

ПОДАВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК В СИЛЬНО НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

Э. З. Кучинский, М. В. Садовский, М. А. Эркабаев

*Институт электрофизики
Уральского отделения Российской академии наук
620049, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 24 октября 1996 г.

На основе предложенной ранее самосогласованной теории перехода металл–диэлектрик в сильно неупорядоченных системах, учитывающей эффекты межэлектронного взаимодействия, исследованы эффекты подавления температуры сверхпроводящего перехода T_c в широком интервале значений беспорядка — от слабо неупорядоченного металла до андерсоновского диэлектрика, — вызванные образованием «кулоновской псевдощели» в плотности состояний. Показано, что для целого ряда исследовавшихся систем предлагаемая теория дает удовлетворительное описание экспериментальных данных.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема деградации температуры сверхпроводящего перехода в условиях сильного разупорядочения довольно давно привлекает внимание теоретиков [1]. Она тесно связана с вопросом о разрушении сверхпроводящего состояния вблизи вызываемого разупорядочением перехода металл–диэлектрик [2]. Предлагался целый ряд механизмов подавления T_c , таких как возрастание кулоновского псевдопотенциала [3, 4], влияние кулоновских поправок к плотности состояний [5] и т. п. В большинстве этих работ исследовались только малые поправки к T_c за счет этих механизмов.

Предложенная в работах авторов [6, 7] теория перехода металл–диэлектрик, обобщающая самосогласованную теорию локализации [8, 9] в направлении учета эффектов электрон–электронного взаимодействия, позволила исследовать поведение обобщенного коэффициента диффузии в широкой области изменения параметров системы как в металлической, так и в диэлектрической областях. При этом учитывалось существенное влияние электрон–электронного взаимодействия на обобщенный коэффициент диффузии. Эти результаты были использованы для исследования поведения одночастичной плотности состояний системы с учетом влияния эффектов электрон–электронного взаимодействия.

Результаты соответствующих расчетов демонстрируют образование и эволюцию «кулоновской псевдощели» в плотности состояний системы вблизи уровня Ферми. В металлической области поведение плотности состояний вблизи кулоновской псевдощели соответствует обычной корневой поправке Альтшулера–Аронова [10]. При приближении к переходу металл–диэлектрик с ростом параметра беспорядка глубина псевдощели растет, эффективная ширина области корневого поведения уменьшается и в точке перехода металл–диэлектрик плотность состояний на уровне Ферми обращается в нуль — образуется «кулоновская щель». В диэлектрической области для случая зоны конечной ширины в области «кулоновской щели» получается квадратичная зависимость

плотности состояний. Эффективная ширина соответствующей области увеличивается с ростом параметра беспорядка. Это напоминает известное поведение «кулоновской щели» Эфроса–Шкловского [11] в диэлектрической области достаточно далеко от точки перехода металл–диэлектрик. Подобное поведение плотности состояний качественно хорошо согласуется с экспериментами в ряде неупорядоченных систем вблизи перехода металл–диэлектрик [1] от аморфных сплавов [12–16] до неупорядоченных монокристаллов металлооксидов, включая высокотемпературные сверхпроводники [17].

В данной работе результаты расчетов плотности состояний системы для случая зоны конечной ширины используются для численного исследования влияния эффектов «кулоновской псевдощели» в плотности состояний на подавление сверхпроводимости вблизи перехода металл–диэлектрик.

Рассмотрение сверхпроводимости в сильно неупорядоченных системах будет проводиться в рамках простой модели БКШ. В приближении слабой связи линеаризованное уравнение для щели имеет следующий вид [2]:

$$\Delta(\xi) = - \int_{-\infty}^{\infty} d\xi' V(\xi, \xi') N(\xi') \frac{1}{2\xi'} \operatorname{th} \left(\frac{\xi'}{2T_c} \right) \Delta(\xi'). \quad (1)$$

Здесь $N(\xi)$ — усредненная по реализациям беспорядка плотность состояний неупорядоченной системы с учетом влияния эффектов электрон–электронного взаимодействия, $V(\xi, \xi')$ — потенциал эффективного взаимодействия. Единственное отличие от стандартного подхода состоит здесь в учете нетривиальной зависимости $N(\xi)$ от энергии электрона ξ , отсчитанной от уровня Ферми E_F .

В теории БКШ предполагается существование эффективного электрон–электронного притяжения, которое определяется некоторым балансом между спариванием за счет электрон–фононного взаимодействия и кулоновским отталкиванием. В качестве потенциала эффективного взаимодействия будет рассматриваться

$$V(\xi, \xi') = V_c(\xi, \xi') + V_{ph}(\xi, \xi'), \quad (2)$$

где $V_c(\xi, \xi') = V_c \theta(E_F - |\xi|) \theta(E_F - |\xi'|)$ и $V_{ph}(\xi, \xi') = -V_{ph} \theta(\omega_D - |\xi|) \theta(\omega_D - |\xi'|)$ — потенциалы соответственно электрон–электронного и электрон–фононного взаимодействий, ω_D — дебаевская частота. Константы $V_c > 0$ и $V_{ph} > 0$ соответствуют отталкиванию и притяжению, действующим в существенно различных интервалах энергий: $E_F \gg \omega_D$.

После подстановки этого выражения в уравнение (1) и преобразований с использованием четности щелевой функции $\Delta(\xi)$ получим

$$\begin{aligned} \Delta(\xi) = & [V_{ph} \theta(\omega_D - \xi) - V_c \theta(E_F - \xi)] \int_0^{\omega_D} d\xi' N(\xi') \frac{1}{\xi'} \operatorname{th} \left(\frac{\xi'}{2T_c} \right) \Delta(\xi') - \\ & - V_c \theta(E_F - \xi) \int_{\omega_D}^{E_F} d\xi' N(\xi') \frac{1}{\xi'} \operatorname{th} \left(\frac{\xi'}{2T_c} \right) \Delta(\xi'). \end{aligned} \quad (3)$$

Решение этого уравнения будем, как обычно, искать в двухступенчатом виде [18]:

$$\Delta(\xi) = \begin{cases} \Delta_{ph}, & |\xi| < \omega_D, \\ \Delta_c, & \omega_D < |\xi| < E_F, \end{cases} \quad (4)$$

где Δ_{ph} , Δ_c — некоторые константы, для определения которых после подстановки (4) в уравнение (3) имеем систему однородных уравнений следующего вида:

$$\begin{cases} \left\{ 1 - (V_{ph} - V_c)N_0(0)K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) \right\} \Delta_{ph} + V_c N_0(0) \left[K\left(\frac{E_F}{2T_c}\right) - K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) \right] \Delta_c = 0, \\ V_c N_0(0)K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) \Delta_{ph} + \left\{ 1 + V_c N_0(0) \left[K\left(\frac{E_F}{2T_c}\right) - K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) \right] \right\} \Delta_c = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $N_0(0)$ — одночастичная плотность состояний невзаимодействующих электронов на уровне Ферми и введено обозначение

$$K(\xi) = \int_0^\xi d\xi' \frac{1}{\xi'} \operatorname{th} \xi' \left[\frac{N(2T_c \xi')}{N_0(0)} \right]. \quad (6)$$

Условие разрешимости этой однородной системы уравнений представляет собой уравнение для определения T_c :

$$\begin{aligned} (\lambda - \mu^*)K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) &= 1, \\ \mu^* &= \mu \left\{ 1 + \mu \left[K\left(\frac{E_F}{2T_c}\right) - K\left(\frac{\omega_D}{2T_c}\right) \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

где μ^* — кулоновский псевдопотенциал, $\mu = V_c N_0(0)$ — константа кулоновского отталкивания, $\lambda = V_{ph} N_0(0)$ — константа спаривания за счет электрон-фононного взаимодействия. В чистом пределе, когда плотность состояний на уровне Ферми можно считать постоянной, отсюда следует обычное уравнение теории БКШ.

Уравнение (7) для определения T_c исследовалось численными методами для широкой области изменения параметров системы как в металлической, так и в диэлектрической областях. Плотность состояний системы вычислялась с учетом низших поправок по межэлектронному взаимодействию [6, 7]:

$$N(\xi) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \int \frac{d^3 \mathbf{p}}{(2\pi)^3} G^R(\mathbf{p}, \xi), \quad (8)$$

где $G^{R(A)}(\mathbf{p}, \xi) = [\xi - \xi_p \pm i\gamma - \Sigma_{ee}^{R(A)}(\mathbf{p}, \xi)]^{-1}$ — запаздывающая (опережающая) одночастичная функция Грина, $\Sigma_{ee}^{R(A)}(\mathbf{p}, \xi)$ — «фоковский» вклад в собственно-энергетическую часть [6, 10]:

$$\Sigma_{ee}^{R(A)}(\mathbf{p}, \xi) \approx 4i\gamma^2 \mu N_0^{-1}(0) G_0^{A(R)}(\mathbf{p}, \xi) \int_\xi^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \int_{|\mathbf{q}| < k_0} \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{1}{[-i\omega + D(\omega)q^2]^2}. \quad (9)$$

Здесь $D(\omega)$ — обобщенный коэффициент диффузии, удовлетворяющий следующему самосогласованному нелинейному интегральному уравнению [6, 7]:

$$\begin{aligned} \frac{D(\omega)}{D_0} &= 1 - \frac{1}{\pi N_0(0)} \frac{D(\omega)}{D_0} \int_{|\mathbf{q}| < k_0} \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{1}{-i\omega + D(\omega)q^2} + \\ &+ \frac{8i}{3\pi} \frac{\mu D_0}{\pi N_0(0)} \int_\omega^\infty d\Omega \int_{|\mathbf{q}| < k_0} \frac{d^3 \mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{q^2}{(-i(\Omega + \omega) + D(\Omega + \omega)q^2)(-i\Omega + D(\Omega)q^2)}, \end{aligned} \quad (10)$$

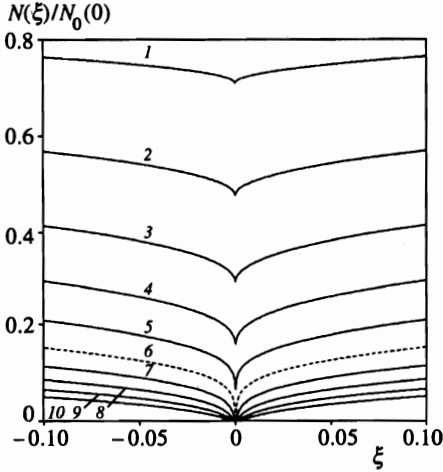


Рис. 1. Плотность состояний системы в случае зоны конечной ширины $2E_F$ при $(8/3\pi)\mu = 1.0$ для различных значений параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$: 1 — 0.1, ..., 5 — 0.5 — в металлической области, 7 — 0.7, ..., 10 — 1.0 — в диэлектрической области. Штриховая кривая 6 соответствует точке перехода металл-диэлектрик. На графике энергия ε в единицах $D_0 k_0^2$

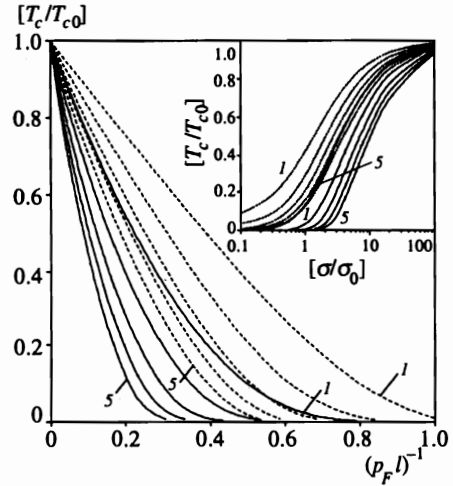


Рис. 2. Дegradация T_c в зависимости от параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ при фиксированной константе спаривания λ ($\lambda = 0.5$ — сплошные кривые, $\lambda = 1.0$ — штриховые кривые) для различных значений константы кулоновского отталкивания $(8/3\pi)\mu$: 1 — 0.2, ..., 5 — 1.0. На вставке приведена зависимость T_c от статической проводимости системы σ для соответствующих значений констант спаривания λ и кулоновского отталкивания μ

где $D_0 = E_F/3m\gamma$ — классический коэффициент диффузии, $\gamma = 1/2\tau$ — борновское затухание, τ — время свободного пробега, $k_0 = \min\{p_F, l^{-1}\}$ — импульс обрезания, p_F — импульс Ферми, l — длина свободного пробега. Приводимые ниже данные по статической проводимости также были получены путем численного решения уравнения (10) [6, 7].

На рис. 1 представлено поведение плотности состояний системы вблизи уровня Ферми, демонстрирующее эволюцию «кулоновской псевдощели» с ростом параметра беспорядка. Именно такое поведение приводит к подавлению температуры сверхпроводящего перехода.

Графики на рис. 2 демонстрируют подавление T_c с ростом параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ для различных значений константы кулоновского отталкивания μ при фиксированной константе спаривания λ . При больших μ с ростом беспорядка $(p_F l)^{-1}$ величина T_c быстро уменьшается и обращается в нуль в металлической области достаточно далеко от перехода металл-диэлектрик. С уменьшением μ падение T_c с ростом беспорядка $(p_F l)^{-1}$ замедляется, и при малых μ и достаточно больших λ (штриховые кривые на рисунке) возникает возможность существования сверхпроводимости в диэлектрической области [2]. Последнее наглядно демонстрируют графики на вставке рис. 2, где приведены зависимости T_c от статической проводимости системы σ для соответствующих значений констант спаривания λ и кулоновского отталкивания μ . При больших μ с уменьшением проводимости σ величина T_c быстро уменьшается и сверхпро-

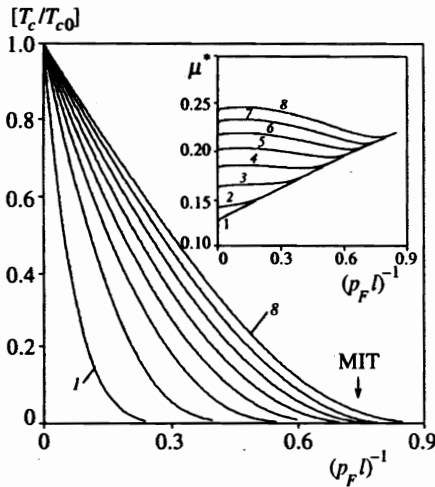


Рис. 3. Деградация T_c в зависимости от параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ при фиксированной константе кулоновского отталкивания $(8/3\pi)\mu = 0.4$ для различных значений константы спаривания λ : 1 — 0.3, 2 — 0.4, ..., 8 — 1.0. На вставке приведена зависимость кулоновского псевдопотенциала μ^* от параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ для соответствующих значений констант спаривания λ и кулоновского отталкивания μ . Стрелкой показано положение точки перехода металл-диэлектрик μ

водимость подавляется в металлической области достаточно далеко от перехода металл-диэлектрик. С уменьшением μ падение T_c замедляется с уменьшением проводимости σ , и при малых μ и достаточно больших λ (штриховые кривые на вставке) T_c остается конечной в пределе $\sigma \rightarrow 0$.

Графики на рис. 3 демонстрируют деградацию T_c с ростом параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ для различных значений константы спаривания λ при фиксированной константе кулоновского отталкивания μ . При малых λ с ростом беспорядка $(p_F l)^{-1}$ величина T_c быстро уменьшается и обращается в нуль в металлической области достаточно далеко от перехода металл-диэлектрик. С увеличением λ уменьшение T_c с ростом беспорядка $(p_F l)^{-1}$ замедляется и при достаточно больших λ сверхпроводимость подавляется только в диэлектрической области. Приведенные на вставке рис. 3 зависимости кулоновского псевдопотенциала μ^* от параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ для соответствующих значений констант спаривания λ и кулоновского отталкивания μ демонстрируют незначительное возрастание кулоновского псевдопотенциала μ^* с ростом беспорядка $(p_F l)^{-1}$ вблизи точки подавления сверхпроводимости. По-видимому, это достаточно естественно, поскольку различные процессы, перенормирующие матричный элемент кулоновского взаимодействия в (2) за счет влияния эффектов андерсоновской локализации и электрон-электронного взаимодействия и приводящие к существенному возрастанию кулоновского псевдопотенциала вблизи перехода металл-диэлектрик [2], в данном случае не рассматриваются.

Подобное поведение T_c в зависимости от статической проводимости σ и от параметра беспорядка наблюдалось экспериментально в ряде неупорядоченных систем, которые остаются сверхпроводящими вблизи вызванного разупорядочением перехода металл-диэлектрик [1, 2, 12–17, 19–21]. Результаты проведенных численных расчетов хорошо согласуются с экспериментами в аморфных сплавах InO_x [14], $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ [15, 16], $\text{Au}_x\text{Si}_{1-x}$ [19–21].

В работе [14] были представлены результаты измерений параметра беспорядка $(p_F l)^{-1}$ для аморфного сплава InO_x , а также данные для T_c и статической проводимости вблизи перехода металл-диэлектрик.

Согласно работам [6, 7] статическая проводимость системы вблизи перехода металл-

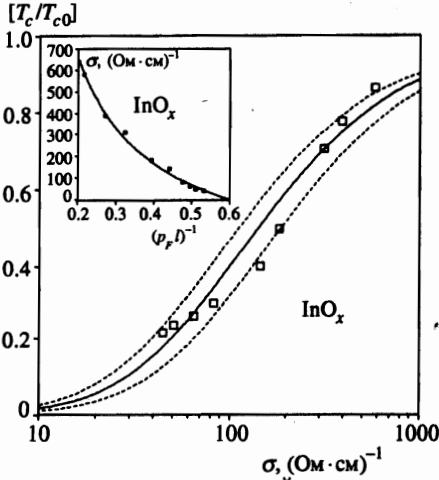


Рис. 4. Поведение T_c в зависимости от статической проводимости σ для аморфного сплава InO_x . На вставке приведены результаты аппроксимации данных для статической проводимости σ в зависимости от параметра беспорядка $(pFl)^{-1}$

диэлектрик имеет следующий вид:

$$\sigma = \sigma_0 [(pFl)W_c(\mu) - 1]. \tag{11}$$

Здесь σ_0 — некоторый характерный масштаб проводимости вблизи перехода металл-диэлектрик, $W_c(\mu)$ — зависящий от константы кулоновского отталкивания параметр беспорядка, соответствующий переходу металл-диэлектрик.

Аппроксимация эксперимента для статической проводимости аморфного сплава InO_x формулой (11) позволяет оценить характерный масштаб проводимости σ_0 и по величине W_c константу кулоновского отталкивания μ . Удовлетворительные корреляции (см. вставку на рис. 3) получены для следующих значений параметров: $\sigma_0 \approx 324.95 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, $W_c \approx 0.606$ и $\mu \approx 1.0$.

На рис. 4 приведено сравнение наших результатов с экспериментальными данными для T_c в зависимости от статической проводимости σ аморфного сплава InO_x с использованием $T_{c0} = 3.41 \text{ К}$, $\omega_D = 112 \text{ К}$ и $E_F = 9.98 \cdot 10^4 \text{ К}$, $[\omega_D/E_F] \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ для чистого In и полученных значений σ_0 и μ , что позволяет оценить константу спаривания λ . Удовлетворительная корреляция получена для $\lambda \approx 0.45$. Штриховые кривые соответствуют значениям $\lambda \approx 0.4$ и 0.5 .

Рассмотрим результаты исследований зависимости T_c и статической проводимости от концентрации Si в аморфных сплавах Nb_xSi_{1-x} [15, 16] и Au_xSi_{1-x} [19–21] вблизи перехода металл-диэлектрик. Полагая для этих систем параметр беспорядка пропорциональным концентрации Si , так что $(pFl)^{-1} \sim 1 - x$, уравнение (11) для статической проводимости вблизи перехода металл-диэлектрик преобразуем к виду

$$\sigma = \sigma_0 \frac{x - x_c}{1 - x}, \tag{12}$$

где x_c — критическая концентрация (соответственно Nb или Au) в точке перехода металл-диэлектрик.

Аппроксимация эксперимента для статической проводимости аморфных сплавов Nb_xSi_{1-x} и Au_xSi_{1-x} формулой (12) позволяет оценить характерный масштаб проводимости σ_0 и критическую концентрацию x_c . Удовлетворительные корреляции (см. вставки на рис. 5 и рис. 6) получены для следующих значений параметров:

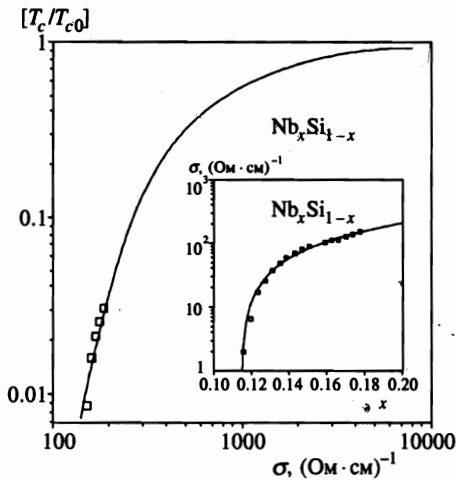


Рис. 5. Поведение T_c в зависимости от статической проводимости σ для аморфного сплава Nb_xSi_{1-x} . На вставке приведены результаты аппроксимации данных для статической проводимости σ в зависимости от концентрации Nb

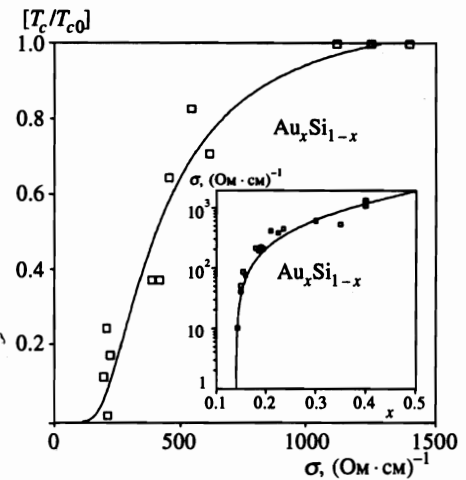


Рис. 6. Поведение T_c в зависимости от статической проводимости σ для аморфного сплава Au_xSi_{1-x} . На вставке приведены результаты аппроксимации данных для статической проводимости σ в зависимости от концентрации Au

$$Nb_xSi_{1-x} : \sigma_0 \approx 1963.9 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}, \quad x_c \approx 0.115;$$

$$Au_xSi_{1-x} : \sigma_0 \approx 2782.13 \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}, \quad x_c \approx 0.14.$$

Графики на рис. 5 и рис. 6 демонстрируют сравнение наших результатов с экспериментальными данными для T_c в зависимости от статической проводимости σ в аморфных сплавах Nb_xSi_{1-x} и Au_xSi_{1-x} с использованием полученных значений σ_0 и следующих значений параметров: $T_{c0} = 9.26 \text{ К}$, $\omega_D = 276 \text{ К}$ и $E_F = 6.18 \cdot 10^4 \text{ К}$, $[\omega_D/E_F] \approx 3.0 \cdot 10^{-3}$ для чистого Nb; $T_{c0} = T_{cmax} \approx 0.86 \text{ К}$, $\omega_D = 170 \text{ К}$ и $E_F = 6.42 \cdot 10^4 \text{ К}$, $[\omega_D/E_F] \approx 0.9 \cdot 10^{-3}$ для Au_xSi_{1-x} ; это сравнение позволяет оценить константу спаривания λ . Полагая для этих систем константу кулоновского отталкивания $\mu \approx 1$, удовлетворительную корреляцию можно получить для Nb_xSi_{1-x} при $\lambda \approx 0.54$ и для Au_xSi_{1-x} при $\lambda \approx 0.62$.

Разумеется, проведенные вычисления, основанные на модели БКШ, являются чрезмерно упрощенными. Последовательный подход к проблеме вычисления температуры сверхпроводящего перехода должен быть основан на решении уравнений Элиашберга и использовании реалистических моделей электрон-электронного взаимодействия [18]. Особенно это касается приведенных выше результатов для достаточно больших значений константы спаривания λ , демонстрирующих возможность существования сверхпроводимости в диэлектрической области. В то же время в настоящей работе мы не задавались вопросом о генезисе исходной T_{c0} в чистой системе, а занимались лишь вопросом о зависимости T_c от беспорядка. В этом смысле результаты могут оказаться качественно применимыми и в области сильной связи. Отметим, что необходим еще и более последовательный учет эффектов беспорядка в матричном элементе кулоновского взаимодействия, с которым связан дополнительный механизм деградации T_c [2-4]. Как уже отмечалось выше, в данной работе учитывались только эффекты образования

«кулоновской псевдощели» в плотности состояний. Возможно, что полученное выше удовлетворительное согласие с экспериментом указывает на доминирующую роль эффектов изменения плотности состояний в механизме деградации T_c , что отмечалось (на уровне малых поправок) еще в работе [5].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16065), а также в рамках проекта IX.1 программы «Статистическая физика» ГКНТ России.

Литература

1. D. Belitz and T. R. Kirkpatrick, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 261 (1994).
2. М. В. Садовский, *СФХТ* **8**, 337 (1995); submitted to *Physics Reports* (1996).
3. P. W. Anderson, K. A. Muttalib, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. B* **28**, 117 (1983).
4. L. N. Bulaevskii and M. V. Sadovskii, *J. Low-Temp. Phys.* **59**, 89 (1985).
5. D. Belitz et al., *Phys. Rev. B* **40**, 111 (1989).
6. Э. З. Кучинский, М. В. Садовский, В. Г. Суворов, М. А. Эркабаев, *ЖЭТФ* **107**, 2027 (1995).
7. Э. З. Кучинский, М. А. Эркабаев, *ФТТ* **39**, 412 (1997).
8. D. Vollhardt and P. Wolfle, in *Electronic Phase Transitions*, ed. by W. Hanke and Yu. Kopayev, North-Holland, Amsterdam (1992), p. 1.
9. M. V. Sadovskii, *Sci. Rev. Phys. A* **7**, 1 (1986).
10. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, *ЖЭТФ* **77**, 2028 (1979).
11. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, ed. by M. Pollak and A. L. Efros, North-Holland, Amsterdam (1984), p. 409.
12. W. L. McMillan and J. Mochel, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 556 (1981).
13. Y. Imry and Z. Ovadyahu, *Z. Phys. Rev. Lett.* **49**, 841 (1982).
14. A. T. Fiory and A. F. Hebard, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 2057 (1984).
15. G. Hertel, D. J. Bishop, E. G. Spencer, J. M. Rowel, and R. C. Dynes, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 743 (1983).
16. D. J. Bishop, E. G. Spencer, and R. C. Dynes, *Sol. Stat. Elect.* **28**, 73 (1985).
17. H. Srikanth, K. P. Rajeev, G. V. Shivashankar, and A. K. Raychaudhuri, *Physica C* **195**, 87 (1992).
18. С. В. Вонсовский, Ю. А. Изюмов, Э. З. Курмаев, *Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений*, Наука, Москва (1997).
19. N. Nishida, M. Yamaguchi, T. Furubayashi, M. Morigaki, H. Ishimoto, and K. Ono, *Sol. Stat. Comm.* **44**, 305 (1982).
20. T. Furubayashi, N. Nishida, M. Yamaguchi, M. Morigaki, and H. Ishimoto, *Sol. Stat. Comm.* **55**, 513 (1985).
21. N. Nishida, T. Furubayashi, M. Yamaguchi, M. Morigaki, and H. Ishimoto, *Sol. Stat. Elect.* **28**, 81 (1985).