

О НОВОМ МЕТОДЕ В ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ. I¹

Н. Н. Боголюбов

В статье обобщается метод канонического преобразования, ранее разработанный автором для теории сверхтекучести. При помощи этого метода и принципа компенсации «опасных» диаграмм показывается, что в модели Фрелиха существует сверхпроводящее состояние. Расчет основных параметров этого состояния приводит к формулам, подтверждающим формулы теории Бардина — Купера — Шриффера.

После открытия изотопического эффекта стало общепризнанным представление о том, что взаимодействие электронов с решеткой должно играть существенную роль в явлении сверхпроводимости. Был уже сделан ряд весьма интересных построений [1-4], анализирующих систему электронов, взаимодействующих с фоновым полем. В настоящей статье мы покажем, что путем развития метода, предлагавшегося нами ранее для теории сверхтекучести, можно дать последовательную теорию сверхпроводящего состояния. При этом, в частности, подтверждаются результаты теории Бардина — Купера — Шриффера [3].

Для простоты изложения будем исходить из модели, предложенной Фрелихом [1], в которой кулоновское взаимодействие явным образом не вводится и динамическая система характеризуется гамильтонианом²

$$H_{Fr} = \sum_{h, s} E(k) a_{hs}^+ a_{hs} + \sum_q \omega(q) b_q^+ b_q + H',$$

$$H' = \sum_{\substack{h, q, s \\ h' = h - q}} g \left\{ \frac{\omega(q)}{2V} \right\}^{1/2} a_{hs}^+ a_{h's} b_q^+ + \text{сопр}, \quad (1)$$

где $E(k)$ — энергия электрона, $\omega(q)$ — энергия фонона, g — константа связи, V — объем.

Как теперь хорошо известно, обычная теория возмущений по степеням константы связи неприменима, так как электронно-фононное взаимодействие, несмотря на свою малость, оказывается весьма существенным вблизи поверхности Ферми. Поэтому мы предварительно совершим некоторое каноническое преобразование, исходя из следующих соображений.

Заметим прежде всего, что матричные элементы, соответствующие виртуальному порождению «частиц» из вакуума, всегда сопровождаются энергетическими знаменателями

$$\{\varepsilon(k_1) + \dots + \varepsilon(k_{2s}) + \omega(q_1) + \dots + \omega(q_r)\}^{-1},$$

в которых $\varepsilon(k) \sim |E(k) - E_F|$ представляет энергию частицы — электрона ($E(k) > E_F$) или дырки ($E(k) < E_F$), становящуюся малой у поверхности Ферми.

¹ Примечание по корректуре (20 декабря 1957 г.). В самое последнее время, когда наши работы уже находились в печати, нам стала известна рукопись подробной работы Бардина, Купера и Шриффера. В ней, в частности, дается вывод формул, которые мы цитируем по краткой заметке названных авторов. Считаем нужным отметить, что в самой формулировке метода Бардина, Купера и Шриффера имеется ряд неясных мест. Подробное сравнение методов будет дано в статье, которая сейчас готовится к печати.

² Здесь принята система единиц, в которой $\hbar = 1$.

Такие знаменатели вообще не являются «опасными» и при интеграции по импульсам $k_1, \dots, k_{2s}, q_1, \dots, q_r$ к расходимостям не приводят, кроме того случая, когда мы имеем дело с виртуальным процессом порождения одной пары, без фононов. Тогда, в силу закона сохранения, частицы этой пары будут иметь противоположно направленные импульсы $\pm k$, и энергетический знаменатель $1/2\varepsilon(k)$ становится уже опасным для интеграции. Заметим далее, что их спины также будут противоположны.

Таким образом, при выборе канонического преобразования следует иметь в виду необходимость обеспечения взаимной компенсации диаграмм, приводящих к виртуальному порождению из вакуума пары частиц с противоположными импульсами и спинами.

Подчеркнем сейчас аналогию с ситуацией, имевшейся в нашей теории сверхтекучести, при рассмотрении неидеального бозе-газа, когда такую же роль играло виртуальное рождение из конденсата пары частиц с импульсами $\pm k$. Тогда мы использовали линейное преобразование бозе-амплитуд, «перепутывающее» b_q с b_{-q}^+ .

Обобщая это преобразование, введем в рассматриваемом сейчас случае новые ферми-амплитуды

$$\begin{aligned}\alpha_{k0} &= u_k a_{k, 1/2} - v_k a_{-k, -1/2}^+ \\ \alpha_{k1} &= u_k a_{-k, -1/2} + v_k a_{k, 1/2}^+\end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned}a_{k, 1/2} &= u_k \alpha_{k0} + v_k \alpha_{k1}^+ \\ a_{-k, -1/2} &= u_k \alpha_{k1} - v_k \alpha_{k0}^+\end{aligned}$$

где u_k, v_k — вещественные числа, связанные соотношением:

$$u_k^2 + v_k^2 = 1.$$

Нетрудно проверить, что такое преобразование сохраняет все коммутационные свойства ферми-операторов и потому является каноническим.

Заметим еще, что оно представляет обобщение обычного преобразования, при помощи которого вводятся операторы рождения и уничтожения дырок внутри поверхности Ферми и электронов вне этой поверхности. Действительно, если положить

$$\begin{aligned}u_k &= 1, v_k = 0 \text{ для } E(k) > E_F \\ u_k &= 0, v_k = 1 \text{ для } E(k) < E_F,\end{aligned}$$

то мы получим

$$\begin{aligned}\alpha_{k0} &= a_{k, 1/2}, \alpha_{k1} = a_{-k, -1/2} \text{ для } E(k) > E_F, \\ \alpha_{k0} &= -a_{-k, -1/2}^+, \alpha_{k1} = a_{k, 1/2}^+ \text{ для } E(k) < E_F,\end{aligned}$$

так что, например, α_{k0} вне сферы Ферми будет оператором уничтожения электрона с импульсом k и спином $1/2$, а внутри — оператором уничтожения дырки с импульсом $-k$ и спином $-1/2$.

В общем же случае, когда $(u_k, v_k) \neq (0, 1)$, мы имеем дело с суперпозицией дырки и электрона.

Возвращаясь к рассмотрению гамильтониана Фрелиха, заметим, что технически нам будет удобнее не связывать себя соотношением

$$\sum_{k, s} a_{ks}^+ a_{ks} = N_0,$$

где N_0 — полное число электронов, и потому мы воспользуемся обычным в такой ситуации приемом, а именно, введем параметр λ , играющий роль химического потенциала. Тогда вместо H_{Fr} будем иметь дело с гамильтонианом

$$H = H_{Fr} - \lambda N. \quad (2)$$

Параметр λ определим, в свое время, из того условия, чтобы в рассматриваемом состоянии

$$\bar{N} = N_0. \quad (3)$$

Преобразовав H к новым ферми-амплитудам, получим

$$H = U + H_0 + H_{\text{int}}, \quad H_{\text{int}} = H_1 + H_2 + H_3,$$

где U — постоянная

$$U = 2 \sum E(k) v_k^2 - 2\lambda \sum v_k^2,$$

и где

$$\begin{aligned} H_1 &= \sum_{\substack{k, k' \\ k' - k = q}} g \sqrt{\frac{\omega(q)}{2V}} \{u_k v_{k'} \alpha_{k_0}^+ \alpha_{k_1}^+ + u_{-k} v_{-k'} \alpha_{-k_0}^+ \alpha_{-k_1}^+ + \\ &+ u_{k'} v_k \alpha_{k_1} \alpha_{k_0} + u_{-k'} v_{-k} \alpha_{-k_1} \alpha_{-k_0}\} b_q^+ + \text{сопр}, \\ H_2 &= \sum_{\substack{k, k' \\ k' - k = q}} g \sqrt{\frac{\omega(q)}{2V}} \{u_k u_{k'} \alpha_{k_0}^+ \alpha_{k_0} + u_{-k} u_{-k'} \alpha_{-k_1}^+ \alpha_{-k_1} - \\ &- v_k v_{k'} \alpha_{k_1}^+ \alpha_{k_1} - v_{-k} v_{-k'} \alpha_{-k_0}^+ \alpha_{-k_0}\} b_q^+ + \text{сопр}, \\ H_3 &= \sum 2(E(k) - \lambda) u_k v_k (\alpha_{k_0}^+ \alpha_{k_1}^+ + \alpha_{k_1} \alpha_{k_0}), \\ H_0 &= \sum (E(k) - \lambda) (u_k^2 - v_k^2) (\alpha_{k_0}^+ \alpha_{k_0} + \alpha_{k_1}^+ \alpha_{k_1}) + \sum \omega(q) b_q^+ b_q. \end{aligned}$$

Введем числа заполнения

$$v_{k_0} = \alpha_{k_0}^+ \alpha_{k_0}, \quad v_{k_1} = \alpha_{k_1}^+ \alpha_{k_1}$$

новых квазичастиц, порождаемых операторами α^+ . Тогда «вакуумом без взаимодействия», т. е. состоянием C_V , в котором

$$H_0 C_V = 0,$$

будет, очевидно, состояние

$$C_V = \prod_k \delta(v_{k_0}) \delta(v_{k_1})$$

с нулевыми значениями чисел v .

Заметим еще, что λ должна быть близкой к E_F , поскольку $\lambda = E_F$ при отсутствии взаимодействия, и что, следовательно, выражение

$$\varepsilon(k) = (E(k) - \lambda) (u_k^2 - v_k^2)$$

должно обращаться в нуль на поверхности, близкой к поверхности Ферми.

Мы видим теперь, что «опасным» в смысле ранее данного критерия будет виртуальный процесс рождения из вакуума одной пары квазичастиц v_{k_0} ,

v_{k_1} без фононов, так как соответствующий энергетический знаменатель будет

$$1 / 2\varepsilon(k).$$

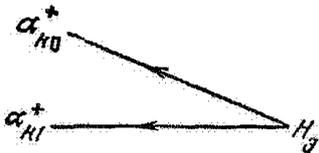


Рис. 1

К такому процессу прямо приводит гамильтониан H_3 , который прилагаясь к вакууму, дает диаграмму³ (рис. 1). Этот же процесс получается,

кроме того, еще в результате совместного действия H_1, H_2 . Так, например, во втором порядке по константе связи g имеем диаграммы, изображенные на рис. 2,а.

В высших порядках получаются диаграммы типа рис. 2,б, где кружок обозначает связную часть, которая не может быть разбита на две связные части, соединенные только двумя линиями одной рассматриваемой пары.

Используя ранее выдвинутый принцип компенсации опасных диаграмм, мы должны приравнять нулю сумму вкладов от диаграмм рис. 1 и 2. Таким образом получается уравнение для определения u_k, v_k .

³ Изложение техники диаграмм для задачи многих тел можно найти в подробной статье Гутенгольца [6].

Теперь мы не должны уже более принимать во внимание диаграммы рис. 1, 2 (и им сопряженных) и потому в разложениях теории возмущений не будет появляться выражение с опасным энергетическим знаменателем

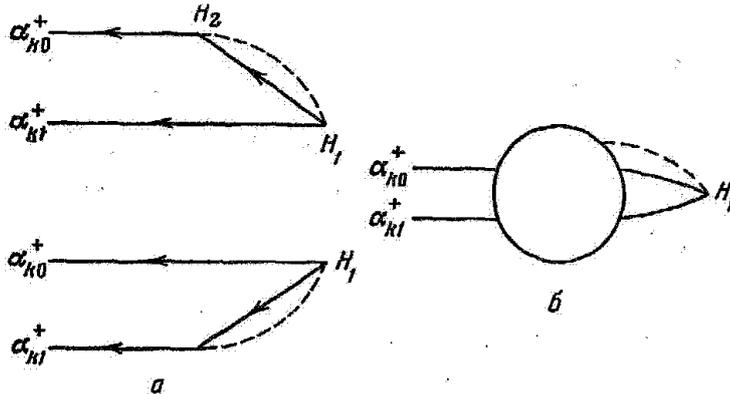


Рис. 2

Построим сейчас уравнение для u_h, v_h во втором порядке. В этом приближении мы должны компенсировать диаграмму рис. 1 диаграммами рис. 2, а. Получим

$$2(E(k) - \lambda) u_h v_h + \Omega_h = 0,$$

где Ω_h — коэффициент при $\alpha_{h0}^+ \alpha_{h1}^+ C_V$ в выражении

$$-H_2 H_0^{-1} H_1 C_V.$$

Раскрывая его, найдем окончательно:

$$\{\tilde{E}(k) - \lambda\} u_h v_h = (u_h^2 - v_h^2) \frac{1}{2V} \sum_{h'} g^2 \frac{\omega(k-k')}{\omega(k-k') + \varepsilon(k) + \varepsilon(k')} u_{h'} v_{h'}, \quad (4)$$

где

$$\tilde{E}(k) = E(k) - \frac{1}{2V} \sum_{h'} g^2 \frac{\omega(k-k')}{\omega(k-k') + \varepsilon(k) + \varepsilon(k')} (u_{h'}^2 - v_{h'}^2). \quad (5)$$

Оставаясь в пределах принятого приближения, заменим в знаменателе правой части

$$\varepsilon(k) = \{E(k) - \lambda\} (u_h^2 - v_h^2)$$

на

$$\tilde{\varepsilon}(k) = \{\tilde{E}(k) - \lambda\} (u_h^2 - v_h^2).$$

Тогда, полагая

$$\tilde{E}(k) - \lambda = \tilde{\xi}(k),$$

напишем полученное уравнение в виде:

$$\tilde{\xi}(k) u_h v_h = (u_h^2 - v_h^2) \frac{1}{2(2\pi)^3} \int g^2 \frac{\omega(k-k')}{\omega(k-k') + \tilde{\varepsilon}(k) + \tilde{\varepsilon}(k')} u_{h'} v_{h'} dk'. \quad (6)$$

Уравнение это, очевидно, обладает тривиальным решением

$$uv = 0, \quad (u, v) = (0, 1),$$

соответствующим «нормальному состоянию». Оно обладает, однако, еще решением другого типа, переходящим в тривиальное при отдалении от поверхности Ферми.

Обозначая

$$C(k) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int g^2 \frac{\omega(k-k')}{\omega(k-k') + \tilde{\varepsilon}(k) + \tilde{\varepsilon}(k')} u_{h'} v_{h'} dk',$$

найдем из (6)

$$u_h^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\xi(k)}{\sqrt{C^2(k) + \xi^2(k)}} \right\}; \quad v_h^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{\xi(k)}{\sqrt{C^2(k) + \xi^2(k)}} \right\}, \quad (7)$$

откуда

$$u_h v_h = \frac{C(k)}{2\sqrt{C^2(k) + \xi^2(k)}}; \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\xi(k)}{\sqrt{C^2(k) + \xi^2(k)}}.$$

Таким образом, наше уравнение приводится к следующей форме:

$$C(k) = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int g^2 \frac{\omega(k-k')}{\omega(k-k') + \tilde{\varepsilon}(k) + \tilde{\varepsilon}(k')} \frac{C(k')}{\sqrt{C^2(k') + \xi^2(k')}} dk'. \quad (8)$$

Заметим, что это уравнение имеет своеобразную особенность: при $g^2 \rightarrow 0$ решение C стремится к нулю, как

$$\exp\{-A/g^2\}, \quad A = \text{const} > 0,$$

ввиду того, что интеграл в правой части (8) становится логарифмически расходящимся вблизи поверхности $\xi(k) = 0$, если положить $C = 0$.

В такой ситуации нетрудно получить асимптотическую форму решения при малых g :

$$C(k) = \tilde{\omega} e^{-1/\rho} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\omega\{k_0 \sqrt{2(1-t)}\}}{\omega\{k_0 \sqrt{2(1-t)}\} + |\xi(k)|} dt, \quad (9)$$

где

$$\rho = g^2 \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{k^2}{d\tilde{E}(k)/dk} \right)_{k=k_0}; \quad \tilde{E}(k_0) = \lambda, \quad (10)$$

$$\ln \tilde{\omega} = \int_0^\infty \ln \frac{1}{2\xi} \frac{d}{d\xi} \left\{ \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\omega\{k_0 \sqrt{2(1-t)}\}}{\omega\{k_0 \sqrt{2(1-t)}\} + \xi} dt \right\}^2 d\xi.$$

Учитывая дополнительное условие (3) и найденные выражения (7), (9) для u , v , можно заметить, что

$$k_0 = k_F.$$

Ясно далее, что поправки к выражению (5), происходящие от замены входящих в него u_h , v_h на их «нормальные» значения

$$u_h = \theta_G(k) = \begin{cases} 1, & |k| > k_F \\ 0, & |k| < k_F \end{cases} \quad (11)$$

$$v_h = \theta_F(k) = \begin{cases} 0, & |k| > k_F \\ 1, & |k| < k_F \end{cases}$$

будут экспоненциально малы.

Поэтому в формулах (10) мы можем без потери точности заменить $\tilde{E}(k)$ на соответствующую формулу для нормального состояния и интерпретировать фактор

$$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{k^2}{d\tilde{E}/dk} \right)_{k=k_F} = \frac{1}{V} \left\{ \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{4\pi k^2 dk}{dE} \right\}_0$$

как относительную плотность dn/dE числа электронных уровней в бесконечно узком энергетическом слое, вблизи поверхности Ферми. Тогда,

$$\rho = g^2 dn/dE. \quad (12)$$

Перейдем теперь к вычислению энергии основного состояния во втором приближении.

Из всего H_{int} мы должны сейчас учитывать только H_1 . Получим, следовательно, для собственного значения H в основном состоянии

$$U = \langle C_V^* H_1 H_0^{-1} H_1 C_V \rangle = 2 \sum_k \{E(k) - \lambda\} v_k^2 - \frac{1}{V} \sum_{k \neq k'} g^2 \frac{\omega(k' - k) \{u_k^2 v_{k'}^2 + u_k v_k u_{k'} v_{k'}\}}{\omega(k' - k) + \varepsilon(k) + \varepsilon(k')}. \quad (13)$$

Подставив сюда найденные выражения для u_k, v_k , вычисляем разность ΔE между энергией основного состояния и энергией нормального состояния. Имеем

$$\frac{\Delta E}{V} = - \frac{dn}{dE} \frac{\tilde{\omega}^2}{2} \exp\left(-\frac{2}{\rho}\right). \quad (14)$$

Интересно отметить, что этот результат совпадает с результатом Бардина с сотрудниками [3]. Для этого стоит лишь выбрать параметры Бардина ω, V следующим образом:

$$2\omega = \tilde{\omega}; \quad V = g^2. \quad (15)$$

Построим теперь, в принятом приближении, формулу для энергии элементарного возбуждения. Возьмем для этого возбужденное состояние

$$C_1 = \alpha_{h_0}^+ C_V$$

и применим к нему обычным образом теорию возмущений. Получим для энергии элементарного возбуждения с импульсом k следующее выражение:

$$E_e(k) = \varepsilon(k) - \langle C_1^* H_{\text{int}} (H_0 - \varepsilon(k))^{-1} H_{\text{int}} C_1 \rangle_{\text{связн}},$$

раскрывая которое найдем

$$E_e(k) = \tilde{\varepsilon}(k) \left\{ 1 - \frac{g^2}{V} \sum_{k'} \omega(k' - k) \frac{u_k^2 u_{k'}^2 + v_k^2 v_{k'}^2}{[\omega(k - k') + \varepsilon(k')]^2 - \varepsilon^2(k)} \right\} + \frac{g^2}{V} 2u_k v_k \sum_{k'} \frac{\omega(k - k') (\omega(k - k') + \varepsilon(k'))}{[\omega(k - k') + \varepsilon(k')]^2 - \varepsilon^2(k)} u_{k'} v_{k'}. \quad (16)$$

Первый член здесь, пропорциональный $\tilde{\varepsilon}(k)$, никакими особыми свойствами не обладает и обращается в нуль на поверхности Ферми. Второй же член на поверхности Ферми равен

$$\frac{g^2}{V} 2u_k v_k \sum_{k'} \frac{\omega(k - k')}{\omega(k - k') + \varepsilon(k')} u_{k'} v_{k'} = 2u_k v_k C_1(k) = C(k_F) = \tilde{\omega} e^{-1/\rho}.$$

Таким образом, энергии возбужденных состояний отделены от энергии основного состояния щелью⁴

$$\Delta = \tilde{\omega} e^{-1/\rho}. \quad (17)$$

Заметим, что в работе Бардина и др. [3] имеется выражение типа $2\tilde{\omega} e^{-1/\rho}$ интерпретируемое там как энергия, необходимая для разрушения «пары».

Рассмотрим теперь «основное токовое состояние», т. е. состояние с наименьшей энергией среди всех возможных состояний с данным импульсом p .

Нам потребуется, следовательно, находить собственное значение H при дополнительном условии:

$$\sum_{k, s} k a_{ks}^+ a_{ks} = p.$$

⁴ Здесь имеется в виду фермионная часть спектра; существует, помимо этого, бозонная часть, которая, разумеется, не отделена щелью от основного состояния. Соответствующих формул мы здесь не приводим, так как они не имеют отношения к теории сверхпроводящего состояния при нулевой температуре.

Вместо этого, используя обычный прием, введем кроме скалярного параметра λ еще векторный параметр \mathbf{u} , играющий роль средней скорости, и возьмем полный гамильтониан в виде:

$$\begin{aligned} H &= H_{\text{Fr}} - \lambda \sum_{k,s} a_{ks}^+ a_{ks} - \sum_{k,s} (\mathbf{u} \mathbf{k}) a_{ks}^+ a_{ks} = \\ &= \sum_{k,s} \{E(k) - (\mathbf{u} \mathbf{k}) - \lambda\} a_{ks}^+ a_{ks} + \sum_q \omega(q) b_q^+ b_q + H_{\text{int}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Значение \mathbf{u} определяется из условия

$$\sum_{k,s} \overline{ka_{ks}^+ a_{ks}} = \rho.$$

Так как в наших рассуждениях мы все время имеем дело лишь с малой окрестностью поверхности Ферми, можем, для простоты, положить здесь

$$E(k) = \frac{k^2}{2m} + D; \quad D = E_{\text{F}} - \frac{k_{\text{F}}^2}{2m},$$

а затем, в окончательных формулах принять

$$m = \left(\frac{k}{dE/dk} \right)_{k=k_{\text{F}}}.$$

Тогда

$$E(k) - (\mathbf{u} \mathbf{k}) = E(k - m\mathbf{u}) - \frac{1}{2} m \mathbf{u}^2,$$

и потому, если в пространстве импульсов k совершить трансляцию

$$\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + m\mathbf{u}, \quad a_{ks} \rightarrow a_{k+m\mathbf{u},s} \quad (19)$$

и заменить

$$\lambda \rightarrow \lambda + m \mathbf{u}^2 / 2,$$

то гамильтониан (18) примет форму (2) и вектор \mathbf{u} из него выпадет. Мы приходим опять к случаю основного состояния с нулевым импульсом. Тем самым для изучения токового состояния нового исследования нам проводить не надо, а достаточно будет лишь в ранее полученных формулах сделать преобразование, обратное (19).

Таким образом, убеждаемся, например, что энергия основного токового состояния, со средней скоростью \mathbf{u} , отличается от энергии основного состояния без тока на величину $N m \mathbf{u}^2 / 2$.

Возбуждения отделены от энергии основного токового состояния щелью

$$\Delta_u = \Delta - k_{\text{F}} \mathbf{u} > \Delta - k_{\text{F}} |\mathbf{u}|.$$

Следовательно, если

$$k_{\text{F}} |\mathbf{u}| < \Delta,$$

токовое состояние, хотя и обладает энергией, большей нетокового (пока не учитывается действие магнитного поля), оказывается, однако, устойчивым по отношению к возбуждениям.

Итак, мы убеждаемся, что в рассматриваемой модели имеется свойство сверхпроводимости.

Сделаем еще ряд замечаний.

В нашем методе исследования мы должны были считать параметр ρ малым, чтобы иметь возможность ограничиваться асимптотическими приближениями. Как, однако, было показано Толмачевым и Тябликовым [9] при помощи метода, не использующего допущение о малости ρ , при $\rho > 1/2$ скорость звука становится мнимой, т. е. решетка делается неустойчивой.

В случаях, когда решетка является настолько жесткой, что электронно-фононное взаимодействие не оказывает существенного влияния на энергию фонона, параметр ρ должен быть малым. Уже при $\rho = 1/4$ величина $\exp(-1/\rho)$ равна $1/55$. Это, по нашему мнению, объясняет малость величины энергетической щели, а потому и критической температуры.

Заметим далее, что если гамильтониан Фрелиха дополнить явным образом членом кулоновского взаимодействия, то необходимо будет провести суммирование диаграмм электрон-дырка типа Гельмана—Бракнера, для того чтобы обеспечить появление экранировки.

В порядке предварительной оценки можно было бы ввести в гамильтониан кулоновское взаимодействие сразу в экранированной форме и трактовать его также при помощи теории возмущений. Тогда получились бы по существу те же формулы, что и раньше, но только надо было бы в них заменить g^2 на

$$g^2 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 v_e(k_F \sqrt{2(1-t)}) dt,$$

где $v_e(k)$ — фурье-образ экранированной функции.

Таким образом, можно сразу же убедиться в том, что кулоновское взаимодействие противодействует появлению сверхпроводимости.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Д. Н. Зубарева, В. В. Толмачева, С. В. Тябликова, Ю. А. Церковникова за ценное обсуждение.

Математический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 октября 1957 г.

Литература

- [1] H. Fröhlich, Phys. Rev., 79, 845, 1950; Proc. Roy. Soc. London, A215, 1291, 1952.
- [2] J. Bardeen, Rev. Mod. Phys., 23, 261, 1951; Handb. d. Physik, Springer—Verlag, Berlin, 15, 274, 1956. J. Bardeen, D. Pines, Phys. Rev., 99, 1140, 1955.
- [3] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 106, 162, 1957.
- [4] D. Pines, Phys. Rev. (в печати).
- [5] N. M. Gugenholz, Physica, 23, 481, 1957.
- [6] В. В. Толмачев, С. В. Тябликов, ЖЭТФ этот выпуск, стр. 66.

CONCERNING A NEW METHOD IN THE THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY

N. N. Bogolyubov

The canonical transformation method previously developed by the author for superfluidity theory is generalized in the present paper. By application of this method and of the principle of compensation of „dangerous“ diagrams it is shown that a superconducting state is inherent in the model. Computation of the main parameters of this state leads to formulae which confirm those of the Bardeen — Cooper — Schrieffer theory.