

УДК 538.945.669.053.001.57

Новый подход к проблеме ВТСП

И. М. Юрин, В. Б. Калинин

Институт физической химии РАН, Москва, Россия

Рассмотрен длинноволновый предел эффективного межэлектронного взаимодействия, возникающего вследствие кулоновского отталкивания и обмена виртуальными фононами продольной поляризации. Показано, что в отличие от кулоновского взаимодействия посредством обмена виртуальными фононами притягивает электроны, импульсы которых расположены вблизи поверхности Ферми. Для этого взаимодействия механизм экранирования Томаса—Ферми электронами зоны проводимости оказывается неэффективным. Поэтому притяжение посредством обмена виртуальными фононами значительно превосходит по величине кулоновское отталкивание в указанном пределе. Характер полученных результатов позволяет предположить их связь с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости.

Электрон-электронное взаимодействие (ЭЭВ) в твердом теле имеет два источника происхождения: прямое кулоновское межэлектронное отталкивание и взаимодействие, вызванное обменом виртуальными фононами.

Что касается эффективного ЭЭВ, связанного с кулоновским отталкиванием, то его поведение в длинноволновом пределе определяется экранированием Томаса—Ферми, связанным с корреляционными эффектами в электронном газе, и этот факт никогда не вызывал сомнений.

С другой стороны, расчет ЭЭВ, связанного с обменом виртуальными фононами, сталкивается с трудностями принципиального характера, которые не преодолены до сих пор. Эти трудности связаны с применением процедуры учета эффектов экранирования электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) электронами зоны проводимо-

сти с помощью функции диэлектрической проницаемости электронного газа [1]. В связи с этим отметим, что не существует сколь-нибудь последовательного разделения кулоновского взаимодействия на то, которое уже учтено в затравочных значениях констант фрэлиховского гамильтониана, и то, которое впоследствии проявится в перенормировке затравочных фононов за счет ЭФВ [2].

Цель работы — последовательный расчет длинноволнового предела ЭЭВ в металлах. Для описания ЭФВ принято приближение, близкое плазменной модели [3]. Используемая в работе модель имела два существенных отличия от плазменной. Во-первых, в качестве затравочных фононов использовались упругие колебания валентного остова, а не ионно-плазменные колебания. Во-вторых, в рассмотрение был введен

дополнительный кинетический член в фононном секторе модели, связанный с кулоновским отталкиванием ионов. Ниже показано, что этот кинетический член участвует в компенсациях нежелательных сингулярных выражений, возникающих при проведении процедуры перенормировки.

Характер полученных результатов позволяет предположить их связь с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП).

Описание модели

Для простоты в качестве исходного рассмотрим гамильтониан H_{tot} бесконечно большого (эффекты, связанные с границами кристалла, не рассматриваются) одноатомного металла с параболическим законом дисперсии в зоне проводимости (здесь и далее используется система единиц $\hbar = 1$):

$$H_{tot} = H_o + H_{op} + H_{ee} + H_{ep}; \quad (1)$$

$$H_o = \sum_{\mu} \int \varepsilon_p c_{\mu p}^+ c_{\mu p} dp + \int \omega_q b_q^+ b_q dq \times \left(\varepsilon_p = \frac{p^2}{2m}, \quad \omega_q = sq \right); \quad (2)$$

$$H_{op} = A \int q^{-1} (2b_q^+ b_q - b_q^+ b_{-q}^+ - b_q b_{-q}) dq; \quad (3)$$

$$H_{ee} = G_{ee} \sum_{\mu} \sum_{\nu} \int \int q^{-2} c_{\mu p+q}^+ c_{\nu k-q}^+ c_{\nu k} c_{\mu p} dp dk dq; \quad (4)$$

$$H_{ep} = -i G_{ep} \sum_{\mu} \int \int q^{-3/2} c_{\mu p-q}^+ c_{\mu p} (b_q^+ - b_{-q}) dp dq, \quad (5)$$

где $A = \pi \frac{e^2}{\varepsilon} \frac{z^2}{Ms\Omega}$, $G_{ee} = \frac{e^2}{4\varepsilon} \pi^{-2}$; $G_{ep} = \frac{ze^2}{\varepsilon \sqrt{\pi Ms\Omega}}$,

$c_{\mu p}^+$ и $c_{\mu p}$ — операторы рождения и уничтожения электронов с импульсом p ;

μ и ν — спиновые индексы;

b_q^+ и b_q — операторы рождения и уничтожения фононов продольной поляризации с импульсом q ;

s и ε — скорость звука и диэлектрическая проницаемость валентного остова, соответственно;

M — масса иона;

m — зонная масса электрона;

Ω — объем элементарной ячейки;

z — количество электронов проводимости на одну ячейку;

i — мнимая единица.

Выводы (1)–(5) основаны на следующих предположениях. Допустим, что валентный ос-

тов создает в среднем положительно заряженный фон с плотностью $\rho_o = \frac{ze}{\Omega}$. Отклонения

последней от среднего значения определяются относительным изменением объема кристалла, возникающим в результате деформации решетки при распространении в ней продольной звуковой волны. В то же время операторы рождения и уничтожения фононов продольной поляризации связаны с локальным смещением ионов $u(r, t)$ соотношением

$$u_{\alpha} = \frac{1}{4\pi^{3/2}} \int \sqrt{\frac{\Omega}{Msq}} e^{-iqr} e_{\alpha q}^+ b_q^+ dq + \text{э. с.}$$

$$\left(e_{\alpha q} = \frac{q_{\alpha}}{q}, \quad \alpha = x, y, z \right).$$

Локальная зарядовая плотность ρ_v определяется выражением $\rho_v = \rho_o \det^{-1} \left| \frac{\partial(r+u)}{\partial r} \right|$. Удерживая при вычислении отклонения локальной плотности от среднего фона $\rho = \rho_v - \rho_o$ лишь члены $\sim \text{div}(u(r))$, можно получить

$$\rho = i \frac{ze}{4\Omega\pi^{3/2}} \int \sqrt{\frac{\Omega q}{Ms}} e^{-iqr} b_q^+ dq + \text{э. с.}$$

Полученное выражение для ρ определяет потенциал, связанный с фононной подсистемой и который приводит в предложенной модели как к возникновению ЭФВ (5), так и к специфическому самодействию фононной подсистемы (3).

Выводы (1)–(5) основаны на предположении, что электронные состояния системы можно разделить на состояния валентной зоны и зоны проводимости. Следует отметить, что в чистых металлах такое деление невозможно [4]. Для полупроводников же с небольшой концентрацией электроактивных дефектов, к которым относится, например, большинство из материалов с ВТСП, принятые предположения вполне адекватно описывают систему электронов и продольно-поляризованных фононов, и определение такого параметра, как, например, диэлектрическая проницаемость валентного остова ε , не вызывает каких-либо затруднений. Отметим, что в работе будет выведено соотношение (10), связывающее скорость звука валентного остова s с экспериментально наблюдаемой скоростью звука в системе, поэтому вопрос определения этого параметра модели также не вызывает затруднений. Кроме того, из этого соотношения становится ясным, что предложенная модель переходит в плазменную при $s \rightarrow 0$.

Наконец, остановимся на проблеме учета фононов с поперечной поляризацией. Неоднократ-

но высказывалось мнение, что взаимодействие поперечно-поляризованных фононов с электронами должно быть значительно меньше, чем для продольно-поляризованных. Это связано с тем, что изменение элементарного объема при сдвиговых деформациях возникает лишь во втором порядке по вектору элементарного смещения $u(r)$. Поэтому в рамках предложенного рассмотрения системы их существованием можно пренебречь, считая подсистему поперечно-поляризованных фононов не взаимодействующей как с электронами проводимости, так и продольно-поляризованными фононами.

Решение полярной задачи в рамках предложенной модели

Гамильтониан (5) ЭФВ содержит недиагональные члены со структурой c^+cb^+ и c^+cb , отвечающие переходам без сохранения энергии. Поэтому состояния системы, построенные с помощью операторов c^+ и b^+ , оказываются состояниями с неопределенной энергией. Это обстоятельство создает неудобства при рассмотрении низкоэнергетических возбуждений системы, актуальность которого очевидна при описании системы при низких температурах.

Рассмотрим типичное для решения задачи о поляроне уравнение, связывающее введенные в (1)–(5) операторы c^+ , c , b^+ и b с новыми операторами C^+ , C , B^+ и B (операторы C и B эрмитово сопряжены с операторами C^+ и B^+)

$$\begin{aligned} c_{\mu p}^+ &= C_{\mu p}^+ - \int \varphi_q^p C_{\mu p-q}^+ B_q^+ dq + \int \varphi_q^{*p+q} C_{\mu p+q}^+ B_q dq - \\ &- \frac{1}{2} \int \varphi_q^p \varphi_q^p dq C_{\mu p}^+ + \frac{1}{2} \iint (\varphi_q^{*p-q} \varphi_{-q}^k - \varphi_q^{*k+q} \varphi_q^p) C_{\mu p-q}^+ C_{\nu k+q}^+ C_{\nu k} dq dk - \\ &- \frac{1}{2} \iint (\varphi_q^{*p-k+q} \varphi_k^p + \varphi_q^{*p+q} \varphi_k^{*p+q}) C_{\mu p+q-k}^+ B_q^+ dq dk + \\ &+ \frac{1}{4} \iint (\varphi_q^{p-k} \varphi_k^p + \varphi_k^{p-q} \varphi_q^p) C_{\mu p-q-k}^+ B_q^+ B_k^+ dq dk + \\ &+ \frac{1}{4} \iint (\varphi_q^{*p+q} \varphi_k^{*p+q+k} + \varphi_k^{*p+k} \varphi_q^{*p+q+k}) C_{\mu p+q+k}^+ B_q B_k dq dk; \\ b_q^+ &= B_q^+ + \int \varphi_q^{*p} \sum_{\mu} C_{\mu p}^+ C_{\mu p-q} dp + \\ &+ \frac{1}{2} \iint (\varphi_q^{*p} \varphi_k^{p-q+k} - \varphi_q^{*p+k} \varphi_k^{p+k}) \sum_{\mu} C_{\mu p}^+ C_{\mu p+k-q} B_k^+ dp dk + \\ &+ \frac{1}{2} \iint (\varphi_q^{*p-k} \varphi_k^{*p} - \varphi_k^{*p-q} \varphi_q^{*p}) \sum_{\mu} C_{\mu p}^+ C_{\mu p-k-q} B_k^+ dq dk. \quad (6) \end{aligned}$$

Будем полагать $\varphi \sim M^{1/4}$. Таким образом, чисто технически в рассмотрение вводится малый параметр $\sim M^{1/4}$, тогда нетрудно показать, что

приведенное преобразование не нарушает коммутационных соотношений между операторами рождения и уничтожения с точностью до членов $\sim |\varphi|^3 (\sim M^{-3/4})$ [5]. При этом сами параметры φ_k^p определяются таким образом, чтобы выраженный через операторы C^+ , C , B^+ и B гамильтониан H_{tot} не содержал недиагональных членов со структурой C^+CB^+ и C^+CB .

В связи с этим следует отметить, что некоторые сложные операторные выражения могут быть сведены в приближении хаотических фаз (ПХФ) к более простым. В частности, применение ПХФ к выражениям со структурой $C^+C^+CCB^+$ дает

$$\begin{aligned} C_1^+ C_2^+ C_3 C_4 B^+ &\rightarrow \langle \langle C_2^+ C_3 \rangle \rangle C_1^+ C_4 + \langle \langle C_1^+ C_4 \rangle \rangle C_2^+ C_3 - \\ &- \langle \langle C_1^+ C_3 \rangle \rangle C_2^+ C_4 - \langle \langle C_2^+ C_4 \rangle \rangle C_1^+ C_3 \rangle B^+, \end{aligned}$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по основному состоянию. Для бесконечной системы средние по основному состоянию определяются следующим образом: $\langle \langle C_{\mu p}^+ C_{\nu k} \rangle \rangle = \rho_{\mu k} \delta_{\nu}^{\mu} \delta(p-k)$,

где δ_{ν}^{μ} — символ Кронеккера; $\delta(p-k)$ — дельта-функция Дирака, а функция $\rho_{\mu k}$, имеющая смысл плотности заполнения электронных состояний, имеет вид

$$\rho_{\mu k} = \begin{cases} 1 (k < K_F) \\ 0 (k > K_F) \end{cases}$$

С учетом вышесказанного при выведении уравнения на φ_q^p следует включить в рассмотрение как члены со структурой C^+CB^+ , так и те члены со структурой $C^+C^+CCB^+$ и $C^+C^+C^+CCCB^+$, которые в ПХФ могут быть сведены к виду ρC^+CB^+ или $\rho \rho C^+CB^+$. Тогда, удерживая в левой части уравнения самосогласования только члены $\sim M^{-1/4}$, можно получить

$$\begin{aligned} iG_{ep} q^{-3/2} - 2iG_{ee} q^{-2} J_q &= (\varepsilon_{p-q} - \varepsilon_p + \omega_q) \varphi_q^p + \\ + (2\frac{A}{q} - \frac{3}{2} G_{ep} q^{-3/2} J_q + G_{ee} q^{-2} J_q^2) &(\varphi_q^p - \varphi_q^{*p-q}), \quad (7) \end{aligned}$$

где $J_q = i \sum_{\mu} \int (\varphi_q^{k+q} - \varphi_q^k) \rho_{\mu k} dk$.

Вывод решения уравнения (7) не очень сложный, поэтому здесь имеет смысл просто привести выражение для φ_q^p , справедливость которого можно проверить прямой подстановкой в (7):

$$\varphi_q^p = iG_{ep} \frac{q^{1/2}}{q^2 + \lambda^2} \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_{p-q} + \omega_q}{S^2 q^2 - (\varepsilon_{p-q} - \varepsilon_p)^2}, \quad (8)$$

где $S^2 = s^2 + \frac{zm}{6M} V_F^2$; $V_F = K_F/m$; $\lambda^2 = \frac{4e^2}{\pi\epsilon} mK_F$;

K_F — фермиевский волновой вектор.

Следует также обратить внимание на соотношение (см. (7))

$$2\frac{A}{q} - \frac{3}{2}G_{ep}q^{-3/2}J_q + G_{ee}q^{-2}J_q^2 = Dq, \quad (9)$$

где $D = \frac{\pi^2 z^2}{4mMK_F\Omega_S}$. Очевидно, что (9) представ-

ляет собой пример компенсации сингулярных по q выражений, возможность которой указывалась выше.

Полученный результат (8) определяет наблюдаемую скорость звука \tilde{S} [5]

$$\tilde{S}^2 = s^2 + \frac{zm}{3M} V_F^2. \quad (10)$$

При $s \rightarrow 0$ скорость звука \tilde{S} становится равной следующей из плазменной модели скорости Бома–Стейвера $S_{BS} = \sqrt{\frac{zm}{3M}} V_F$. Это обстоятельство подтверждает то, что полученное выражение для \tilde{S} учитывает главные поправки в спектре фононов, связанные с заполнением электронами зоны проводимости.

Корреляционные эффекты в вырожденном электронном газе

Переход к операторам рождения и уничтожения C^+ и C приводит к перенормировке межэлектронного взаимодействия. В этом можно убедиться подстановкой (6) в (1)–(5) с последующим выделением членов со структурой C^+C^+CC . Если при рассмотрении возникающих дополнительных членов ограничиться рассмотрением только межэлектронного взаимодействия, то с учетом симметрий, связанных с перестановочными соотношениями операторов рождения и уничтожения электронов и эрмитовости гамильтониана, можно получить [5]

$$H_{tot} = \sum_{\mu} \int \epsilon_p C_{\mu p}^+ C_{\mu p} dp + \sum_{\mu, \nu} \int U \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} C_{\mu p+q}^+ C_{\nu k-q}^+ C_{\nu k} C_{\mu p} dq dk dp, \quad (11)$$

где

$$U \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = \frac{G_{ee}}{q^2} + \delta U_{epe} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix};$$

$$\delta U_{epe} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = \frac{G_{ep}^2}{2q} \frac{ms/S}{q^2 + \lambda^2} \left(\pm \frac{1}{2pq + q^2 \pm 2mSq} \pm \frac{1}{2kq - q^2 \pm 2mSq} \right). \quad (12)$$

Отметим, что в (12) выделены члены $\sim M^{-1/2}$ и $\sim q^2$, т. е. главные члены при $q \rightarrow 0$. Также не учтена перенормировка кинетической энергии (массы) электрона вследствие поляронного эффекта. Это допустимо, так как кинетическая энергия электрона считается наибольшей из включенных в наше рассмотрение, поэтому ее относительное изменение не может быть существенным. Что касается члена δU_{epe} , то именно он в предложенном формализме отвечает межэлектронному взаимодействию посредством обмена виртуальными фононами.

Очевидно, что корреляционные эффекты должны привести к существенному отличию эффективного межэлектронного взаимодействия от затравочного, представленного в (12). В связи с этим рассмотрим переход к новым квазичастичным операторам рождения и уничтожения электронов \tilde{C}^+ и \tilde{C} (оператор \tilde{C} эрмитово сопряжен оператору \tilde{C}^+):

$$C_{\mu p}^+ = \tilde{C}_{\mu p}^+ - \sum_{\nu} \theta_{\nu}^{\mu} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} \tilde{C}_{\mu p+q}^+ \tilde{C}_{\nu k-q}^+ \tilde{C}_{\nu k} dq dk, \quad (13)$$

где

$$\theta_{\nu}^{\mu} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = H_{\nu}^{\mu} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} (\epsilon_p + \epsilon_k - \epsilon_{p+q} - \epsilon_{k+q})^{-1};$$

$$H_{\nu}^{\mu} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = 2\tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} + \delta_{\nu}^{\mu} \left[2\tilde{V} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} - \tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} - \tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ k-p-q \end{pmatrix} \right].$$

Отметим два обстоятельства. Во-первых, легко показать, что преобразование (13) не нарушает коммутационных соотношений для операторов \tilde{C}^+ и \tilde{C} с точностью до членов $\sim \theta^2$ [5]. Во-вторых, преобразование (13) диагонализует в первом порядке теории возмущений по θ гамильтониан \tilde{H}_{tot} вида

$$\tilde{H}_{tot} = \sum_{\mu} \int \epsilon_p C_{\mu p}^+ C_{\mu p} dp + \sum_{\mu, \nu} \int \left[\tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} + \tilde{V} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} \delta_{\nu}^{\mu} \right] \times \\ \times \tilde{C}_{\mu p+q}^+ \tilde{C}_{\nu k-q}^+ C_{\nu k} C_{\mu p} dq dk dp,$$

оставляя в ЭЭВ лишь члены со структурой $\tilde{n}\tilde{n}$ и $\tilde{C}_{\uparrow p}^+ \tilde{C}_{\downarrow k}^+ \tilde{C}_{\uparrow k}^+ \tilde{C}_{\downarrow p}^+$, где $\tilde{n}_{\mu k} = \tilde{C}_{\mu k}^+ \tilde{C}_{\mu k}$.

Очевидно, что потенциалы \tilde{U} и \tilde{V} после введения процедуры самосогласования будут играть роль эффективного потенциала ЭЭВ, учитывающего корреляционные эффекты в электронном газе. Процедура определения введенных в рассмотрение матричных элементов \tilde{U} и \tilde{V} должна учитывать, как и в случае определения φ_q^p , конечное заполнение зоны проводимости. С этой целью аналогично тому, как это было сделано выше, выразим гамильтониан (11) в операторах \tilde{C}^+ и \tilde{C} , используя (13).

В результате такой подстановки в гамильтониане H_{tot} появляются члены со структурой $\tilde{C}^+ \tilde{C}^+ \tilde{C}^+ \tilde{C} \tilde{C} \tilde{C}$. Эти члены можно в ПХФ линеаризовать по плотностям заполнения $\rho_{\mu p}$, редуцировав их до структуры $\rho \tilde{C}^+ \tilde{C}^+ \tilde{C} \tilde{C}$. Последнее позволяет включить эти члены в уравнение самосогласования для потенциалов \tilde{U} и \tilde{V} , так что можно получить

$$\begin{aligned} \tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} + \tilde{V} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} \delta_v^\mu = U \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} - \sum_{\zeta} \int U \begin{pmatrix} t \\ k \\ q \end{pmatrix} \theta_{\mu}^{\zeta} \begin{pmatrix} t+q \\ p \\ -q \end{pmatrix} dt - \\ - \sum_{\zeta} \int U \begin{pmatrix} p \\ t \\ q \end{pmatrix} \theta_v^{\zeta} \begin{pmatrix} t-q \\ k \\ q \end{pmatrix} dt - \sum_{\zeta} \int U \begin{pmatrix} p \\ t+q \\ q \end{pmatrix} \theta_v^{\zeta} \begin{pmatrix} t+q \\ k-q \\ -q \end{pmatrix} dt - \\ - \sum_{\zeta} \int U \begin{pmatrix} t-q \\ k \\ q \end{pmatrix} \theta_v^{\zeta} \begin{pmatrix} t-q \\ p+q \\ q \end{pmatrix} dt + \int U \begin{pmatrix} t \\ k \\ q \end{pmatrix} \theta_{\mu}^{\zeta} \begin{pmatrix} t+q \\ p \\ p-t \end{pmatrix} dt + \\ + \int U \begin{pmatrix} p \\ t \\ q \end{pmatrix} \theta_v^{\zeta} \begin{pmatrix} t-q \\ k \\ k-t \end{pmatrix} dt + \int U \begin{pmatrix} p \\ t+q \\ q \end{pmatrix} \theta_v^{\zeta} \begin{pmatrix} t+q \\ -k-q \\ k-q-t \end{pmatrix} dt + \\ + \int U \begin{pmatrix} t-q \\ k \\ q \end{pmatrix} \theta_{\mu}^{\zeta} \begin{pmatrix} t+q \\ p+q \\ p+q-t \end{pmatrix} dt. \end{aligned} \quad (14)$$

Интегрирования в (14) проводятся в области $t < K_F$, что соответствует рассмотрению случая низких температур. Отметим, что в правой части (14) члены, соответствующие отклику электронной системы, представлены с точностью $\sim \theta$ и $\sim q^3$.

Хотя уравнения типа (14) предпочтительнее (в смысле достигаемой точности) решать численными методами, получение хотя бы грубого приближенного решения без использования вы-

числительной техники представляет особый интерес — такие приближенные решения позволяют предсказать характер предельных соотношений в точных решениях.

Основным пунктом в предлагаемой схеме решения будет следующая приближенная оценка интегралов внутри сфер с радиусом K_F

$$\int_{t < K_F} R(t) S(t) dt \approx R(0) \int_{t < K_F} S(t) dt, \quad (15)$$

где $R(t)$ — регулярная, а $S(t)$ — сингулярная функция параметра t .

Нетрудно видеть, что это приближенное равенство хорошо выполняется, если характерный масштаб изменения R оказывается больше K_F .

Будем полагать, что искомые функции \tilde{U} и \tilde{V} могут быть сведены к виду

$$\tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = R_1 \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} S_1(q); \quad \tilde{V} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = R_2 \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} S_2(q),$$

где R_1 и R_2 — регулярные, а S_1 и S_2 — сингулярные функции своих параметров.

Тогда в (14) следует оставить лишь те члены, в которых S_i выносятся за знак интеграла, и с учетом (15) можно получить систему линейных уравнений относительно \tilde{U} и \tilde{V} . Получаемая при этом громоздкая система уравнений после упрощений, основанных на соотношении $\frac{mS}{K_F} \ll 1$, оказывается разрешимой, и при

$p, k \approx K_F$ эффективный потенциал ЭЭВ имеет вид [5]

$$\tilde{U} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = -4 \left(\frac{zm}{3M} \right)^2 \frac{G_{ee}}{q^2} \frac{K_F^2}{q^2 - \chi} \frac{K_F^2}{q^2 - \chi_1}, \quad (16)$$

где $\chi = 4 \left(m^2 \tilde{S}^2 - \frac{zm}{3M} K_F^2 \right)$; $\chi_1 = \left(1 + \frac{zm}{3M} \frac{K_F^2}{\lambda^2} \right) \chi$,

при этом $\tilde{V} \begin{pmatrix} p \\ k \\ q \end{pmatrix} = 0$.

Из (16) видно, что особенности ЭЭВ, связанного с обменом виртуальными фононами, приводят к отсутствию экранирования длинноволновой части этой компоненты взаимодействия. Отметим, что та же схема вычислений в случае, когда в качестве затравочного используется

только потенциал кулоновского отталкивания, приводит к результатам, в целом согласующимся с обычными представлениями об экранировании заряда в электронном газе [5].

Потенциал вида (16) приводит к неустойчивости относительно образования электронных пар. В отличие от теории БКШ импульсы пар отличны от нуля, а энергия связи пар E_b оценивается следующим образом [5]:

$$E_b \sim \left(\frac{zm}{M}\right)^2 G_{ee} K_{F\chi}^4 \chi^{-3/2}. \quad (17)$$

Очевидно, что $E_b \sim M^{-1/2}$, и это согласуется с наблюдениями изотопического эффекта в ряде металлов [6].

Следует отметить, что образуемые электронные пары связаны согласно классическим представлениям о связанных состояниях, т. е. их энергия в системе центра масс пары отрицательна. Это обстоятельство качественным образом отличает их от куперовых пар, образование которых, как известно, связано с возникновением в системе аномальных средних типа $\langle c^+ c^+ \rangle$.

Связь полученных результатов с проблемой ВТСП

Если предположить, что образование пар в рамках предложенной модели приводит к возникновению сверхпроводимости, то, очевидно, температура перехода $T_c \sim E_b$. В этом случае особый интерес вызывает следующая из (17) расходимость энергии связи E_b при $\chi \rightarrow 0$. В реальных системах эта расходимость должна проявляться в наблюдаемых максимумах температуры перехода при выполнении следующего условия:

$$\tilde{S} \approx \sqrt{\frac{zm}{3M}} V_F. \quad (18)$$

Это условие может быть с удовлетворительной точностью выполнено в системах с варьируемыми физическими параметрами, где при выполнении соотношения (18) должна наблюдаться ВТСП.

Рассмотрим в связи с этим полупроводник с небольшой концентрацией электроактивных дефектов, испытывающий фазовый переход с изменением объема. В обеих фазах материал

стабилен и, как правило, $\tilde{S}^2 \gg \frac{zm}{3M} V_F^2$. В неста-

бильных же фазах $\tilde{S}^2 < 0$. Можно предположить, что ВТСП наблюдается в неравновесных системах, где фазовый переход заторможен, и выполнение соотношения (18) оказывается возможным.

Заключение

Рассмотрен длинноволновый предел эффективного межэлектронного взаимодействия, возникающего вследствие кулоновского отталкивания и обмена виртуальными фононами продольной поляризации. Показано, что в отличие от кулоновского взаимодействия посредством обмена виртуальными фононами притягивает электроны, импульсы которых расположены вблизи поверхности Ферми. Это взаимодействие не экранируется вследствие корреляционных эффектов и поэтому значительно превосходит по величине кулоновское отталкивание в указанном пределе.

Авторы не исключают возможности экранирования потенциала (16), однако механизм Томаса—Ферми в электронном секторе модели оказывается неэффективным. Поиск других механизмов экранирования связан как с повышением точности представления отклика системы в (14), так и с введением дополнительных членов в исходный гамильтониан.

Авторы выражают благодарность канд. физ.-мат. наук Н. В. Классену, д-ру хим. и физ.-мат. наук В. В. Громову и проф. Аллану Соломону (Великобритания) за интерес к теме исследования и поддержку работы.

Литература

1. Frohlich H. // Phys. Rev. 1950. № 79. P. 845.
2. Бровман Е. Г., Каган Ю. М. // УФН. 1974. № 112. С. 369.
3. Bohm D., Pines D. // Phys. Rev. 1951. № 82. P. 625.
4. Александров А. С., Крейс А. Б. // УФН. 1992. V. 162. № 5. С. 1.
5. Yurin I. M., Kalinin V. B. // e-print, 2001. <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/0102407>.
6. Reynolds C. A., Serin B., Wright W. A. and Nesbit L. B. // Phys. Rev. 1950. № 78. P. 487.

New approach to the HTSC problem

I. M. Yurin, V. B. Kalinin
Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia

In this work the long-wave limit of the effective electron-electron interaction arising from the Coulomb repulsion and the exchange of virtual longitudinally polarized phonons is considered. It is shown that the interaction through the exchange of virtual phonons leads to attraction of electrons, whose moment are near the Fermi surface, in contrast to the Coulomb one. The Thomas—Fermi screening mechanism by the electrons of the conductivity zone turns to be not effective for this interaction. Therefore the attraction through the exchange of virtual phonons essentially prevails the Coulomb repulsion in the limit under consideration. The character of the results obtained allows one to assume that they concern the high-temperature superconductivity problem.