

О ВЛИЯНИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА I-V ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ ВТСП

А. Н. Лыков

В рамках теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ), используя микроскопическое обоснование этой теории, сделанное Горьковым, в данной работе найдено распределение потенциала спаривания по толщине сверхпроводящих CuO_2 слоев в купратных ВТСП. Установлено, что потенциал спаривания в них существенно подавляется из-за влияния несверхпроводящих прослоек, что приводит к уменьшению критической температуры этих сверхпроводников. Рассчитаны температурные зависимости эффективной энергетической щели, и вольт-амперные (I-V) характеристики туннельных контактов типа “break junction”, приготовленных из этих сверхпроводников.

Ключевые слова: сверхпроводящие слои, потенциал спаривания, щель в спектре элементарных возбуждений, граничные условия, теория Гинзбурга–Ландау.

1. Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), которые в основном являются купратными соединениями, являются слоистыми сверхпроводниками с сильной анизотропией свойств, то есть со слабым взаимодействием между сверхпроводящими CuO_2 слоями. Для описания их свойств обычно используется теория Лоренса–Дониака [1]. При этом подходе уравнение ГЛ [2] используется для описания электромагнитных свойств сверхпроводящих слоев, а взаимодействие между ними учитывается с помощью дополнительного джозефсоновского члена в свободную энергию, который мало влияет на параметр порядка в сверхпроводящих слоях. Поэтому изучение свойств тонкой сверхпроводящей пластины в рамках теории ГЛ является актуальным и важным для понимания свойств ВТСП. В работе [3] сообщается о результатах изучения численными методами влияния граничных условий на решения системы уравнений Гинзбурга–Ландау для сверхпроводящих пластин в магнитном поле. В работах [4–6] показано, что граничные условия могут приводить в тонких слоях к подавлению параметра порядка

и к уменьшению критической температуры по сравнению с критической температурой массивного материала. В работах [7, 8], используя данный подход, удалось объяснить зависимость критической температуры от числа сверхпроводящих CuO_2 слоев в элементарной ячейке. Таким образом, в отсутствие общепризнанной микроскопической теории, использование теории ГЛ для дальнейшего изучения свойств ВТСП является важным направлением исследований. В данной работе с помощью данного подхода изучались особенности спектра элементарных возбуждений в ВТСП.

2. *Постановка задачи.* В отсутствие магнитного поля уравнение Гинзбурга–Ландау, описывающее параметр порядка, записывается в виде:

$$\nabla^2 \psi + \frac{1}{\xi^2}(\psi - \psi^3) = 0, \quad (1)$$

где ξ – длина когерентности. Здесь направление, перпендикулярное плоскости пластины толщиной d , обозначено через x , причем пластина занимает область $-d/2 \leq x \leq d/2$, а параметр порядка в теории ГЛ записывается в виде $\Psi = |\Psi|e^{i\theta}$, где $|\Psi|$ – модуль и θ – фаза параметра порядка. В данном уравнении используется нормированный параметр порядка $\psi = \Psi/\Psi_0$, где Ψ_0 – равновесное значение параметра порядка в однородном сверхпроводнике без магнитного поля. Для численного решения данного уравнения надо задать граничные условия. В высокотемпературных сверхпроводниках, как известно, длина когерентности $\xi(T=0)$ – мала. Поэтому роль поверхностного члена в выражении для свободной энергии возрастает. Как результат в работе [9] показано, что граничное условие на параметр порядка надо записывать в виде:

$$\partial\psi/\partial x = 1/\Lambda\psi|_s, \quad (2)$$

Λ – феноменологический коэффициент размерности длины, который в работе [9] назван длиной экстраполяции. Для низкотемпературных сверхпроводников длина экстраполяции очень велика [4], что объясняет правомерность обычно используемого граничного условия: $\partial\psi/\partial x = 0|_s$.

Как показано Горьковым [10], уравнения Гинзбурга–Ландау можно получить из микроскопической теории БКШ [11], при этом роль параметра порядка играет потенциал спаривания Δ , амплитуда которого определяет энергетическую щель в спектре возбуждений Δ_0 . В отсутствие полей и токов в однородном сверхпроводнике потенциал спаривания равен энергетической щели сверхпроводника Δ_0 , получаемой из микроскопических расчетов. В случае низкотемпературных сверхпроводников с большой длиной когерентности $\xi(0)$ параметр порядка, а значит и щель в спектре возбуждений остается

равной Δ_0 на границе сверхпроводника и в случае тонких пленок [4]. В этом случае длина экстраполяции стремится к бесконечности. Это обеспечивает возможность измерять щель в спектре элементарных возбуждений Δ_0 с помощью обычных туннельных измерений, в которых участвует поверхностный слой толщиной порядка $\xi(0)$. В случае ВТСП из-за граничного условия (2) параметр порядка подавляется на границе сверхпроводника. Более того, он подавляется в тонких сверхпроводящих слоях, из которых купратные сверхпроводники и состоят. Аналогичным образом должен вести себя и потенциал спаривания $\Delta(x)$, который также подчиняется уравнению (1) с граничными условиями (2). При этом уравнение для потенциала спаривания записывается в виде:

$$\nabla^2 \Delta(x) + \frac{1}{\xi^2(T)} (\Delta(x) - \Delta^3(x)) = 0. \quad (3)$$

В данной работе численными методами решалось уравнение (1), описывающее параметр порядка в отсутствие магнитного поля, или аналогичное ему уравнение (3) с граничными условиями (2). Для этой цели это уравнение путем несложных преобразований приводилось к виду:

$$(\partial\psi/\partial x)^2 = \frac{1}{\xi^2} [\psi(0)^2 - \psi(x)^2 - 0.5(\psi(0)^4 - \psi(x)^4)], \quad (4)$$

а граничные условия при $x = \pm d/2$ записываются в виде:

$$\psi^2(\pm d/2) = 1 + (\xi/\Lambda)^2 - [(1 + (\xi/\Lambda)^2)^2 - 2\psi^2(0) + \psi^4(0)]^{0.5}, \quad (5)$$

где ψ – нормированное значение параметра порядка или нормированное значение потенциала спаривания $\psi = \Delta(x)/\Delta_{0m}$. В данном случае Δ_{0m} – величина щели в спектре возбуждений гипотетического массивного сверхпроводника, состоящего только из слоев CuO_2 . Это значение принимает потенциал спаривания в глубине такого сверхпроводника на большом расстоянии от поверхности. Длина когерентности ξ зависит от температуры, поэтому приведенные выражения являются неявными функциями температуры и формально справедливы при любой температуре T . Однако сами уравнения ГЛ и в частности уравнение (3) применимы лишь в пределе $T \rightarrow T_{\text{см}}$. Данный критерий дает весьма размытую границу применимости метода. При этом существуют примеры, когда формулы и зависимости, полученные в предельном случае, дают верные результаты и в случае, формально не удовлетворяющем рассматриваемому пределу. В этой связи в данной работе нами представлены расчеты и для температур, достаточно удаленных

от T_{cm} . Как правило, при расчетах в рамках теории ГЛ используется следующая температурная зависимость $\xi(T)$, применимая вблизи T_{cm} :

$$\xi = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_{\text{cm}}}}}, \quad (6)$$

$\xi(0)$ – длина когерентности при $T = 0$. Кроме того, для нахождения температурной зависимости величины щели использовалось соотношение, следующее из теории БКШ:

$$\frac{1}{N(0)V_{\text{ep}}} = \int_0^{k_B\Theta_D} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_{0m}^2(T)}} \text{th} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_{0m}^2(T)}}{2k_B T}, \quad (7)$$

k_B – постоянная Больцмана, $N(0)$ – плотность состояний около уровня Ферми для сверхпроводника в нормальном состоянии, Θ_D – дебаевская температура, V_{ep} – энергия взаимодействия электронов в куперовской паре, и ε – энергия свободных электронов. В данном случае $\Delta_{0m}(T)$ – температурная зависимость величины щели в спектре возбуждений гипотетического массивного сверхпроводника, состоящего только из слоев CuO_2 . При этом справедливо соотношение, связывающее Δ_{0m} и T_{cm} :

$$2\Delta_{0m}(0) = 3.52k_B T_{\text{cm}}. \quad (8)$$

Ранее в работах [7, 8], в которых, используя данный подход, удалось объяснить зависимость критической температуры от числа сверхпроводящих CuO_2 слоев, было показано, что $T_{\text{cm}} = 155$ К.

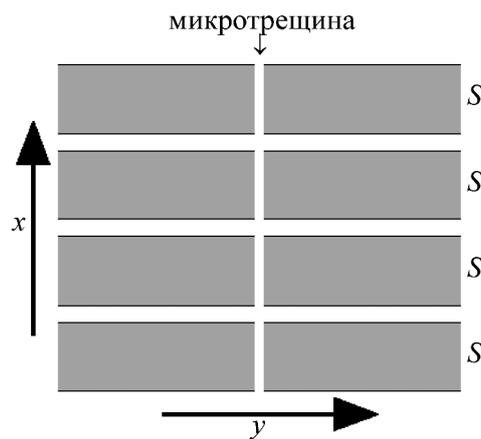


Рис. 1: Схематическое изображение S-I-S контакта типа "break-junction", приготовленного на основе слоистого сверхпроводника.

Для нахождения энергетической щели в спектре возбуждений ВТСП часто используют измерения вольт-амперных характеристик туннельных контактов типа “break junction”. Контакты данного типа формируются на микротрещине, поперечной плоскости CuO_2 слоев. Схематично контакты этого типа показаны на рис. 1. Электропроводимость возникает в этом случае из-за туннелирования электронов в плоскости CuO_2 слоев через энергетический барьер, возникающий в области микротрещины. При расчете туннельных характеристик контактов типа “break junction” использовалась обычная формула для S-I-S контактов, следующая из полупроводниковой модели [12]. При этом сверхпроводящие CuO_2 слои, отмеченные буквой S, разделены между собой несверхпроводящими прослойками. Как показано на рис. 1, туннельный контакт образуется в результате разлома сверхпроводящих слоев. При этом электрический ток I_{SS} направлен вдоль оси y . В процессе проведения расчетов полагается, что при формировании туннельного контакта сдвиг CuO_2 слоев не возникает. Учитывая, что из-за граничных условий (2) параметр порядка ψ и потенциал спаривания Δ зависят от координаты x , ток, протекающий через туннельный контакт, также зависит от этой координаты:

$$I_{SS}(x) = k \int \frac{|E - eV|}{[(E - eV)^2 - \Delta(x)^2]^{1/2}} \frac{|E|}{(E^2 - \Delta(x)^2)^{1/2}} [f(E - eV) - f(E)] dE, \quad (9)$$

где k – размерный коэффициент, e – заряд электрона, E – энергия возбуждений в сверхпроводниках или энергия электронов в полупроводниковой модели S-I-S контактов, $f(E)$ – функция Ферми и V – приложенное к контакту напряжение. Для нахождения полного тока, текущего через указанный туннельный контакт, и I-V характеристик необходимо проинтегрировать ток $I_{SS}(x)$ по всему сечению туннельного контакта.

3. *Результаты и обсуждение.* Поскольку целью нашей работы является изучение влияния новых граничных условий на свойства купратных ВТСП, при проведении расчетов мы полагали, что сверхпроводящая пластина образована близко расположенными CuO_2 слоями, число которых (n) в каждой элементарной ячейке может меняться от 1 до 3. Параметры T_c и Λ брались близкими к величинам, использовавшимся в работах [7, 8]. На рис. 2(а) и 2(б) показаны примеры распределения параметра порядка по толщине сверхпроводящего слоя, рассчитанные с помощью решения уравнения (4) с граничными условиями (5). Начало координат по оси абсцисс соответствует центру пластины. Рис. 2(а) соответствует $n = 1$, а рис. 2(б) – $n = 3$. Как видно из рисунка, новые граничные условия приводят к подавлению параметра порядка и, следовательно, потенциала спаривания на границах пластины. Причем более сильное подавление наблюдается в случае тонкой пластины с $n = 1$, вместе с тем в толстой пластине с $n = 3$ наблюдается

значительно большее изменение параметра порядка. Толщина одного CuO слоя полагалась равной 2.4 \AA . Таким образом, в данной работе уравнения макроскопической теории ГЛ переносятся на микроскопический диапазон длин, что требует дополнительного рассмотрения и обоснования. Однако такое обоснование выходит за рамки настоящей работы.

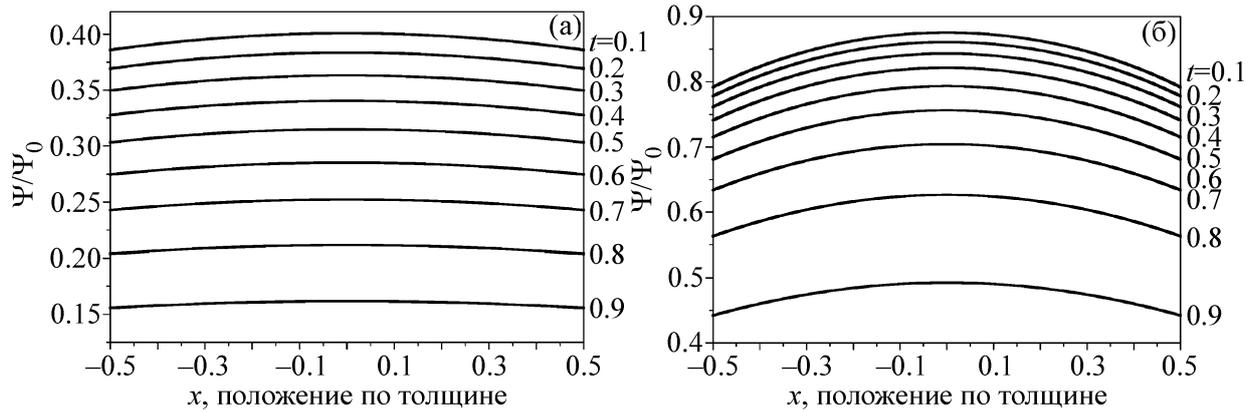


Рис. 2: Примеры распределения параметра порядка по толщине сверхпроводящего слоя, рассчитанные с помощью решения уравнения (4) с граничными условиями (5). В данном случае используются параметры висмутовых сверхпроводников типа $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{4+2n}$. Рис. 2(а) соответствует сверхпроводящему слою с $n = 1$ (одна плоскость CuO_2 в элементарной ячейке), а рис. 2(б) – $n = 3$ (три плоскости CuO_2).

Пример рассчитанных с помощью соотношения (9) $I(V)$ зависимостей показан на рис. 3. $\Delta_m(0)$ – величина щели, следующая из теории БКШ, массивного сверхпроводника с критической температурой T_{cm} , равной 155 К, которые связаны между собой соотношением (8). Главным отличием рассчитанных таким образом $I(V)$ зависимостей является увеличение по напряжению ширины области, в которой происходит резкое увеличение проводимости туннельного контакта. Это объясняется зависимостью потенциала спаривания Δ от координаты x , примеры которой показаны на рис. 2(а) и 2(б).

На рис. 4(а) и 4(б) показаны примеры температурных зависимостей усредненного по толщине пластины потенциала спаривания $\langle \Delta(x) \rangle$. Из уравнения (7) следует, что вблизи критической температуры зависимость $\Delta_{0m}(T)$ ведёт себя как $(T_{\text{cm}} - T)^{1/2}$. При конечных значениях Λ (в нашем случае $\Lambda = 10$), как показывают расчеты, корневой вид температурной зависимости усредненного по толщине пластины потенциала спаривания $\langle \Delta(x) \rangle \sim (T_c - T)^{1/2}$ сохраняется. Здесь стоит отметить, что данный результат

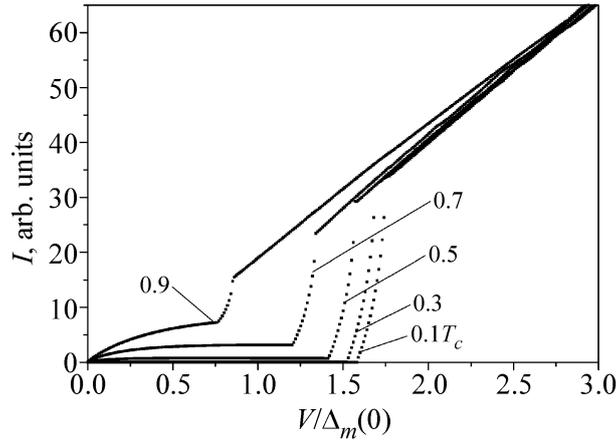


Рис. 3: Пример рассчитанных с помощью соотношения (9) $I(V)$ зависимостей изучаемых туннельных контактов. В данном случае используются параметры висмутитовых сверхпроводников типа $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. В частности, предполагалось, что $T_c(n = 3) = 115$ K.

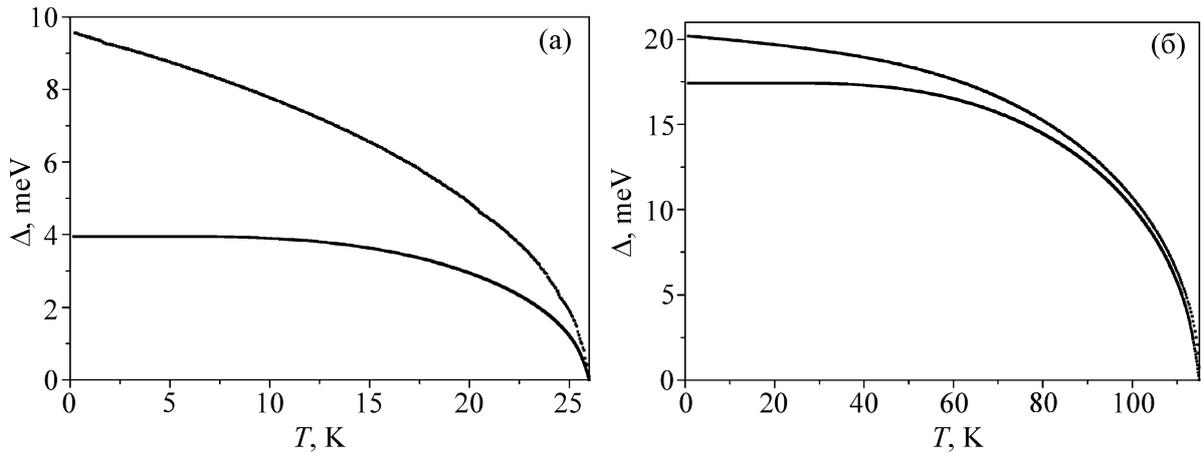


Рис. 4: Верхние кривые на обоих рисунках показывают примеры температурных зависимостей усредненного по толщине пластины потенциала спаривания $\langle \Delta(x) \rangle$. Рис. 4(а) соответствует сверхпроводящему слою с $n = 1$, а рис. 4(б) – $n = 3$. Нижние кривые на обоих рисунках показывают температурные зависимости величины энергетической щели $\Delta(T)$, получаемые в теории БКШ.

не является тривиальным. Вид температурной зависимости задается температурными зависимостями длины когерентности ξ и величины щели в спектре возбуждений гипотетического массивного сверхпроводника, состоящего только из слоев CuO_2 вблизи

$T_{\text{см}}$. В случае учета влияния границы (конечные значения Λ) критическая температура пластины уменьшается, при этом в окрестности этой температуры $\xi(T)$ и $\Delta_{0m}(T)$ в силу соотношений (6), (7) имеют конечные значения. В работе [5] такой характер температурных зависимостей объясняется с помощью учета дополнительного поверхностного члена в функционале свободной энергии Гинзбурга–Ландау, который и приводит к граничным условиям вида (2). В этой работе получено следующее соотношение в обычных размерных единицах для температурной зависимости параллельного поверхности пластины критического магнитного поля вблизи критической температуры:

$$H_c = \frac{\sqrt{3}\Phi_0}{\pi d} \left[\frac{1}{\xi^2(T)} - \frac{2}{\Lambda d} \right]^{0.5} = \frac{\sqrt{3}\Phi_0}{\pi d \xi(0)} \left[\frac{T_c - T}{T_{\text{см}}} \right]^{0.5}, \quad (10)$$

где Φ_0 – квант магнитного потока. Формула получена в предположении, что толщина пластины много меньше длины когерентности ξ . Наши численные расчеты показывают, что такой корневой характер зависимости $\Delta(T)$ сохраняется в широком диапазоне температур.

Для сравнения на рис. 4(а) и 4(б) показаны температурные зависимости величины энергетической щели $\Delta(T)$, получаемые в теории БКШ из соотношения (7), а $\Delta(0)$ получается из соотношения (8). При этом вместо $T_{\text{см}}$ используется $T_c(n)$. Рис. 4(а) соответствует $n = 1$, а рис. 4(б) – $n = 3$. Обращает на себя внимание, что отношение $\frac{2\langle\Delta(x)\rangle}{k_B T_c(n)}$ существенно превышает 3.52, которое получается в теории БКШ. При $n = 1$ это отношение равно 8.57, а при $n = 3$ – 4.07. Вычисления, проведенные в нашей работе при $n = 2$, показывают, что это отношение также существенно больше 3.52 и равно 4.62. Отметим, что увеличение отношения $\frac{2\Delta(T=0)}{k_B T_c(n)}$ неоднократно наблюдалось на эксперименте [13–16].

В заключение отметим, что в данной работе найдено распределение потенциала спаривания по толщине сверхпроводящих CuO_2 слоев в купратных ВТСП. Установлено, что потенциал спаривания в них существенно подавляется из-за влияния несверхпроводящих слоев, что приводит к уменьшению критической температуры этих сверхпроводников. Рассчитаны температурные зависимости эффективной энергетической щели и вольт-амперные характеристики туннельных контактов типа “break junction”, приготовленные из этих сверхпроводников. Произведено сравнение полученных зависимостей с аналогичными зависимостями, следующими из теории БКШ. Было показано, что в туннельных исследованиях на ВТСП возможно измеряется не щель в спектре элементарных возбуждений Δ_{0m} , а некоторое усредненное значение потенциала спаривания

$\langle \Delta(x) \rangle$ и наоборот, наблюдаемая в некоторых экспериментах псевдощель – это следы реальной щели Δ_{0m} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] W. E. Lawrence and S. Doniach, Proc. of Conference LT-12, Kyoto, 1970 (Acad. Press of Japan, Kyoto, 1970), p. 361.
- [2] В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **20**, 1064 (1950).
- [3] П. И. Безотосный, С. Ю. Гаврилкин, А. Н. Лыков и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **41** (6), 3 (2014).
- [4] P. G. De Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
- [5] J. Simonin, Phys. Rev. B **33**, 7830 (1986).
- [6] Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **48**, 1759 (1965).
- [7] А. Н. Лыков, Phys. Lett. A **372**, 4747 (2008).
- [8] А. Н. Лыков, International Journal of Modern Physics B **23**, 4269 (2009).
- [9] Е. А. Андриюшин, В. Л. Гинзбург, А. П. Силин, УФН **163**, 105 (1993).
- [10] Л. П. Горьков, ЖЭТФ **36**, 1918 (1959).
- [11] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. B **108**, 1175 (1957).
- [12] J. Nicol, S. Shapiro, and P. H. Smith, Phys. Rev. Lett. **5**, 461 (1960).
- [13] Я. Г. Пономарев, УФН **172**, 705 (2002).
- [14] S. I. Vedenev, A. G. M. Jansen, P. Sanuely, et al., Phys. Rev. B **49**, 9823 (1994).
- [15] S. I. Vedenev, A. G. M. Jansen, and P. Wyder, Physica B **300**, 38 (2001).
- [16] S. I. Vedenev and D. K. Maude, Phys. Rev. B **72**, 144519 (2005).

Поступила в редакцию 20 октября 2014 г.