - \mathbf{q}/2$ ,  $\Lambda = mu^2$ ,  $\omega$  — частота внешнего поля,  $n(\varepsilon) = 1/l^{\varepsilon/T} - 1$ . Кроме того,  $\omega_n^{\pm} = \omega_n \pm \omega/2$ . В формуле (13) пренебрегается членами  $\sim q^4/\omega^2$ , поскольку в дальнейшем нас будет интересовать случай малых  $\mathbf{q}$ .

Для вычисления  $\kappa$  и  $\bar{\kappa}$  необходимо определить  $1/U_1$ . Это нетрудно сделать аналогично схеме работы (10) из уравнения для аномальной части массового оператора

$$\rightarrow \textcircled{\Lambda} \leftarrow = \textcircled{\text{штрихованный}} \quad (14)$$

или

$$\Lambda = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} U_1 F.$$

Полученное выражение для  $U_1$

$$U_1^{-1} = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{1 + 2n}{2\varepsilon}$$

подставим в формулу для  $\kappa$ , в результате чего имеем

$$\kappa = \frac{1}{U_1} - G\bar{G} = \frac{\omega^2}{4} \gamma + \frac{\Lambda^2}{2} \gamma + \delta - \frac{\omega}{2} \alpha, \quad (15)$$

где

$$\gamma = - \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{(n_+ - n_-)(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)}{\omega^2 - (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2} \frac{1}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} - \frac{1 + n_+ + n_-}{\omega^2 - (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2} \frac{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} \right\}; \\ \delta = \frac{1}{4} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{(\Delta_+ - \Delta_-)^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} \left\{ \frac{n_+ - n_-}{\omega + \varepsilon_- - \varepsilon_+} - \frac{(1 + n_+ + n_-)(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)}{\omega^2 - (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2} \right\}; \\ \alpha = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{n_+ - n_-}{\omega^2 - (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)^2} \left( \frac{\Delta_+}{\varepsilon_+} - \frac{\Delta_-}{\varepsilon_-} \right) + \frac{1 + n_+ + n_-}{\omega^2 - (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)^2} \left( \frac{\Delta_+}{\varepsilon_+} + \frac{\Delta_-}{\varepsilon_-} \right) \right\}, \\ \bar{\kappa} = \kappa(\omega \rightarrow -\omega),$$

$$FF = -\frac{\Lambda^2}{2} \gamma; \quad GF = \frac{\Lambda}{2} \left\{ \frac{\omega}{2} \gamma - \alpha \right\}; \quad FG = -\frac{\Lambda}{2} \left\{ \frac{\omega}{2} \gamma + \alpha \right\}. \quad (16)$$

Дальнейшее исследование решения уравнения (12) в общем виде затруднено, поэтому рассмотрим несколько предельных случаев. Во-первых, при  $T > T_c$  спектр боголюбковского Бозе-газа становится таким же, как и у идеального ( $u=0$ ). Вследствие этого в указанной области темпера-

тур проводимость не будет, поскольку это было сделано в работе [4].

В приближении малых  $\mathbf{q}$ , таких, что  $\omega \gg qu$ , выражение для диэлектрической проницаемости принимает форму

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 1 - \frac{(\omega_{\text{пл}}^e)^2}{\omega^2 - q^2 u^2} \left[ \frac{N_0(T)}{N} \right] - \frac{4\pi e^2}{q^2} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{n_+ - n_-}{\omega + \varepsilon_- - \varepsilon_+} - \frac{4\pi e^2}{q^2} \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{\left(\frac{\mathbf{p}\mathbf{q}}{m}\right)^2 (1 + 2n)}{\varepsilon^3 \omega^2} \Lambda^2. \quad (17)$$

Последний член легко вычисляется и имеет вид

$$\frac{\omega_{\text{пл}}^2}{\omega^2} \left[ \frac{N - N_0(0)}{N} + 2 \frac{N_0(0) - N_0(T)}{N} \right],$$

а предпоследний член равен

$$-\frac{\omega_{\text{пл}}^2}{\omega^2} \frac{N_0(0) - N_0(T)}{N}.$$

(Выражения для  $N_0(T)$  и  $N_0(0)$  взяты из [11]). В результате сложения всех членов правой части уравнения (17) окончательно получаем

$$\varepsilon(\omega, 0) = 1 - \frac{(\omega_{\text{пл}}^b)^2}{\omega^2}, \quad (18)$$

что означает, что при малых  $\mathbf{q}$  система практически не отличается от обычной плазмы при не очень малых частотах. Коллективными модами в таком приближении будут обычные плазмоны, частота которых определяется суммарной плотностью носителей.

Если в системе присутствует также легкая Ферми-компонента, так что  $v_F \gg u$ , то, как показано в работе [4], выражение для  $\varepsilon(\omega, \mathbf{q})$  имеет вид

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 1 + \frac{(\omega_{\text{пл}}^e)^2}{3v_F^2 q^2} - \frac{(\omega_{\text{пл}}^b)^2}{\omega^2}, \quad qu \ll \omega \ll qv_F, \quad (19)$$

и такая двухкомпонентная плазма имеет в качестве коллективной моды акустический плазмон

$$\omega = qv_{a.п.},$$

который был также подробно исследован в работе [4].

Как и следовало ожидать, случай малых  $\mathbf{q}$  практически не отличается от предела идеального Бозе-газа, поскольку реально означает ( $u \rightarrow 0$ ). Неидеальность проявляется в области, где  $\omega \sim qu$  и, кроме того,  $\omega \ll \ll mu^2$ . Рассмотрим этот предел.

Громоздкие вычисления поляризационного оператора дают следующий результат:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 1 + \frac{(\omega_{\text{пл}}^e)^2}{3v_F^2 q^2} - \frac{(\omega_{\text{пл}}^b)^2}{\omega^2 - q^2 u^2}. \quad (20)$$

Формула (20) отличается от соответствующей в приближении идеального газа законом дисперсии. В знаменателе биполярного члена вместо  $(q^2/2m)$  появилось слагаемое  $q^2 u^2$ , что вполне естественно в силу линейного закона дисперсии неидеальных бозонов при малых  $\mathbf{q}$ . Исследуем коллективные возбуждения в рассматриваемом пределе. Так как  $\omega, qu$  малы по сравнению с плазменной частотой, единицей в формуле (20) можно пренебречь. Закон дисперсии коллективных мод получается из условия

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{q}) = 0,$$

вследствие чего имеем

$$\omega^2 - q^2 u^2 / (\omega_{\text{пл}}^b)^2 = 3v_F^2 q^2 / (\omega_{\text{пл}}^e)^2,$$

или

$$\omega^2 = q^2(u^2 + v_{a.n.}^2). \quad (21)$$

Оценим вклад в скорость звука боголюбовской скорости « $u$ » и скорости акустического плазмона  $v_{a.n.}$

$$v_{a.n.}^2 \sim v_F^2 \sqrt{m_b/m_e} (T_c/\varepsilon_F)^{1/2} \quad (\text{см. [4]}),$$

$$u^2 \sim \sqrt{T_c m_b}.$$

Вследствие этого

$$\frac{u^2}{v_{a.n.}^2} \sim \frac{v_F}{u} \cdot \frac{m_e}{m_b},$$

где  $m_e$  — масса электрона.

В частности, при  $m_b \sim 10m_e$ ,  $T_c \sim 100$  К,  $\varepsilon_F \sim 10^4$  К « $u$ » и « $v_{a.n.}$ » одного порядка. Иными словами, в правой части формулы (21) оба слагае-

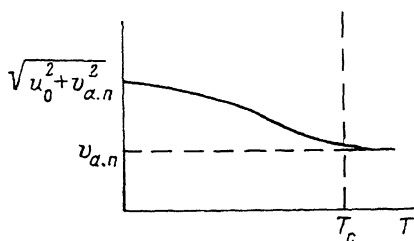


Рис. 1. Температурная зависимость скорости звука.

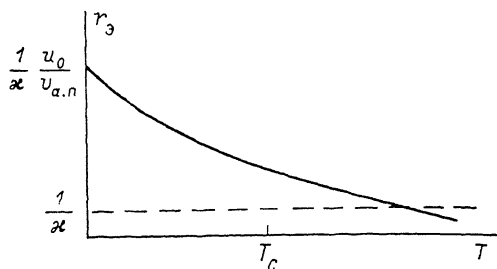


Рис. 2. Температурная зависимость радиуса экранировки.

мых дают существенный вклад. Однако с ростом температуры « $u$ » уменьшается и обращается в 0 при  $T=T_c$ . График температурной зависимости скорости звука  $S = \sqrt{u_0^2 + v_{a.n.}^2}$  представлен на рис. 1, где  $u_0$  — значение  $u$  при  $T=0$ . Естественно, что вблизи  $T_c$  формула (21) не работает, но качественно поведение  $s(T)$  на рис. 1 описано верно. Таким образом, с уменьшением температуры должно наблюдаться «ужесточение» звуковой моды, что и описывается в ряде работ по исследованию поглощения звука в ВТСП (см., например, [5]).

Наконец, исследуем процесс экранировки кулоновского дальнего действия в неидеальном Бозе-газе. Для этого рассмотрим предел  $\omega=0$ ,  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ . В указанных предположениях выражение для диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon(0, \mathbf{q}) = 1 + \frac{3(\omega_{pl}^e)^2}{v_F^2 q^2} + \frac{(\omega_{pl}^b)^2}{q^2 u^2} \quad (22)$$

или

$$\varepsilon(0, \mathbf{q}) = 1 + \frac{x^2}{q^2} \left( 1 + \frac{v_{a.n.}^2}{u^2} \right). \quad (23)$$

В идеальном Бозе-газе аналогичное выражение содержит член  $1/q^4 N_0(T)$ , где  $N_0(T)$  — плотность конденсата при температуре  $T$ . В формуле (23)  $x$  — обычный обратный радиус экранировки электронного газа. Иными словами, характер экранировки в боголюбовском газе совершенно иной, нежели в идеальном газе. В частности, матричный элемент кулоновского взаимодействия не имеет особенности при малых  $\mathbf{q}$ , что позволяет его считать в ряде задач константой.

Именно благодаря этому факту и возможно применение боголюбовской теории для нейтрального газа к заряженному Бозе-газу. Причем присутствие легкой Ферми-компоненты для экранировки в принципе не обязательно. Радиус экранировки  $r_s$  из формулы (23) получается вида

$$r_s = 1/\alpha \sqrt{1 + \frac{v_{\tau}^2}{u^2}}. \quad (24)$$

С ростом температуры « $u$ » убывает, а следовательно, убывает и радиус экранировки. Однако при  $T \sim T_c$  формула (22) перестает работать и существенным становится вклад членов  $\sim q^4$ . При  $T > T_c$  для  $\epsilon(0, \mathbf{q})$  выражение было получено в работе [4]. При этом характер зависимости от  $\mathbf{q}$  такой же, как и в формуле (22), но вместо  $u$  появляется  $v_{\tau}$  — тепловая скорость бозонов, которая мала по сравнению с  $v_{a.п.}$  ( $v_{\tau} = \sqrt{2T/m_b}$ ). Приблизительный график зависимости  $r_s$  от температуры изображен на рис. 2. При этом график получен без учета Ферми-компоненты, вклад от которой отдельно изображен штрихом.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Alexandrov A. S., Ranninger J. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 6. P. 1796—1801; V. 24. N 4. P. 1164—1169.
- [2] Alexandrov A. S., Ranninger I., Robaszkiewicz S. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 9. P. 949—952.
- [3] Alexandrov A. S. // Physica C. 1989. V. 158. P. 337—344.
- [4] Александров А. С., Хмелинин А. Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 11. С. 3403—3408.
- [5] Bishop D. J., Ramirez A. P., Gammel P. L., Batlogg B., Rietman E. A., Cava R. J., Millis A. J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 1. P. 2408—2421; Bhattacharya S., Higgins M. J., Johuston D. C., Jacobson A. J., Stokes J. P., Lewandowski J. T., Goshorn D. P. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 5901—5914.
- [6] Alexandrov A. S., Ranninger I. // Physica C. 1989. V. 159. P. 367—371.
- [7] Александров А. С., Хмелинин А. Б. // Материалы XXIV Всес. совещ. по физике низких температур. Ч. 1. Тбилиси, 1986. С. 100—101.
- [8] Боголюбов Н. Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1947. Т. 11. С. 77—87.
- [9] Фетисов Е. П., Хмелинин А. Б. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 4. С. 1405—1414.
- [10] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., 1962. 443 с.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Т. 2, М., 1978. 448 с.
- [12] Мигдал А. Б. Теория конечных Ферми-систем и свойства атомных ядер: М., 1965. 572 с.
- [13] Беляев С. Т. ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 1. С. 417—431; Т. 34. № 1. С. 433—458.

Московский  
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
23 мая 1990 г.  
В окончательной редакции  
11 ноября 1990 г.