УДК 538.9

О КОЛЛЕКТИВНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ И НАЛИЧИИ ЩЕЛИ В СПЕКТРЕ ВЫРОЖДЕННОГО БОЗЕ-ГАЗА

В. Б. Бобров[1], С. А. Тригер[1,2]

Модель вырожденного слабонеидеального бозе-газа рассмотрена без использования предположения о C-числовом характере операторов рождения и уничтожения частиц в состоянии с нулевым импульсом. Показано, что полюс функции Грина "плотность–плотность" определяет Боголюбовский спектр коллективных возбуждений фонон-ротонного типа. При этом спектр одночастичных возбуждений характеризуется наличием щели, величина которой определяется плотностью частиц в "конденсате".

Ключевые слова: неидеальный бозе-газ, сверхтекучесть, спектр возбуждений, щель в спектре.

1. Развитие теории вырожденного бозе-газа обусловлено необходимостью объяснения явления сверхтекучести в жидком гелии. При этом существенным является близость значений температуры перехода в сверхтекучее состояние T_λ к температуре бозе-конденсации T_0 идеального бозе-газа, а также ряд других аналогий в свойствах сверхтекучего гелия и идеального бозе-газа. С физической точки зрения наиболее важным является накопление макроскопического числа частиц в состоянии с нулевым импульсом ("конденсат") в модели идеального бозе-газа при $T < T_0$ [1]. Это обстоятельство является основой для предположения о том, что явление сверхтекучести может быть адекватно описано в рамках теории слабонеидеального бозе-газа. При этом модель идеального бозе-газа не удовлетворяет условию сверхтекучести Ландау [2, 3], а также не дает объяснения ряду особенностей термодинамических свойств сверхтекучего гелия [4]. Однако возможности обычной теории возмущений по межчастичному взаимодействию в бозе-газе при температурах $T < T_0$ сразу же наталкиваются на проблему последовательного

[1] Объединенный институт высоких температур РАН.
[2] Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.

учета “конденсата” (см., напр., [5]). Отметим, что наличие “конденсата” в вырожденном бозе-газе приводит к тому, что непосредственное перенесение методов квантовой теории поля на задачу неидеального бозе-газа представляется невозможным. Начиная с работ Боголюбова [6, 7], микроскопическая теория вырожденного бозе-газа основывается на специальном допущении о C-числовом представлении операторов рождения a_0^+ и уничтожения a_0 частиц при нулевом импульсе. Полученные в работах Боголюбова результаты, включая выражение для спектра возбуждений, позволили дать качественное объяснение экспериментальным данным и удовлетворяли условию сверхтекучести Ландау. Следует подчеркнуть, что впервые математические методы квантовой теории поля для рассмотрения неидеального вырожденного бозе-газа были применены Беляевым [8] без использования специального допущения о C-числовом представлении операторов a_0^+ и a_0. В [8] была построена специальная диаграммная техника теории возмущений для нулевой температуры и обобщена теория одночастичных функций Грина. Однако ввиду сложности и громоздкости использованного в [8] математического формализма дальнейшего развития этот подход не получил. Гугенгольц и Пайнс в своей работе [9] с самого начала, по Боголюбову, переформулировали задачу, заменив операторы a_0^+ и a_0 на C-числа, и получили возможность почти автоматически переносить методы квантовой теории поля на изучение бозе-газа с “конденсатом”. В [9], в частности, было показано, что при C-числовом представлении операторов a_0^+ и a_0 в спектре возбуждений, связанном с одночастичной функцией Грина, не может существовать щели. Именно этот подход и используется до настоящего времени в теории вырожденного бозе-газа [5]. Однако строго доказать C-числовое представление операторов a_0^+ и a_0 не представляется возможным, что порождает вопросы о соответствии между исходным гамильтонианом системы и гамильтонианом, в котором операторы a_0^+ и a_0 заменены C-числами. Доказать такое соответствие также не удается [10, 11]. Более того, в работах [12–14] были предприняты попытки альтернативного Боголюбову канонического преобразования полевых операторов без использования C-числового представления операторов a_0^+ и a_0. При этом в работах [13–15] обсуждалась возможность одновременного существования в слабонеидеальном бозе-газе возбуждений Боголюбовского типа и одночастичных возбуждений с щелью. Кроме того, в [14, 17] показано, что подавляющая часть известных результатов для термодинамических свойств вырожденного бозе-газа может быть получена без использования C-числового представления операторов a_0^+ и a_0. В свою очередь, в [18] доказано, что отсутствуют формальные ограничения для использования стандартной температурной техники при рассмотрении температур $T < T_0$. Вместе с тем, сама идея о возможности использования C-числового представления для операторов представляется весьма привлекательной, но не для преобразования гамильтониана системы, а при вычислении средних величин (функций Грина). Обратим внимание, что в специальной диаграммной технике, основанной на C-числовом представлении операторов a_0^+ и a_0, конечные результаты определяются, помимо прочих термодинамических параметров, как функции числа частиц в "конденсате" [5]. В этой связи в настоящей работе на примере вырожденного бозе-газа будут детально рассмотрены последствия применения C-числового представления для оператора числа частиц в "конденсате" при вычислении функции Грина "плотность–плотность", полюса которой определяют спектр коллективных возбуждений, и одночастичной функции Грина, полюса которой определяют спектр одночастичных возбуждений. При этом сами операторы a_0^+ и a_0 не заменяются на C-числа. Это позволяет проводить рассмотрение на основе исходного ("точного") гамильтониана системы.

2. Рассмотрим неидеальный бозе-газ частиц с нулевым спином и массой m в объеме V с гамильтонианом

$$H = \sum_p \epsilon_p a_p^+ a_p + \frac{1}{2V}\sum_q \sum_{p_1 p_2} u(q) a^+_{p_1-q/2} a^+_{p_2+q/2} a_{p_2-q/2} a_{p_1+q/2}. \tag{1}$$

Здесь $a_p^+(a_p)$ – операторы рождения (уничтожения) частицы с импульсом $\hbar\mathbf{p}$,

$$[a_{p_2}, a^+_{p_1}] \equiv a_{p_2} a^+_{p_1} - a^+_{p_1} a_{p_2} = \delta_{p_1 p_2}, \tag{2}$$

$\epsilon_p = \hbar^2 p^2/2m$ – энергетический спектр свободной частицы, $u(q)$ – фурье-компонента потенциала межчастичного взаимодействия.

Экспериментальное определение спектра коллективных возбуждений в веществе осуществляется на основе данных о хорошо выраженных пиках в динамическом структурном факторе $S(q,\omega)$ при $\mathbf{q} \neq 0$,

$$S(q,\omega) = \frac{1}{V}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\omega t)\langle \rho_q(t)\rho_{-q}(0)\rangle dt, \tag{3}$$

$$\rho_q(t) = \sum_p a^+_{p-q/2}(t) a_{p+q/2}(t), \tag{4}$$

где $\rho_q(t)$ – фурье-компонента оператора плотности числа частиц в Гейзенберговском представлении, $\langle ... \rangle$ – усреднение по большому каноническому ансамблю с гамильтонианом H и химическим потенциалом μ. Динамический структурный фактор $S(q,\omega)$ (3)

непосредственно связан [19] с запаздывающей функцией Грина "плотность–плотность" $\chi^R(q,z)$, аналитичной в верхней полуплоскости комплексных $z(Imz > 0)$,

$$S(q,\omega) = -2\hbar\left\{1-\exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right)\right\}^{-1} Im\chi^R(q,\omega+i0), \qquad (5)$$

$$\chi^R(q,z) = -\frac{i}{\hbar V}\int\limits_0^{+\infty}\exp(izt)\langle[\rho_q(t),\ \rho_{-q}(0)]\rangle dt \equiv V^{-1} \ll \rho_q|\rho_{-q}\gg_z . \qquad (6)$$

Определения (3), (6) следует понимать в термодинамическом пределе: $V\to\infty, \langle N\rangle \to \infty$, $n = \langle N\rangle/V = \mathrm{const}$. Здесь $N = \sum_p a_p^+ a_p$ – оператор полного числа частиц в системе. С учетом (4) функцию $\chi^R(q,z)$ можно представить в виде

$$\chi^R(q,z) = \frac{1}{V}\sum_p F(\mathbf{p},\mathbf{q},z),\ F(\mathbf{p},\mathbf{q},z) = \ll a_{p-q/2}^+ a_{p+q/2}|\rho_{-q}\gg_z . \qquad (7)$$

Точное уравнение движения для функции $F(\mathbf{p},\mathbf{q},z)$ с гамильтонианом H, определяемым равенством (1, имеет вид

$$(\hbar z + \epsilon_{p-q/2} - \epsilon_{p+q/2})F(\mathbf{p},\mathbf{q},z) = (f_{p-q/2} - f_{p+q/2}) - \qquad (8)$$
$$-\frac{1}{V}\sum_{k\neq 0}u(k)\sum_{p_1} \ll (a_{p+k-q/2}^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2}a_{p+q/2} - a_{p-q/2}^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2}a_{p-k+q/2})|\rho_{-q}\gg_z,$$

где f_p – одночастичная функция распределения по импульсам $\hbar\mathbf{p}$,

$$f_p = \langle a_p^+ a_p\rangle. \qquad (9)$$

При температурах $T < T_0$ одночастичную функцию распределения f_p можно представить в виде [20]

$$f_p = \langle N_0\rangle\delta_{p,0} + f_p^T(1-\delta_{p,0}), \qquad (10)$$

где $N_0 = a_0^+ a_0$ – оператор числа частиц с нулевым импульсом ("конденсат"), $f_p^T = \langle a_p^+ a_p)$ – одночастичная функция распределения для частиц с ненулевым импульсом ("надконденсатные" состояния). Таким образом,

$$n = n_0 + \frac{1}{V}\sum_{p\neq 0} f_p^T = n_0 + \int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}f_p^T, \qquad (11)$$

где $n_0 = \langle N_0\rangle/V$ – среднее число частиц в "конденсате". С учетом (10) из (8) следует, что функция $F(\mathbf{p},\mathbf{q},z)$ имеет сингулярности при $\mathbf{p} = \pm\mathbf{q}/2$. Соответственно, для функции Грина "плотность–плотность" $\chi^R(q,z)$ можно записать

$$\chi^R(q,z) = \frac{1}{V}F(\mathbf{q}/2,\mathbf{q},z) + \frac{1}{V}F(-\mathbf{q}/2,\mathbf{q},z) + \frac{1}{V}\sum_{p\neq\pm q/2} FT(\mathbf{p},\mathbf{q},z). \qquad (12)$$

Индекс T означает, что у соответствующей функции отсутствуют особенности, связанные с наличием "конденсата" в системе, и ее величина определяется "надконденсатными" состояниями. В этом смысле в последнем слагаемом в правой части соотношения (12) можно перейти от суммирования к интегрированию. Выделенные функции $F(\pm\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z)$ удовлетворяют, согласно (8), (10), точным уравнениям движения

$$(\hbar z - \epsilon_q)F(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) = (\langle N_0\rangle - f_q^T) - \tag{13}$$

$$-\frac{1}{V}\sum_{k\neq 0} u(k)\sum_{p_1} \ll (a_k^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2} a_q - a_0^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2} a_{q-k})|\rho_{-q} \gg_z .$$

$$(\hbar z + \epsilon_q)F(-\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) = -(\langle N_0\rangle - f_{-q}^T) - \tag{14}$$

$$-\frac{1}{V}\sum_{k\neq 0} u(k)\sum_{p_1} \ll (a_{k-q}^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2} a_0 - a_{-q}^+ a_{p_1-k/2}^+ a_{p_1+k/2} a_{-k})|\rho_{-q} \gg_z .$$

Рассмотрим далее случай сильного вырождения $T \to 0$. Чтобы определить главные члены $F^{(0)}$ в функциях F, действуем далее по Боголюбову. Выделим в правых частях (13) и (14) члены, определяемые максимально возможным количеством операторов a_0^+ и a_0. Будем считать, что в пределе сильного вырождения и слабого взаимодействия остальными слагаемыми при вычислении функций F можно пренебречь. Тогда из (13), (14) с учетом того, что $f_q^T = f_{-q}^T(\mathbf{q} \neq 0)$, следует

$$(\hbar z \mp \epsilon_q)F^{(0)}\left(\pm\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z\right) =$$

$$= \pm\left([\langle N_0\rangle - f_q^T] + \frac{1}{V}u(q) \ll (a_0^+ a_0^+ a_q a_0 + a_0^+ a_{-q}^+ a_0 a_0)|\rho_{-q} \gg_z\right). \tag{15}$$

Отметим, что соотношение (15) само по себе является точным, т.к. определяет функции $F^{(0)}$. Для вычисления функций Грина в правой части (15) необходимо сделать какие-то допущения.

3. Как уже было отмечено, идея о C-числовом представлении определенных операторов при вычислении средних величин остается очень привлекательной и использована нами ниже в альтернативном по отношению к Боголюбовскому варианте. Принципиально новое утверждение настоящей работы состоит в том, что при вычислении функций Грина бозе-газа при температурах $T < T_0$ C-числом являются не операторы a_0^+ и a_0, а оператор числа частиц "конденсата" N_0,

$$N_0 = \langle N_0\rangle. \tag{16}$$

В этом случае из (15) непосредственно следует

$$(\hbar z - \epsilon_q)F^{(0)}(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) =$$

$$= \left([\langle N_0 \rangle - f_q^T] + \frac{\langle N_0 \rangle}{V} u(q) \{ F^{(0)}(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) + F^{(0)}(-\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) \} \right). \quad (17)$$

$$(\hbar z + \epsilon_q)F^{(0)}(-\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) =$$

$$= - \left([\langle N_0 \rangle - f_q^T] + \frac{\langle N_0 \rangle}{V} u(q) \{ F^{(0)}(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) + F^{(0)}(-\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) \} \right).$$

Из (17) находим явные выражения для функций $F^{(0)}(\pm\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z)$

$$F^{(0)}(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) = \frac{[\langle N_0 \rangle - f_q^T](\hbar z + \epsilon_q)}{(\hbar z)^2 - (\hbar\omega(q))^2}, \quad (18)$$

$$F^{(0)}(\mathbf{q}/2, \mathbf{q}, z) = \frac{[\langle N_0 \rangle - f_q^T](\hbar z - \epsilon_q)}{(\hbar z)^2 - (\hbar\omega(q))^2},$$

$$\hbar\omega(q) = (\epsilon_q^2 + 2\epsilon_q n_0 u(q))^{1/2}. \quad (19)$$

Соотношение (19) для спектра возбуждений $\hbar\omega(q)$ полностью отвечает известному Боголюбовскому выражению. Подставляя (18) в (7) в предположении, что вкладом функций $F^T(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z)$ в рассматриваемом приближении слабого взаимодействия и сильного вырождения можно пренебречь, получаем для главного члена $\chi^{(0)}$ функции Грина "плотность–плотность" χ^R

$$\chi^{(0)}(q, z) = \frac{2\epsilon_q n_0}{(\hbar z)^2 - (\hbar\omega(q))^2} \left\{ 1 - \frac{f_q^T}{\langle N_0 \rangle} \right\}. \quad (20)$$

Особенности функции $\chi^R(q, z)$ определяют спектр коллективных возбуждений системы. Таким образом, в предположении о C-числовом поведении оператора N_0 получаем Боголюбовский результат для спектра коллективных возбуждений в вырожденном слабонеидеальном бозе-газе. Однако пока неясно, что делать с членом $f_q^T/\langle N_0 \rangle$ в фигурных скобках в соотношении (20). Проблема заключается в том, что при рассмотрении идеального бозе-газа функция f_q^T имеет вид

$$f_q^{id} = \{\exp(\epsilon_q/T) - 1\}^{-1}. \quad (21)$$

В пределе малых волновых векторов q функция f_q^{id} имеет расходимость при ненулевых температурах (далее по тексту, проблема $1/q^2$-расходимости). Более того,

$$\lim_{T\to 0} \lim_{q\to 0} f_q^{id} \neq \lim_{q\to 0} \lim_{T\to 0} f_q^{id}. \quad (22)$$

Аналогичный вопрос возникает и при использовании соотношения (10).

4. Для вычисления функции распределения f_q^T “надконденсатных” состояний в слабонеидеальном бозе-газе рассмотрим одночастичную функцию Грина $g^R(q,z)$,

$$g^R(q,z) = \ll a_{\mathbf{q}} | a_{\mathbf{q}}^+ \gg_z, \ \mathbf{q} \neq 0, \tag{23}$$

которая непосредственно связана с функцией распределения f_q^T соотношением [21]

$$f_q^T = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{2\pi} g^<(q,\omega), \ g^<(q,\omega) = -2\hbar\{\exp(\hbar\omega/T) - 1\}^{-1} Im g^R(q, \omega + i0). \tag{24}$$

Уравнение движения для функции Грина $g^R(q,z)$ при $\mathbf{q} \neq 0$ с гамильтонианом (1) имеет вид

$$(\hbar z - \epsilon_q + \mu) g^R(q,z) = 1 + \frac{1}{V} \sum_k \sum_p u(k) \ll a_{p+k}^+ a_p a_{q+k} | a_q^+ \gg_z =$$

$$= 1 + nu(0) g^R(q,z) + \frac{1}{V} \sum_{k \neq 0} \sum_p u(k) \ll a_{p+k}^+ a_p a_{q+k} | a_q^+ \gg_z . \tag{25}$$

где $u(0) = u(\mathbf{q}=0) = \lim_{q\to 0} u(q) > 0$. Для вычисления главного члена функции Грина в последнем слагаемом в правой части (24) в пределе сильного вырождения используем тот же прием, что и при вычислении функций Грина $F^{(0)}$ и $\chi^{(0)}$. Для этого выделим в правой части (25) члены с максимальным количеством операторов a_0^+ и a_0. Тогда из (25) получаем

$$(\hbar z - \epsilon_q + \mu^{(0)}) g^R(q,z) = 1 + \frac{1}{V} u(q) \ll a_0^+ a_q a_0 | a_q^+ \gg_z (1 - \delta_{q,0}), \tag{26}$$

где $\mu^{(0)} = \mu - nu(0)$. Далее для вычисления функции Грина в правой части (26) предполагаем, что оператор N_0 является C-числом, а также учитываем, что в рассматриваемом приближении слабонеидеального бозе-газа $\mu^{(0)} = 0$. В результате получаем

$$g^R(q,z) = \{\hbar z - E_q\}^{-1}. \tag{27}$$

Выражение для энергетического спектра одночастичных возбуждений E_q равно

$$E_q = \epsilon_q + n_0 u(q). \tag{28}$$

Из (24), (27), (28) непосредственно следует, что для случая слабой неидеальности в пределе сильного вырождения $T \to 0$ одночастичная функция распределения f_q^T “надконденсатных” состояний равна

$$f_q^T = \{\exp(E_q/T) - 1\}^{-1}. \tag{29}$$

Следовательно, функция f_q^T конечна при $q \to 0$. Более того, в пределе сильного вырождения $T \to 0$

$$f_q^T \to 0 \tag{30}$$

при произвольных значениях волнового вектора q в отличие от случая идеального бозе-газа. Таким образом, представление (10) для одночастичной функции распределения f_p справедливо. При этом в одночастичном спектре возбуждений появляется щель

$$\Delta = E_{p\to 0} = n_0 u(0), \tag{31}$$

величина которой определяется плотностью числа частиц в "конденсате". Обратим внимание, что наличие щели позволяет существенно расширить область применения результатов, полученных в пределе сильного вырождения $T \to 0$. Очевидно, что во многих приложениях условие $T \to 0$ эквивалентно условию $T \ll \Delta$. В свою очередь, с учетом (30) функция Грина $\chi^{(0)}(q,z)$ (20) принимает вид

$$\chi^{(0)}(q,z) = \frac{2\epsilon_q n_0}{(\hbar z)^2 - (\hbar\omega(q))^2}. \tag{32}$$

Из (32) можно получить [16, 17] практически все известные результаты для термодинамических величин вырожденного бозе-газа. Таким образом, в отличие от результатов применения C-числового представления операторов a_0^+ и a_0, при использовании C-числового представления для оператора N_0 спектры коллективных и одночастичных возбуждений отличаются друг от друга. При этом оба спектра, как нетрудно убедиться, удовлетворяют условию сверхтекучести Ландау. Для одночастичного спектра возбуждений условие Ландау выполняется в отношении переходов между "конденсатом" и "надконденсатными" состояниями. Условие Ландау естественным образом нарушается в отношении переходов между "надконденсатными" состояниями.

Здесь необходимо отметить, что в ранних работах Ландау, а также Боголюбова, упоминалось о возможности существования спектра с щелью в бозе-системах при $T < T_0$, однако такая возможность была отвергнута из-за отсутствия в спектре одночастичных возбуждений "фононной" ветви. Как видно из проведенного рассмотрения, в этом нет необходимости. Коллективные возбуждения с "фонон-ротонным" спектром и одночастичные возбуждения со спектром с щелью сосуществуют.

Отметим также, что в рассматриваемом приближении с учетом (30)

$$\lim_{T\to 0}\langle N_0\rangle = \langle N\rangle, \tag{33}$$

что подтверждает использованный способ определения главных членов для функций Грина в пределе сильного вырождения.

5. Подводя итоги проведенного рассмотрения, можно утверждать, что при вычислении функций Грина слабонеидеального бозе-газа в пределе сильного вырождения на основе C-числового представления для оператора N_0:

(A) может быть разрешена проблема $1/q^2$-расходимости, характерная для идеального бозе-газа;

(B) система характеризуется наличием двух ветвей возбуждений – одночастичных и коллективных, каждая из которых удовлетворяет условию сверхтекучести Ландау;

(C) спектр одночастичных возбуждений характеризуется щелью в области малых волновых векторов, обусловленной наличием "конденсата" в системе;

(D) спектр коллективных возбуждений соответствует "фонон-ротонным" возбуждениям, наблюдаемым в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [22].

Таким образом, учет даже слабого взаимодействия приводит к радикальному отличию от случая идеального бозе-газа не только в отношении коллективных возбуждений, описываемых функцией "плотность–плотность", но и в описании функции распределения и одночастичных возбуждений "надконденсатных" частиц. На основе полученных результатов для вычисления соответствующих температурных функций Грина может быть развита специальная диаграммная техника, аналогичная [9], но с использованием C-числового представления для оператора N_0.

В заключение подчеркнем, что, как и для случая C-числового представления операторов a_0^+ и a_0, строго доказать возможность применения C-числового представления для оператора N_0 для вычисления функций Грина вырожденного бозе-газа не представляется возможным. Судить о справедливости того или иного допущения можно лишь по полученным в результате его применения результатам. В данном случае принципиальным различием между результатами настоящей работы и результатами применения "традиционного" C-числового представления операторов a_0^+ и a_0 является наличие щели в спектре одночастичных возбуждений. Как видно из проведенного рассмотрения, наличие такой щели не проявляется в функции Грина "плотность–плотность", по крайней мере, для слабонеидеального бозе-газа, а тем самым не может наблюдаться в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в сверхтекучем гелии [22]. Однако такая возможность не исключена в экспериментах по комбинационному рассеянию света. Более того, в работе [23], где проведены соответствующие экспериментальные исследования в сверхтекучем гелии, содержится, на наш взгляд, прямое указание на такую возможность.

Авторы благодарны Ю.А. Кухаренко и А.А. Рухадзе за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Р. Балеску, *Равновесная и неравновесная статистическая механика, т.1* (Мир, Москва, 1978).

[2] Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941).

[3] L. D. Landau, Phys. Rev. **60**, 356 (1941); J. Phys. USSR **5**, 71 (1941).

[4] L. D. Landau, J. Phys. USSR **11**, 91 (1947).

[5] А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (ГИФМЛ, Москва, 1962).

[6] N. Bogolubov, J. Phys. USSR **11**, 23 (1947).

[7] Н. Н. Боголюбов, Изв. АН СССР, сер. физ. **11**, 77 (1947).

[8] С. Т. Беляев, ЖЭТФ **34**, 417 (1958); **34**, 433 (1958).

[9] N. M. Hugenholtz and D. Pines, Phys. Rev. **116**, 489 (1959).

[10] W. H. Bassichis and L. L. Foldy, Phys. Rev. **133A**, 435 (1964).

[11] H. Stolz, Physica **A86**, 11 (1977).

[12] И. С. Ландман, С. Е. Песчанов, Ф. Р. Улинич, Препринт ИАЭ N 4897/1 (1989).

[13] I. M. Yurin, E-print archives, quant-ph./0310115.

[14] I. M. Yurin and S. A. Trigger, E-print archives, cond-mat.supr-con./0906.0755 (2009).

[15] S. A. Trigger and P. P. J. M. Schram, Physica **B 228**, 107 (1996).

[16] V. B. Bobrov and S. A. Trigger, Physica **A 170**, 261 (1990).

[17] В. Б. Бобров, Ю. П. Власов, С. А. Тригер, ЖЭТФ **102**, 107 (1992).

[18] В. Б. Бобров, С. А. Тригер, П. Шрам, ЖЭТФ **107**, 1526 (1995).

[19] Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика, часть 2, Теория конденсированного состояния* (Наука, Москва, 1978).

[20] Ю. Л. Климонтович, В. П. Силин, ЖЭТФ **23**, 151 (1952).

[21] Л. Каданов, Г. Бейм, *Квантовая статистическая механика. Метод функций Грина в теории равновесных и неравновесных процессов* (Мир, Москва, 1964).

[22] R. A. Cowley and A. D. B. Woods, Can. J. Phys. **49**, 177 (1971).

[23] J. Greytak, R. Woerner, J. Yan, and R. Benjamin, Phys. Rev. Lett. **25**, 1547 (1970).

Поступила в редакцию 3 февраля 2010 г.

УДК 536.241

ТЕПЛОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ В СТРУКТУРЕ КРЕМНИЙ-НА-АЛМАЗЕ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 80 К

Д. Ф. Аминев, А. Ю. Клоков, Т. И. Галкина[2],
А. И. Шарков, В. Г. Ральченко[1]

Исследовано распространение тепла при температуре жидкого азота в гетероструктуре, состоящей из поликристаллической алмазной пленки, осажденной из углеводородной плазмы на ориентированную кремниевую подложку. Использована методика измерения кинетики остывания тонкопленочного индиевого термометра, нанесенного на алмазную пленку, после нагрева наносекундными импульсами азотного лазера. Экспериментальные данные сравнены с рассчитанными в рамках теории теплопроводности для многослойных систем. Проведенный анализ позволил определить одновременно теплопроводность алмазной пленки и граничное тепловое сопротивление границ алмаз/Si и In/алмаз при азотной температуре.

Ключевые слова: граничное тепловое сопротивление, гетероструктура алмаз/кремний.

Алмаз является перспективным материалом для создания элементной базы высокотемпературной радиационно стойкой электроники. Использование алмаза в СВЧ-приборах позволяет увеличивать их мощность, КПД и предельную частоту. Еще одной областью применения алмаза является изготовление теплоотводов (теплостоков). Алмазные теплоотводы совместимы с различными материалами, используемыми в полупроводниковых приборах. В частности, развивается технология совмещения кремния и алмаза, и получения структур “кремний на алмазе” – КНА (silicon on diamond – SOD)

[1] Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38.
[2] E-mail: galkina@lebedev.ru