УДК 537.312.62

Л. М. ДАУТОВ, Б. П. КАЛАУОВ, С. К. КУСАИНОВ

НОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИНТЕРПРЕТАЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ. I

Обобщением популярной модели Бардина–Купера–Шриффера является рафинированная теория Элиашберга, где помимо некоторых возникающих трудностей конечные численные результаты машинных расчетов представляются в виде таблиц, что затрудняет проследить физику явления. В предлагаемом обзоре, представляющем скорее всего компиляцию работ авторов, описана квантово-статистическая модель (КСМ) сверхпроводимости. В первой части обзора, исходя из статистического веса сверхпроводника, минимизируя свободную энергию путем вариации ее переменных, получены распределения электронов разного сорта – сверхпроводящих и «нормальных». Получены и опробованы простые аналитические формулы для критической температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние T_c и кулоновского псевдопотенциала m^*, которые позволяют, в свою очередь, вычислить константу l и $l^*=l-m^*$. Использованный для нахождения m^* подход подтверждается явлениями туннельных эффектов в квантовой механике и с наблюдаемыми в экспериментах по рассеянию медленных частиц «термическими пиками» в ядерной физике.

Обобщением модели Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [1] можно считать микроскопическую теорию сверхпроводимости Элиашберга [2], основанную, в свою очередь, на развитой Мигдалом теории электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) для материалов в нормальном (несверхпроводящем) состоянии [3]. Однако при расчетах введенной Элиашбергом эффективной спектральной функции a^2F, где a – матричный элемент ЭФВ, F – фононный спектр, те или иные приближения неизбежны [4]. В таком случае уместны более простые обобщения модели БКШ, которые позволяли бы учесть индивидуальные свойства сверхпроводников и выразить основные параметры сверхпроводящего состояния аналитически. Уместно заметить, что как модель БКШ, так и теория Элиашберга оперируют численными данными, в результате чего затруднительно выявить первопричину сверхпроводимости.

В статье предложена компиляция наших работ, которая до некоторой степени восполняет указанные пробелы. Так, предложенная и названная нами квантово-статистическая модель (КСМ) сверхпроводимости выражает распределение куперовских пар по энергии взаимодействия аналитически. Привлечение акустических закономерностей для определения параметров ЭФВ прямо указывает, что первопричиной сверхпроводимости является наличие внутреннего трения (вязкости) в материалах сверхпроводников. Поскольку эти подходы стоят в стороне от общепринятых и публиковались в трудные времена перестройки и распада СССР, мы решили опубликовать данный обзор, исправив ошибки и досадные опечатки с тем, чтобы все необходимые материалы представить в одном месте.

Квантово-статистическая модель сверхпроводимости. КСМ первоначально сформулирована в теории атомного ядра для описания так называемых остаточных взаимодействий (несводимых к среднему полю) сверхпроводящего типа [5], затем применена для сверхпроводников [6]. В основу модели положено предположение: результат взаимодействия сверхпроводящих электронов можно учесть путем введения некоторой эффективной температуры t/n, зависящей от абсолютной температуры образца T.

Введение t/n ассоциируется с известным каноническим преобразованием Боголюбова–Валатина от взаимодействующих частиц к невзаимодействующим квазичастицам ценой услож-нения понятия последних относительно частиц. В КСМ взаимодействующие частицы заменяются на эффективно прогретые до t(T), но невзаимодействующие частицы.

Под куперовскими состояниями понимают наборы пар одноэлектронных состояний $\vec{p}_i\uparrow$ и $-\vec{p}_i\downarrow$, в которых импульсы и спины направлены в противоположные стороны. Если две частицы заполняют некоторое куперовское состояние, то их суммарный импульс и суммарный спин зануляются. Операция отражения времени не изменяет куперовских состояний.

Статистический вес сверхпроводника [7]

$$\Gamma = \prod_i \frac{2^{2g_i(1-g_i)}}{\text{v}_i^2!g_i^2![2g_i(1-g_i)]![(1-g_i)^2-\text{v}_i^2]!}, \qquad (1)$$

где i - индекс куперовского состояния. Вероятности заполнения i : v_i^2 - парой сверхпроводящих электронов, g_i^2 - парой нормальных электронов, $2g_i(1-g_i)$ - одиночными нормальными электронами, $(1-g_i)^2-\text{v}_i^2$ - вероятность i быть пустым от электронов обоего сорта. Все вероятности зависимы в соответствии с прин-ципом Паули.

Для определения энтропии двух фаз необходимо факторизовать вклады нормальных и сверхпроводящих электронов в Г. Проблемой КСМ является неоднозначное соотнесение электронных дырок к разным фазам. Если допустить, что нормальные электроны «ощущают» только собственные пустоты $(1-g_i)^2$, а сверхпроводящие электроны – все пустоты $(1-g_i)^2-\text{v}_i^2$, то в представлении

$$\Gamma = k_B \prod_i \frac{(1-g_i)^2!}{\text{v}_i^2![(1-g_i)^2-\text{v}_i^2]!}\,\theta$$

$$\theta\prod_i \frac{2^{2g_i(1-g_i)}}{g_i^2![2g_i(1-g_i)]!(1-g_i)^2!} \qquad (2)$$

энтропия электронов нормальной фазы

$$S_n = k_B \ln\prod_i \frac{2^{2g_i(1-g_i)}}{g_i^2![2g_i(1-g_i)]!(1-g_i)^2!} =$$
$$= -2k_B\sum_i[g_i\ln g_i + (1-g_i)\ln(1-g_i)] \qquad (3)$$

совпадает по форме с энтропией электронов проводимости нормальных металлов. В сверхпроводниках состояния i сильно вырождены, поэтому всюду при вычислении факториалов используется формула Стирлинга. Энтропия сверхпрово-дящих электронов согласно представлению (2)

$$S_S = k_B \ln\prod_i \frac{(1-g_i)^2!}{\text{v}_i^2![(1-g_i)^2-\text{v}_i^2]} =$$

$$= -k_B\sum_i\{\text{v}_i^2\ln\text{v}_i^2 + [(1-g_i)^2-\text{v}_i^2]\ln[(1-g_i)^2 -$$
$$-\text{v}_i^2] - (1-g_i)^2\ln(1-g_i)^2\} \qquad (4)$$

или, вводя распределение v_{0i}^2 через соотношение

$$v_i^2 = (1-g_i)^2 v_{0i}^2, \tag{5}$$

получим вместо (4)

$$S_s = -k_B \sum_i (1-g_i)^2 \cdot$$

$$\cdot [v_{0i}^2 \ln v_{0i}^2 + (1-v_{0i}^2)\ln(1-v_{0i}^2)], \tag{6}$$

т.е. в незаблокированных нормальными электронами куперовских состояниях сверхпроводящая пара электронов дает вклад в энтропию как один электрон в нормальном металле, ибо согласно (5) v_{0i}^2 - вероятность заполнения незаблокированного состояния *i* куперовской парой.

Свободная энергия сверхпроводника

$$F = \sum_i (\varepsilon_i - \lambda)(2g_i + 2v_i^2) - T(S_s)S_s - TS_n, \tag{7}$$

где v_i^2, S_n и S_s определены формулами (5), (3) и (6), T – температура сверхпроводника, $T(S_s)$ – зависящая от энтропии S_s эффективная температура куперовских пар.

С обозначениями

$$\mathrm{d}[T(S_s)S_s]/\mathrm{d}S_s \equiv \tau \tag{8}$$

и $x_i \equiv (\varepsilon_i - \lambda)/k_B\tau$ условия экстремума F по распределению g_i

$$x_i[1-2(1-g_i)v_{0i}^2] - (1-g_i)[v_{0i}^2 \ln v_{0i}^2 +$$

$$+(1-v_{0i}^2)\ln(1-v_{0i}^2)] = \frac{T}{\tau}\ln\frac{1-g_i}{g_i}, \tag{9}$$

а по распределению v_{0i}^2

$$2x_i = \ln\frac{1-v_{0i}^2}{v_{0i}^2}. \tag{10}$$

Подстановка решения уравнения (10)

$$v_{0i}^2 = \frac{1}{1+e^{2x_i}} \tag{11}$$

в (9) приводит к трансцендентному относительно g_i уравнению, решение которого

$$g_i = \frac{1}{1+(e^{x_i}+e^{-x_i})^{\tau/T}} \tag{12}$$

найдено в приближении $(1-g_i)^2 \cong 1-2g_i$ и в пренебрежении при $|x_i| \to \infty$ экспоненциально исчезающим различием вкладов нормальных и сверхпроводящих электронов в энергию. В этом приближении

$$v_{0i}^2 = \frac{1}{1+e^{2x_i}}, \tag{13}$$

$$v_i^2 = \frac{1-2g_i}{1+e^{2x_i}}. \tag{14}$$

В отсутствие сверхпроводимости (t = 0) согласно (12)–(14)

$$v_i^2 = \begin{cases} 0, & \varepsilon_i > \lambda, \\ 1-2g_i, & \varepsilon_i \le \lambda, \end{cases}$$

т.е. при t = 0 распределение электронов сверхпроводника переходит в фермиевское распределение электронов нормального металла, ибо как над уровнем Ферми, так и под уровнем Ферми $v_i^2 + g_i = \left[1+e^{(\varepsilon_i-\lambda)/k_BT}\right]^{-1}$.

Если параметризировать эффективную температуру $T(S_S)$, испытываемую сверхпроводящими электронами, так как это предложено автором КСМ [6], т.е.

$$T(S_s) = A(BS_s)^{\nu-1}, \tag{15}$$

где *A*, *B* и *н* могут зависеть лишь от действительной температуры, то, подставляя (15) в (8), найдем

$$T(S_s) = \tau/\nu. \tag{16}$$

Из двух последних равенств легко получить

$$\frac{\tau}{\nu} = \frac{\tau_0}{\nu_0}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\delta}\left[\frac{\tau I}{\tau_0 \dfrac{\pi^2}{12}}\right]^{\nu-1}, \tag{17}$$

т.е.

$$A = \frac{\tau_0}{\nu_0}\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\delta}, \tag{18}$$

$$B = S_s^{-1}(T=0). \tag{19}$$

Здесь $\tau_0 \equiv \tau(T=0)$, $\nu_0 \equiv \nu(T=0)$ и поскольку

$$I = S_S/(2N_0 k_B \tau_0) =$$

$$= \int_0^\infty (1-2g)[\ln(e^x + e^{-x}) - xthx\ ]dx$$

(20)

и $I(T=0) = \pi^2/12$, то уравнение (17) превращается в тождество при Т=0. Чтобы (17) имело решение при T=T_c, когда $\tau(T_c) \equiv \tau_c = 0$, необходимо $\nu_c = \nu(T_c) = 1,5$, ибо в пределе T>T_c и $\tau \to 0$ справедливо разложение

$$1 - 2g = th[\frac{\tau}{2T}\ln(e^x + e^{-x})] \cong$$

$$\cong \frac{\tau}{2T}\ln(e^x + e^{-x}) + \ldots \qquad (21)$$

Ограничиваясь линейным членом этого разложения, получаем

$$I(T \to T_c) = \frac{\tau}{2T_c} I_1 ,$$

(22)

где

$$I_1 = \int_0^\infty \ln(e^x + e^{-x})[\ln(e^x + e^{-x}) - xthx\ ]dx =$$

$$= 0{,}9015. \qquad (23)$$

При T>T_c и

$$н_{st}(T) ғ 1{,}5, \qquad (24)$$

подставляя (23) и (24) в (17), получаем

d_{st} = (D$_0$/$k_B T_c$)$_{st}$ = $ф_0$ / 1,5T_c = p^2/9I_1 = 1,216.
(25)

ЭФВ, для которого $\nu(T) = \text{const} = 1,5$, названо стандартным, ибо решение уравнения (17) для него максимально упрощается:

$$\tau = \tau_0 I/(\pi^2/12). \qquad (26)$$

Пользуясь тем, что $\nu_{st}(T)$ ғ 1,5 и $\nu_c \equiv \nu(T=T_c) = 1,5$, можно по уравнениям (25) и (17) при T=T_c найти

$$d \equiv \Delta_0/k_B T_c = 1,216(\nu_0/1,5)^{2\delta+1}, \qquad (27)$$

где D$_0$ ғ k$_B$ф$_0$/н$_0$.

Вторым уравнением КСМ является равенство энергии конденсации сверхпроводника ее экспериментальному значению, определяемому по измеренному магнитному полю H_c(Т=0), которое разрушает сверхпроводимость [8]. На этом пути заодно фиксируется параметр первого уравнения (17)

$$д = 2, \qquad (28)$$

при котором наилучшим образом описываются данные по d. По второму уравнению КСМ вычисляются параметры $ф_0$, $н_0$ и с помощью соотношения (27) величины d [9] (табл. 1).

Преимущества КСМ перед другими моделями заключаются в том, что во многих случаях удается выразить важные параметры в аналитическом виде. Так, в одном атоме при Т=0 имеется согласно (13)

$$2\sum_{\varepsilon_i \ge \lambda} \mathrm{v}_{i0}^2 = 2N_0 k_B \tau_0 \int_0^\infty \frac{dx}{1+e^{2x}} = N_0 k_B \tau_0 \ln 2$$

(29)

куперовских пар. Следовательно, на N_1 атомов приходится 1 куперовская пара, если

$$N_1 = (N_0 k_B \tau_0 \ln 2)^{-1}. \qquad (30)$$

Дебаевский спектр фононов для одного атома в кристалле

$$F_1 = 9(\eta\omega)^2 (k_B\theta)^{-3}, \qquad (31)$$

а дебаевский спектр образца, где располагается одна куперовская пара электронов,

$$F_{cp} = 9(N_0 k_B \tau_0 \ln 2)^{-1} (\eta\omega)^2 (k_B\theta)^{-3}. \qquad (32)$$

Энергия взаимодействия сверхпроводящих электронов в одном атоме по КСМ при Т=0 [8, 9]

$$E_1 = \pi^2 (6\nu_0)^{-1} N_0 (k_B \tau_0)^2, \qquad (33)$$

а у одной куперовской пары электронов

$$E = 2,373 k_B \tau_0/\nu_0 = 2,373\Delta_0. \qquad (34)$$

В силу (27) и (34) можно заметить, что

$$\mathrm{T_c} = \frac{E}{2,373 k_B d}. \qquad (35)$$

Энергия взаимодействия сверхпроводящих электронов одной куперовской пары [10]

Таблица 1. **Параметры низкотемпературных сверхпроводников по КСМ [8, 9]**

Металл	T_c, К	N_0, $\frac{\text{сост.}}{\text{эВ} \cdot \text{ат} \cdot \text{спин}}$	$H_c(0)$, Гс	θ, К	τ_0 К	ν_0	$d=\frac{\Delta_0}{k_B T_c}$
Al	1,19	0,2663	99	375	3,1233	1,594	1,647
Zn	0,91	0,1243	53	235	2,3158	1,585	1,605
Ga	1,09	0,1331	51	300	2,2592	1,532	1,353
Cd	0,56	0,1509	30	164	1,4094	1,582	1,590
In	3,40	0,3817	281,5	179	9,6012	1,613	1,750
Sn	3,722	0,3906	306	209	10,685	1,617	1,775
Hgα	4,153	0,4438	441	162	12,784	1,636	1,881
Hgβ	3,95	0,4438	340	70	9,5514	1,572	1,538
Pb	7,20	0,6362	803	110	25,316	1,673	2,101
Ti	0,40	0,7043	56	429	1,1755	1,624	1,809
V	5,43	2,0832	1400	382	14,574	1,600	1,678
Zr	0,542	0,5897	47	290	1,0539	1,516	1,282
Nb	9,30	1,6547	1970	257	27,150	1,622	1,800
Mo	0,916	0,3882	90	460	2,1985	1,570	1,529
Mo	0,916	0,3882	98	460	2,5373	1,608	1,723
Tc	7,78	1,3322	1410	411	17,224	1,549	1,430
Ru	0,493	0,6364	66	580	1,1701	1,567	1,514
Ta	4,47	1,3046	831	258	12,800	1,617	1,771
W	0,014	0,1909	1,15	390	0,0465	1,657	2,004
Re	1,697	0,4985	188	415	3,8547	1,556	1,460
Os	0,655	0,4985	65	500	1,2075	1,502	1,227
Ir	0,125	0,6937	19	425	0,3538	1,614	1,754

$$E=\int_0^{k_B\theta}\alpha^2 F d\eta\omega=$$

$$=3\alpha_F^2\left(1+3\int_0^1 x^2\varphi dx\right)\left(\ln 2N_0 k_B\tau_0\right)^{-1}, \quad (36)$$

α_F^2 – средняя α^2 по фононному спектру F, j – отклонения F от дебаевского спектра. Константа ЭФВ

$$\lambda=2\int_0^{k_B\theta}\frac{\alpha^2 F}{\eta\omega}d\eta\omega= \quad (37)$$

$$=9\alpha_\lambda^2\left((1+2\int_0^1 x\varphi dx\right)(k_B\theta)^{-1}\left(\ln 2N_0 k_B\tau_0\right)^{-1},$$

α_λ^2 – средняя α^2 по $F/\eta\omega$. Подставляя (37) в (36), находим

$$E=\frac{1}{3}\frac{\alpha_F^2(1+3\int_0^1 x^2\varphi dx)}{\alpha_\lambda^2(1+2\int_0^1 x\varphi dx)}\lambda k_B\theta.$$

(38)

С учетом кулоновского отталкивания электронов по обычной схеме $\lambda\to\lambda-\mu^*$ и с E (38) по общей формуле (35) получаем

$$T_c=0{,}1405(\lambda-\mu^*)\theta\,Q/d, \quad (39)$$

где μ^* – кулоновский псевдопотенциал,

$$Q=\frac{\alpha_F^2(1+3\int_0^1 x^2\varphi dx)}{\alpha_\lambda^2(1+2\int_0^1 x\varphi dx)}, \quad (40)$$

$$d\equiv\frac{\Delta_0}{k_B T_c}=\frac{\tau_0}{\nu_0 T_c}. \quad (41)$$

По (39) и (41) легко найти

$$Q = 7,117\tau_0 / \nu_0(\lambda - \mu^*)\theta . \qquad (42)$$

Общая формула (39) для T_c получена без каких-либо приближений. Конкретное ее использование на практике затруднено незнанием параметра Q. Использование формулы (40) требует знания спектральной функции $\alpha^2 F$. Туннельные измерения, по которым восстанавливаются $\alpha^2 F$, вызывают сомнения в пригодности используемых туннельных структур [4, 11]. Проведенные компьютерные расчеты [12] по формуле (42) позволили представить Q как

Таблица 2. **Константы электрон-фононного взаимодействия λ [12]**

Металл	T_c, K	θ, K	μ^*, [12]	λ, (45)	$\lambda^* \equiv \lambda - \mu^*$
Al	1,19	375	0,112	0,336	0,224
Zn	0,91	235	0,082	0,347	0,265
Ga	1,09	300	0,100	0,348	0,248
Cd	0,56	164	0,081	0,328	0,247
In	3,40	179	0,113	0,731	0,618
Sn	3,722	209	0,099	0,702	0,603
Hg_α	4,153	162	0,082	0,823	0,741
Hg_β	3,95	70	0,082	1,119	1,119
Pb	7,20	110	0,105	1,302	1,197
Ti	0,40	429	0,133	0,230	0,097
V	5,43	382	0,096	0,632	0,536
Zr	0,542	290	0,139	0,292	0,153
Nb	9,30	257	0,091	0,975	0,884
Mo	0,916	460	0,128	0,291	0,163
Tc	7,78	411	0,1[a)]	0,723	0,623
Ru	0,493	580	0,13[a)]	0,221	0,091
Hf	0,09	252	0,13[a)]	0,178	0,048
Ta	4,47	258	0,123	0,707	0,584
W	0,014	390	0,129	0,135	0,006
Re	1,697	415	0,127	0,382	0,255
Os	0,655	500	0,142	0,261	0,119
Ir	0,125	425	0,13[a)]	0,171	0,041

а) Принятые значения μ^*.

$$Q=0,3ld. \qquad (43)$$

В итоге использования такого Q (43) вместо (39) получаем

$$T_c = 0,042\lambda(\lambda - \mu^*)\theta , \qquad (44)$$

откуда

$$\lambda = 0,5\mu^* + (0,25\mu^{*2} + 23,8T_c/\theta)^{1/2} . \qquad (45)$$

В табл. 2 представлены рассчитанные по формуле (45) значения л для классических сверхпроводников. Слегка измененный подход к определению куперовской пары [13] оставляет неизменными формулы (44) и (45).

В предположении, что электроны куперовской пары рассеиваются в среднем на расстоянии, пропорциональном дебройлевской длине волны электронов, кулоновский псевдопотенциал выражается простой формулой $\mu^* = 0,0252 d_0 v_F$, где d_0 – постоянная кристаллической решетки, v_F – скорость электронов на уровне Ферми [14].

Физический смысл длины волны Де Бройля ($\lambda_D = h/m v_F$) позволяет полагать, что рассеяние сверхпроводящих электронов происходит в среднем на расстоянии <*x*>, пропорциональном l_D

$$\langle x \rangle = ah/m v_F , \qquad (46)$$

где *a* – постоянная, *m* – масса электрона.

По соотношению

$$\mu^* = (e/\langle x \rangle)/(e/d_0) = (m/ah) d_0 v_F \qquad (47)$$

найден параметр

$$a = 5,45 \qquad (48)$$

с использованием значения $\mu^*_{Pb} = 0,105$ по Аллену и Дайнсу [15].

Тогда

$$\mu^* = 0,0252 d_0 v_F , \qquad (49)$$

где d_0 берется в ангстремах (10^{-10} м), а v_F – в 10^6 м/с.

Время релаксации электронов проводимости в металлах [16]

$$t = m^*/rNe^2, \qquad (50)$$

где m^*- эффективная масса электронов в кристаллической решетке, r - удельное электросопротивление, N - плотность электронов проводимости, e - заряд электрона. В оптике металлов [17] время релаксации

$$t_{ep} = 1/n_{ep} , \qquad (51)$$

где n_{ep} - частота электрон-фононных столкновений. В отличие от t_{ep} в t эффективно учитываются и все иные столкновения: с другими электронами, дефектами решетки и т. д.

При температурах T i q [18]

$$\lambda = \frac{\eta}{2\pi} \frac{\nu_{ep}}{k_B T} , \qquad (52)$$

энергия взаимодействия электрона проводимости с тепловыми фононами

$$E = \frac{1}{2}\int \frac{\alpha^2 F d\eta\omega}{e^{\eta\omega/k_B T} - 1} \cong \frac{1}{4}\lambda k_B T \qquad (53)$$

и с хорошей точностью можно считать t_{ep}=t, а l@l*. Использование в (53) функции a², а не транспортного ее значения α^2_{tr}, обусловлено указанной в работе [17] причиной – заменой при вычислении проводимости среднего от произведения функций на произведение средних. Такой подход, как подчеркнуто в [16], применяется при выводе формулы Друде–Зинера, на основе которой Хопфильдом и получено соотношение (52).

Таким образом, для $T \geq \theta$ в силу (51)–(53)

$$\tau = \eta/8\pi E, \qquad (54)$$

что при сопоставлении с (50) приводит к

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\mathrm{h}e^2\rho N}{2\pi\lambda m k_B T} = 3,428\frac{\rho N}{\lambda T}, \simeq \qquad (55)$$

где m – масса свободного электрона, T в Кельвинах, c и N – в единицах соответственно 10^{-8} ОмЧм и 10^{28}/м³. По определению $m^* = \mathrm{h}^2 d^2E_1/dk^2$, где E_1 - энергия уровней зоны, k - волновое число электрона. Поэтому m^* может принимать любое действительное значение в зависимости от конкретного вида $E_1(k)$. Оцененная Элиашбергом [19] для высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $YBa_2Cu_3O_7$ величина $(m^*/m)л_1$ » 0,7 ($л_1$ » 1) мало отличается от среднего значения этого параметра для низкотемпературных сверхпро-водников (НТСП) [20]. ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ отличается от имеющихся НТСП, скорее, фононной подсистемой, чем электронной, ибо его л и m* не выходят за рамки этих параметров для НТСП, а дебаевская температура $YBa_2Cu_3O_7$ и 1000 К [19, 21] выделяется заметно.

Новая формула для кулоновского псевдопотенциала (49) обнаруживает перспективность путей утилизации физического смысла параметров, в данном случае длины волны Де Бройля $л_D$=h/mv_F, которая справедлива для всех частиц и характеризует линейные размеры пространства, где пребывает частица с импульсом p = mv_F .

Здесь уместно вспомнить, что само уравнение Шредингера обязано применению волнового уравнения для частиц, использованию идей Де Бройля и нерелятивисткого закона сохранения энергии. Туннельный эффект в квантовой механике может быть интерпретирован в понятиях $л_D$: микрочастица с энергией E, встречая потенциальный барьер высотой U_0 (E<U_0), меняет в процессе отражения свой импульс на противоположный, т.е. в какой-то момент p>0, а $л_D$ резко возрастает. В итоге микрочастица с некоторой вероятностью может оказаться выше барьера.

Сечение неупругих рассеяний медленных нейтронов в веществе при малых энергиях E подчиняется закону

$$s \sim \mathrm{const}/\sqrt{E}, \qquad (56)$$

известному как «закон 1/v» [22]. Легко представить (56) как

$$y \sim \mathrm{const}\lambda_D, \qquad (57)$$

откуда сразу становится понятным наблюдаемый в работах [23, 24] эффект резкого возрастания количества дефектов, создаваемых имплантированными в материалы частицами в конце пути, когда p>0. Фиксируемые явления получили название «термические пики».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Barden J., Cooper L., Schriffer J.* // Phys. Rev. 1967. V. 108. P. 1175-1204.

2. *Элиашберг Г.М.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 966-969; 1960. Т. 39. С. 1437-1441.

3. *Мигдал А.Б.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 1438-1446.

4. *Долгов О.В., Максимов Е.Г.* // Труды ФИАН. 1983. Т. 148. С. 3-46.

5. *Даутов Л.М.* // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1983. № 6. С. 47-53.

6. *Даутов Л.М.* // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1988. № 6. С. 27-33.

7. *Таулес Д.* Квантовая механика систем многих частиц. М., 1975. 379 с.

8. *Абдикасова А.А.* Свойства сверхпроводников по квантово-статистической модели: Дис. канд. Алматы, 1998. 21 с.

9. *Даутов Л.М., Абдикасова А.А.* Актуальные проблемы физики твердого тела. Межвузовский сборник научных трудов. Алматы, 1997. С. 22-52.

10. *Даутов А.Л., Даутов Л.М., Калауов Б.П., Тыныштыкбаев К.Б.* Труды Международного симпозиума, посвященного 100-летию со дня рождения К. И. Сатпаева. Алматы: КазНТУ, 1999. Ч. 3. С. 57-59.

11. *Веденеев С.И.* //Труды ФИАН, 1983. Т. 148. С. 47-82.

12. *Даутов Л.М., Кусаинов С.К., Мусатай С.С.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2003. №2. С. 81-85.

13. *Даутов Л.М., Мусатай С.С., Спицын А.А.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2006 (в печати).

14. *Даутов Л.М., Калауов Б.П., Кусаинов С.К.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2002. №6. С. 90-92.

15. *Allen P.B., Dynes R.C.* // Phys. Rev. 1975. V. 12. P. 905-915.

16. *Савельев И.В.* Курс физики. М.: Наука, 1989. Т. 3. 304 с.

17. *Максимов Е.Г., Мотулевич Г.П.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 414-418.

18. *Hopfield J.J.* // Comm. Sol. St. Phys. 1970. V. 3. P. 48-55.

19. *Элиашберг Г.М.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 275-278.

20. *Кусаинов С.К., Мусатай С.С., Спицын А.А., Калауов Б.П.* // Вестник КазНТУ. 2005. №4. С. 122-124.

21. *Bruesch P., Buhrer W. // Zs.* Phys. B (Condensed Matter). 1988. V. 70. P. 1-8.

22. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М., 1974. 752 с.

23. *Конобеевский С.Т.* Действие облучения на материалы. М.: Атомиздат, 1967. 402 с.

24. *Mme Bloch J.* // J. Nucl. Mat. 1962. V. 6. P. 203-209.

Резюме

Элиашберг теориясы танымал Бардин–Купер–Шрифер моделінің жалпыламасы болып табылады. Сонымен қатар, кейбір қиындық туғызатын компьютерлік есептеулердің нәтижелері кестелер түрінде берілуі, құбылыстардың физикалық мағынасын түсінуді қиындатады. Ұсынылған авторлардың жұмыстарының компиляциясы болып табылатын шолуда асаөткізгіштіктің кванттық-статистикалық моделі (КСМ) сипатталған. Шолудың бірінші бөлімінде асаөткізгіштің статистикалық салмағы қаралған. Айнымалыларды вариациялау әдісімен еркін энергияны минималдап, асаөткізгішті және «қалыпты» электрондардың таралуы табылды.

Дененің асаөткізгіштік күйге өтуінің критикалық температурасының T_c және электрон-фонондық әсерлесу (ЭФә) константасын (l, l^*=l-m^*) есептеуге мүмкіндік беретін кулондық псевдопотенциалдың m^* қарапайым аналитикалық өрнегі алынды және сынақталды. Кулондық псевдопотенциалды табу үшін жасалған әдіс, кванттық механикадағы туннелдік эффектінің және ядролық физикадағы баяу бөлшектердің шашырауы бойынша «жылу шыңдарының» тәжірибе жүзінде бақылануын растайды.

Summary

Generalization Bardin-Cooper-Shriffer popular model is Eliashberg's refined theory, where besides some difficulties which occur, final numerical results of calculations are presented as tables, which are difficult to proceed physics of phenomenon. In the propounded rewiew which presented as the author's compilation of the works quantum statistical model (KSM) of superconductivity is described. In the first part of the review

УДК 539