

02,13,12

О возможности фононного механизма сверхпроводимости в купратных ВТСП

© А.Н. Лыков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: lykovan@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 13 января 2022 г.

В окончательной редакции 26 июня 2022 г.

Принята к публикации 27 июня 2022 г.

Рассмотрены некоторые особенности электронно-фононного механизма в купратных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) для объяснения их свойств. Показано, что взаимодействие электронов со слабо фиксированными ионами кислорода в кристаллической решетке может приводить к сильному электрон-фононному взаимодействию, и это объясняет высокие критические температуры в купратных ВТСП. На основе данного подхода объяснено наличие максимума T_c в гомологических рядах купратных ВТСП и предложен метод поиска новых ВТСП с более высокими критическими температурами.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, электрон-фононное взаимодействие, граничные условия, теория Гинзбурга–Ландау, ионы кислорода, модель „желе“.

DOI: 10.21883/FTT.2022.11.53313.276

1. Введение

Открытие Беднорцем и Мюллером высокотемпературной сверхпроводимости в купратных соединениях [1] стимулировало появление множество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению свойств этих сверхпроводников, и привело к большому прогрессу в направлении широкого использования сверхпроводящих устройств на практике. К сожалению, необходимо отметить, что, несмотря на достигнутые успехи, до сих пор не существует общепринятой теории ВТСП, в результате чего поиск новых материалов был преимущественно эмпирическим. Механизм высокотемпературной сверхпроводимости в купратах остается захватывающей темой исследования. При этом отметим, что на наш взгляд для объяснения свойств ВТСП недостаточное внимание уделяется электрон-фононному механизму, разработанному Бардиным–Купером–Шриффером (БКШ) [2]. Это можно объяснить следующими причинами. Во-первых, высокотемпературная сверхпроводимость была обнаружена в довольно неожиданном классе материалов — соединениях на основе оксидов переходных металлов. Во-вторых, эти сверхпроводники проявляют некоторые свойства, несовпадающие с предсказаниями теории БКШ, что естественно приводит к утверждению о том, что в ВТСП должен работать какой-то новый механизм сверхпроводимости. Например, одним из доказательств существования фононного механизма сверхпроводимости является наблюдение изотопического эффекта. Это объясняется зависимостью критической температуры (T_c) от дебаевской температуры (Θ_D), которая в свою очередь зависит от массы ионов сверхпроводника: $\Theta_D \sim M^{-0.5}$. В куп-

ратных ВТСП наблюдается зависимость критической температуры от массы изотопов элементов, образующих кристаллическую решетку сверхпроводника. Однако необходимо отметить, что изотопический эффект в высокотемпературных сверхпроводниках сильно отличается от изотоп-эффекта в классических низкотемпературных сверхпроводниках (металлы, системы А-15 и т.д.). К примеру, индекс изотопического эффекта по кислороду при замене атома O^{16} на более тяжелый изотоп O^{18} для классической ВТСП-системы $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ составляет не 0.5, как предсказывает теория БКШ, а всего лишь около 0.1 [3]. В третьих, это связано с предсказаниями, сделанными ранее в рамках теории БКШ, о том, что критическая температура сверхпроводящего перехода не может превышать 35–40 К [4].

Для оценки критической температуры в рамках фононного механизма сверхпроводимости часто используется формула, полученная в работе Макмиллана [4]:

$$T_c = \frac{\Theta_D}{1.45} \exp \left[-\frac{1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu(1 + 0.62\lambda)} \right], \quad (1)$$

Здесь λ — параметр электрон-фононного взаимодействия, μ — параметр, определяющий величину кулоновского взаимодействия между электронами ($\mu \sim 0.1$). Для λ в фононном механизме сверхпроводимости справедливо соотношение

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \frac{\alpha^2(\omega)F(\omega)d\omega}{\omega}, \quad (2)$$

где $F(\omega)$ — плотность фононных состояний как функция частоты (ω) и $\alpha^2(\omega)$ — мера связи электронов с фононами. Произведение этих функций $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ занимает

важное место в теории электрон-фононного взаимодействия и его можно рассматривать как усредненное по поверхности Ферми электрон-фононное взаимодействие. Подробно информацию об этом взаимодействии можно найти в работе Элиашберга [5] и в монографии [6]. В случае слабой связи ($\lambda \ll 1$) формула (1) переходит в формулу БКШ для критической температуры

$$T_c \simeq \Theta_D e^{-1/g}, \quad (3)$$

где $g = \lambda - \mu$. Таким образом, эти предсказания были сделаны на основе формул (1), (3), действительных в случае сравнительно слабого электрон-фононного взаимодействия, которое обеспечивает притяжение между электронами и приводит к образованию так называемых куперовских пар, которые существуют в одном и том же квантово-механическом состоянии в теории БКШ.

Кроме того, в сверхпроводниках с сильным электрон-фононным взаимодействием возникает проблема неустойчивости кристаллической решетки, что является одним из ограничений на максимально возможную критическую температуру сверхпроводящего перехода. Как видно из формул (1), (3), критическая температура увеличивается с увеличением электрон-фононного взаимодействия, поэтому большое T_c должно быть в сверхпроводниках с большим λ . Таким образом, использование формул, полученных в пределе слабого электрон-фононного взаимодействия, не совсем корректно для оценки предела возможных величин T_c . Все это стимулирует появление работ, посвященных нефононным механизмам сверхпроводимости [7]. С другой стороны, электрон-фононное взаимодействие всегда существует в проводниках и, без сомнения, его следует учитывать при анализе свойств ВТСП. Более того, этот механизм сверхпроводимости развит лучше других.

Отметим наиболее важные свойства купратных ВТСП. Первое, эти сверхпроводники проявляют обычные свойства: саму сверхпроводимость, диамагнетизм и существование фазового перехода II рода — сверхпроводящее-нормальное состояние. В нормальном несверхпроводящем состоянии купратные сверхпроводники обычно проявляют дырочный механизм проводимости. Кроме того, ступеньки Шапиро на I–V зависимостях джозефсоновских переходов, созданных на основе ВТСП [8] и квантование потока в этих сверхпроводниках [9] показывают, что сверхпроводимость в них обусловлена спариванием элементарных носителей заряда, как в нормальных сверхпроводниках. В купратных ВТСП — это дырки. Наиболее распространенным способом варьирования концентрации дырок является изменение содержания кислорода в этих соединениях. Поскольку купратные сверхпроводники являются сложными нестехиометрическими оксидами, изменение концентрации кислорода достигается их термообработкой при различных температурах в атмосфере с контролируемым давлением кислорода и последующей закалкой.

В настоящее время широко признано, что ВТСП характеризуются дальнедействующим параметром порядка, вызванным конденсацией куперовских пар, аналогичным тому, который представлен в теории БКШ. В отличие от сверхпроводящих металлов в купратах куперовские пары состоят из двух дырок [10,11].

Во-вторых, хотя существуют сотни соединений с высоким значением T_c , все они имеют слоистую структуру, состоящую из одной или нескольких плоскостей CuO_2 [12,13]. Их отношение удельного сопротивления вдоль оси „с“ элементарной ячейки, перпендикулярной плоскостям CuO_2 , к удельному сопротивлению вдоль этих плоскостей (ρ_c/ρ_{ab}), в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ составляет около 50, а в случае наиболее анизотропного купратного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ оно достигает величины порядка 10^6 . Купратные сверхпроводники часто классифицируются на основе идеи гомологических рядов слоистых медных оксидов. Эти сверхпроводники имеют блоки CuO_2 плоскостей, которые находятся на небольшом расстоянии друг от друга в элементарной ячейке и отличаются только их числом (n). Хорошо известно, что блоки плоскостей CuO_2 образуют сверхпроводящие слои. Пока число плоскостей CuO_2 в комплексах меньше 4 ($n < 4$), при увеличении числа плоскостей наблюдается повышение критической температуры, и для $n = 3$ достигается максимум T_c . При дальнейшем увеличении n наблюдается уже уменьшение T_c . Например, критические температуры ртутных купратных соединений $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2+2n+\delta}$ вначале растут с увеличением n : $T_c = 97$ К для однослойной фазы ($n = 1$), $T_c = 127$ К для $n = 2$, $T_c = 135$ К для $n = 3$. Отметим, что последнее значение T_c является рекордным значением критической температуры при отсутствии давления, приложенного к сверхпроводнику. При дальнейшем увеличении количества CuO_2 плоскостей в элементарной ячейке критическая температура уменьшается: $T_c = 126$ К для $n = 4$, $T_c = 110$ – 114 К для $n = 5$, $T_c = 96$ – 100 К для $n = 6$ и $T_c = 88$ К для $n = 7$ [12]. Подобный колоколообразный характер зависимости $T_c(n)$ наблюдается также в Bi- и Tl-купратных сверхпроводниках [13,14]. Для объяснения данного эффекта были предложены несколько феноменологических теорий, основанных на предположении о распределении плотности дырок по CuO_2 плоскостям и на учете взаимодействия этих плоскостей между собой и с соседними несверхпроводящими плоскостями [15–17]. При этом каждая CuO_2 плоскость характеризуется своим параметром порядка и своей критической температурой, которые определяются плотностью дырок в них. Для объяснения колоколообразного характера зависимости $T_c(n)$ авторы [17] сделали дополнительное предположение о перераспределении зарядов между слоями внутри элементарной ячейки.

Отметим, что интерес к купратным ВТСП не уменьшился даже после открытия сверхпроводимости в гидриде серы с $T_c = 200$ К и в гидридах других металлов [18,19]. Это связано с тем, что все эти гидриды

достигают своих максимальных T_c при очень высоких давлениях, свыше 150 GPa, что является препятствием для их применения.

2. Теория Гинзбурга–Ландау в ВТСП

Несмотря на то, что не существует общепринятой микроскопической теории ВТСП, применение макроскопической теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) [20] к этим сверхпроводникам никем не оспаривается. В работе Горькова [21] дано строгое обоснование их справедливости в рамках электрон-фононного механизма сверхпроводимости, и уравнения ГЛ были получены на основе микроскопической теории БКШ. Теория ГЛ с учетом слоистой структуры ВТСП хорошо описывает электромагнитные свойства этих сверхпроводников. Для длинной и широкой сверхпроводящей пластины без магнитного поля и тока система уравнений ГЛ сводится к одному уравнению для модуля параметра сверхпроводящего порядка (Ψ). Предполагая, что ось „ x “ перпендикулярна поверхности пластины толщиной d , а начало координат располагается в центре пластины, так что $-d/2 \leq x \leq d/2$, это уравнение записывается в виде

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{\xi(T)^2} (\psi - \psi^3) = 0, \quad (4)$$

где $\xi(T)$ — зависящая от температуры (T) длина когерентности ГЛ. В этом уравнении используется нормированный параметр порядка $\psi = \Psi/\Psi_0$, где Ψ_0 значение параметра порядка в однородном сверхпроводнике в нулевом магнитном поле. Данное уравнение использовалось в работе [22,23] для описания свойств сверхпроводящих CuO_2 слоев в ВТСП, при этом взаимодействие между ними не учитывалось. Строго говоря, в купратных сверхпроводниках, которые обычно рассматриваются как набор квазидвумерных сверхпроводящих слоев, связанных слабым джозефсоновским взаимодействием, уравнения ГЛ должны быть модифицированы. Например, Лоуренс и Дониак разработали модель слоистых сверхпроводников, в которой параметр порядка определяется только в сверхпроводящих слоях, а свободная энергия сверхпроводника равна сумме свободной энергии ГЛ для каждого сверхпроводящего слоя и энергии взаимодействия джозефсоновских контактов, обеспечивающих связь между этими слоями [24]. В уравнении (4) не учитывается джозефсоновская связь между сверхпроводящими слоями, так как она слабо влияет на параметр порядка сверхпроводника, из которого изготовлен данный контакт. Это подтверждается экспериментальным фактом, что в купратных ВТСП сверхпроводимость сохраняется в ультратонких пленках (толщиной в половину элементарной ячейки) и, например, T_c таких ультратонких пленок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ равна критической температуре этого сверхпроводника [25]. Поэтому изучение свойств тонкого сверхпроводящего слоя в рамках теории ГЛ является актуальной и важной

задачей для понимания свойств ВТСП. Таким образом, мы можем использовать обычное одномерное уравнение ГЛ (4) для пластины, изготовленной из гипотетического однородного сверхпроводника с высоким T_c . ξ — в данном случае является длиной когерентности ГЛ в направлении оси „ x “. Хорошо известно, что $\xi(T=0)$ чрезвычайно мала в сверхпроводниках с высоким T_c . Разные авторы определяют ее в промежутке от 2 до 5 Å, т. е. она имеет порядок и даже меньше, чем межплоскостные расстояния в ВТСП.

Одной из особенностей ВТСП является необходимость использования новых граничных условий для решения уравнения (4) в теории ГЛ:

$$\partial\psi/\partial x = \pm\psi/\Lambda|_s, \quad (5)$$

где Λ — феноменологический коэффициент, который в работе [26] называется длиной экстраполяции. На необходимость использования таких граничных условий было уже указано в нобелевской лекции Беднорца и Мюллера [27]. Ранее Симонин [28] показал, что данное граничное условие является результатом наличия дополнительного поверхностного члена к свободной энергии ГЛ. Для сверхпроводников с низким T_c длина экстраполяции очень велика в сравнении с периодом кристаллической решетки, что объясняет справедливость обычно используемого граничного условия

$$\partial\psi/\partial x = 0|_s. \quad (6)$$

Было обнаружено, что новое граничное условие приводит к понижению параметра порядка и снижению критической температуры ($T_c(d)$) тонких сверхпроводящих пластин. Критическая температура пластины уменьшается с уменьшением толщины d , и при некоторой температуре T сверхпроводимость в пластине исчезает, как только $d = d_c(T)$. Уравнение (4) и граничное условие (5) приводят к выражению, определяющему эту толщину пленки

$$d_c(T) = 2\xi(T) \tan^{-1}[\xi(T)/\Lambda]. \quad (7)$$

Очевидно, что эта формула в неявной форме определяет зависимость $T_c(d)$. Таким образом, $T_c(d)$ ниже критической температуры объемного сверхпроводника. Новое граничное условие было применено к тонким пленкам из металлических сверхпроводников, где оно успешно объяснило снижение критической температуры, наблюдаемое в тонких пленках Nb, Pb и Bi. Более того, эти граничные условия были применены также к случаю комплексов CuO_2 плоскостей, которые являются основными структурными элементами, ответственными за сверхпроводимость в купратных соединениях с высоким T_c [22,23]. При этом параметр порядка оказался значительно подавлен несверхпроводящими слоями, которые разделяют плоскости CuO_2 . Как и в случае сверхпроводящих металлических пленок, такое граничное воздействие должно приводить к снижению критической температуры этих сверхпроводников. В работах [22,23]

был сделан вывод о том, что количество плоскостей CuO_2 , которые находятся на небольшом расстоянии друг от друга в единичной ячейке, должно быть увеличено для увеличения T_c купратных сверхпроводников. Такая тенденция объясняется тем, что с увеличением толщины сверхпроводящих слоев влияние несверхпроводящих прослоек уменьшается, приводя к увеличению параметра порядка. В результате использования такого подхода было показано, что в купратных ВТСП T_c должно стремиться к 155 К при увеличении числа CuO_2 $n > 3$, а в купратных сверхпроводниках на основе ртути при приложении давления T_c должно стремиться к 190 К.

К сожалению, это противоречит экспериментальной ситуации, в которой максимум в T_c достигается для $n = 3$ и в дальнейшем наблюдается снижение критической температуры с увеличением числа плоскостей CuO_2 в сверхпроводящих комплексах. Очевидно, что для объяснения этого противоречия необходимо более подробно рассмотреть процессы в купратных сверхпроводниках, прежде всего, процессы на границах, разделяющих сверхпроводящие и несверхпроводящие слои (SN). Одной из возможных причин, объясняющих такое уменьшение, является то, что с увеличением количества CuO_2 плоскостей уменьшается плотность носителей заряда (дырок) в них, основным источником которых полагаются несверхпроводящие прослойки между сверхпроводящими комплексами. Однако имеется большое количество методов, чтобы решить эту проблему. Поэтому отсутствие прогресса в повышении T_c ВТСП с $n > 3$ указывает на то, что надо искать другую причину уменьшения критической температуры с увеличением толщины сверхпроводящих слоев, другими словами, с увеличением количества плоскостей CuO_2 в сверхпроводящих слоях. Можно предположить, что такое уменьшение указывает на существование на SN границах процессов, стимулирующих сверхпроводимость. Очевидно, это очень важно для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

3. Роль граничных явлений в купратных ВТСП

Купратные сверхпроводники обладают рядом особенностей, которые особенно важны с точки зрения фоновонного механизма сверхпроводимости. К примеру на рис. 1, *a, b* показаны элементарные ячейки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$. Кристаллическая структура этих сверхпроводников содержит большое количество ионов кислорода, атомная масса которых существенно меньше атомной массы ионов обычных металлических сверхпроводников: Nb, Pb, Sn и др. Особенно много ионов кислорода вблизи сверхпроводящих слоев. Похожие плоскости существуют и в Тl- и в Bi-купратных сверхпроводниках. В разных купратных сверхпроводниках эти плоскости различаются только типом ионов, располагающихся между ионами кислорода. Существование боль-

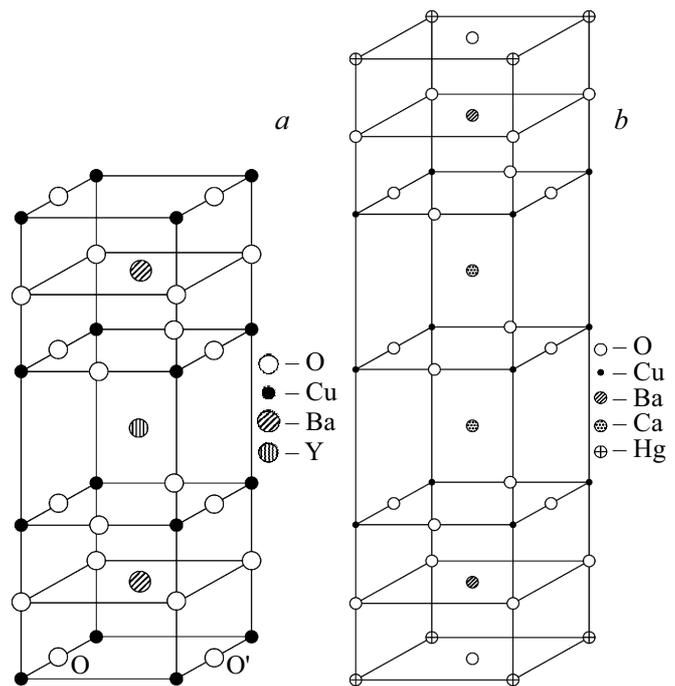


Рис. 1. *a* — элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$. Для $\delta = 1$ оба положения O, и O' заняты ионами кислорода. Для $\delta = 0.5$ занято либо O, либо O'. *b* — элементарная ячейка $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_9$.

шого количества ионов кислорода в кристаллической структуре купратных ВТСП важно для фоновонного механизма притяжения носителей заряда: электронов или дырок в них. Когда такой заряд пролетает недалеко от какого-то неподвижного иона, то он передает ему определенный импульс p . Таким образом, в результате столкновения ион получает кинетическую энергию $p^2/2M$ от пролетевшего заряда. При этом на ионы действуют упругие силы со стороны соседних ионов, которые препятствуют перемещению ионов. Другими словами, кинетическая энергия превращается в потенциальную энергию в соответствии с законом Гука, и смещение (y) иона от равновесного положения определяется соотношением

$$\frac{p^2}{2M} = \frac{ky^2}{2}, \quad (8)$$

где k — упругая константа. Как видно из этого соотношения, смещение y обратно пропорционально $M^{-0.5}$, т.е. это смещение особенно велико для ионов кислорода в купратных ВТСП. Чем больше это смещение иона, тем больше возникающий избыточный положительный заряд в случае двигающегося электрона или отрицательного в случае двигающейся дырки и, следовательно, больше энергия связи двух электронов или дырок.

Некоторые особенности этих процессов в купратных сверхпроводниках можно проанализировать с помощью диэлектрической проницаемости, являющейся функцией частоты в рамках плазменной модели „желе“ [6,29]. В рамках этой модели рассматриваются две взаимо-

действующие системы зарядов: электронная и ионная плазмы, которая образована положительно заряженными ионами с неэкранированным кулоновским взаимодействием. Причем ионы рассматриваются как жидкость, то есть не учитывается кристаллическая структура вещества. Собственными модами колебаний такой системы являются плазменные колебания. Описание электрон-ионной системы с помощью такого подхода ранее широко использовалось в теории сверхпроводимости. В рамках данной модели притяжение между электронами возникает из-за отрицательной диэлектрической проницаемости в области частот $0 < \omega < \omega_D$, ω_D — дебаевская частота.

В купратных ВТСП обычно наблюдается дырочная проводимость, поэтому в рамках модели „желе“ надо рассматривать две взаимодействующие системы зарядов: дырок и ионов, прежде всего, это — отрицательно заряженные ионы кислорода. К примеру, сверхпроводник $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ содержит как положительные ионы Y^{3+} , Ba^{2+} , Cu^{2+} (наиболее стабильные из ионов меди) так и отрицательные ионы — O^{2-} . Отметим, что в случае $\delta = 0.5$ сверхпроводник не должен содержать дырки в силу простого соотношения для элементарной ячейки: $1 * 3 + 2 * 2 + 3 * 2 - 6.5 * 2 = 0$.

Обычно сверхпроводимость наблюдается при $\delta > 0.5$, то есть в случае избытка отрицательно заряженных ионов кислорода, что и приводит к дырочной проводимости в этом материале. Таким образом, в случае $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ несверхпроводящие прослойки между сверхпроводящими комплексами действительно определяют плотность носителей заряда в этом сверхпроводнике. При этом для качественного понимания происходящих процессов плазменные колебания положительно заряженных металлических ионов не учитываются. Особенно много ионов кислорода располагается как раз вблизи сверхпроводящих плоскостей CuO_2 . В случае сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ в элементарной ячейке возможно разное количество ионов кислорода в соседних элементарных ячейках. Возможно либо 1, либо 2 иона в случае $0.5 < \delta < 1$ в кислородных цепочках. На рис. 1, а они отмечены буквами О и О'. Ионы кислорода в плоскости, где располагаются эти цепочки, могут образовывать упорядоченные структуры, вид которых зависит от δ , при этом положение остальных ионов в кристаллической структуре не меняется [30], что должно приводить к большей устойчивости решетки при колебаниях ионов кислорода. Напомним, что устойчивость решетки относительно перехода в другую несверхпроводящую фазу при сильном электрон-фононном взаимодействии является важным ограничением в электрон-фононном механизме сверхпроводимости [6]. С другой стороны, это должно приводить к большей подвижности ионов кислорода по сравнению с ионами металлов в кристаллических структурах простых сверхпроводников. Кроме того, как было показано в работе [31], амплитуда колебаний ионов кислорода в цепочках в несколько раз превышает амплитуды колебаний других ионов. Эти

свойства ионов кислорода в купратных ВТСП являются дополнительным аргументом в пользу применимости модели „желе“ для анализа процессов в ВТСП. Таким образом, такая неоднородность кристаллической структуры очевидно должна приводить к уменьшению величине упругой константы k в этих цепочках, что в соответствии с соотношением (8) должно приводить к увеличению энергии притяжения между движущимися дырками. В дальнейшем в настоящей работе предполагается, что в купратных сверхпроводниках дырочная плазма располагается в CuO_2 плоскостях, а ионная плазма образована ионами кислорода, плотность которых особенно велика на границах этих плоскостей. Плазменная модель широко используется для анализа свойств сверхпроводящих металлов. Из-за эффекта экранирования, как показано в этой модели, диэлектрическая проницаемость может принимать отрицательные значения в частотном интервале $0 < \omega < \omega_i$. Здесь ω_i — плазменная частота ионов, которая определяет среднюю частоту колебаний ионов, являющейся аналогом дебаевской частоты

$$\omega_i = \left(\frac{4\pi n_i e_i^2}{M} \right)^{0.5}, \quad (9)$$

где n_i и e_i — концентрация и заряд ионов. Отрицательная диэлектрическая проницаемость приводит к взаимному притяжению пары электронов в сверхпроводящих металлах или дырок в случае купратных ВТСП. Как показано в монографии [6], энергия взаимодействия между электронами в модели „желе“ определяется следующим соотношением:

$$U_0(\gamma) = \frac{\beta}{2(1-\gamma^{-2})} \cdot \ln \left| 1 + \frac{1}{\beta}(1-\gamma^{-2}) \right|, \quad (10)$$

где $\beta = \frac{e^2 m}{(2\pi^2 n_c)^{1/3} \pi \hbar^2}$, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, m — масса электрона (дырки), n_c — концентрация электронов (дырок) и $\gamma = \omega/\omega_i$.

На рис. 2 показана эта энергия взаимодействия, рассчитанная по формуле (10), для разных значений параметра β . Очевидно, плазменная частота увеличивается с уменьшением массы ионов, т.е. ω_i кислородной плазмы существенно выше, чем плазменная частота ионов простых металлических сверхпроводников типа Nb, Pb и Sn. Большая плазменная частота согласно формулам (1), (3) должно приводить к более высоким T_c . Как следует из этих формул, критическая температура сверхпроводников увеличивается также с увеличением электрон-фононного взаимодействия, которое определяется параметром λ . Анализ взаимодействия дырок с помощью формул (2), (10) показывает, что в купратных ВТСП это взаимодействие может быть более сильным, чем в обычных металлических сверхпроводниках. Как показано на рис. 2, с увеличением параметра β , минимум на зависимости $U_0(\gamma)$ смещается в область меньших частот. Учитывая зависимость этого параметра от концентрации носителей заряда, из формулы (10)

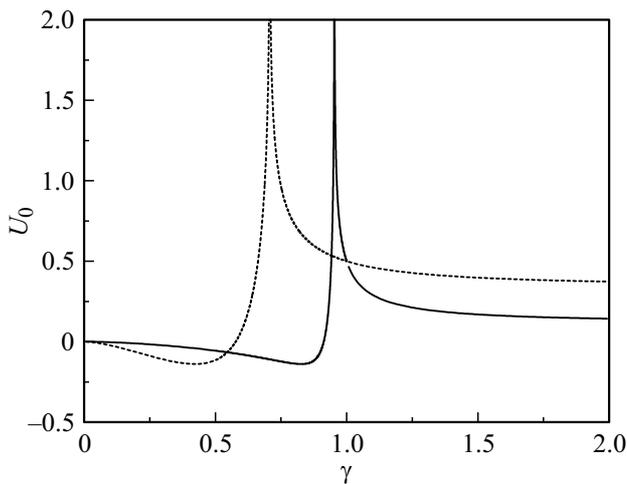


Рис. 2. Энергия взаимодействия для модели „желе“, определяемая соотношением (10) для двух параметров β : сплошная линия $\beta = 0.1$, пунктирная линия $\beta = 1$.

следует, что минимум смещается в область меньших частот с уменьшением концентрации (n_c), при этом его амплитуда не меняется. В этой связи стоит отметить, что ВТСП характеризуются малой концентрацией носителей заряда по сравнению со сверхпроводящими металлами. К примеру, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2+2n+\delta}$ она может меняться с изменением параметра δ , то есть с изменением концентрации кислорода, а в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с изменением концентрации стронция. При этом кристаллическая структура этих сверхпроводников, а значит, их фоннный спектр мало меняются. Очевидно, что с изменением вида электрон-фононной зависимости $U_0(\gamma)$ должна аналогичным образом меняться и мера связи электронов с фононами ($\alpha^2(\omega)$), то есть она должна быть более эффективной в области низких частот. Это, как следует из формулы (2), должно привести к увеличению параметра λ и как следствие, к более высокой критической температуре в согласии с формулами (1), (3). Кроме того, одной из причин усиления притяжения между дырками является то, что малая концентрация дырок приводит к большому расстоянию между ними, если сравнивать это расстояние с расстоянием между электронами проводимости в металлических сверхпроводниках. Это в свою очередь должно привести к уменьшению кулоновского отталкивания между дырками, которое определяет параметр μ . В согласии с формулами (1), (3) уменьшение μ , также должно приводить к росту критической температуры.

Качественные рассуждения о структуре зарядовой плотности в купратных ВТСП основаны на проведенных ранее зонных расчетах [32]. Как показано на рис. 1, b в отличие от крайних CuO_2 плоскостей, которые граничат с внешней стороны с плоскостями, обогащенными кислородом, центральные CuO_2 слои в купратных ВТСП при $n \geq 3$ граничат с плоскостями, образованными катионами кальция. Эти катионные плоскости стремят-

ся локализовать движение дырок в соответствующих CuO_2 плоскостях. Очевидно, в центральных плоскостях электрон-фононное взаимодействие менее эффективно, чем в двух крайних, которые граничат с плоскостями, обогащенными ионами кислорода. Таким образом, с увеличением количества центральных CuO_2 плоскостей, то есть с увеличением n при $n > 3$, уменьшается усредненное электрон-фононное взаимодействие, что должно приводить к уменьшению T_c в гомологических рядах купратных ВТСП.

В рамках данного подхода можно объяснить малое значение индекса изотопического эффекта по кислороду для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, который составляет всего около 0.1 [3]. С увеличением массы ионов кислорода не только уменьшается дебаевская частота в согласии с формулой (9), но одновременно с этим минимум на зависимости $U_0(\gamma)$ также должен смещаться в область меньших частот ω . Последнее в силу соотношения (2) должно привести к увеличению электрон-фононного взаимодействия и как следствие к увеличению T_c . Таким образом, влияние уменьшения дебаевской частоты, которое, как следует из соотношений (1), (3), приводит к уменьшению критической температуры, компенсируется смещением минимума $U_0(\gamma)$ в область меньших частот, и, как следствие, к уменьшению индекса изотопического эффекта по кислороду.

4. Заключение

Ранее на основе теории Гинзбурга–Ландау было высказано предположение, что более высокие критические температуры должны быть в купратных сверхпроводниках с большим количеством CuO_2 плоскостей, которые образуют сверхпроводящие слои [22,23], но с увеличением количества CuO_2 плоскостей уменьшается роль граничных плоскостей, обогащенных кислородом. Как показано в данной работе, такие плоскости стимулируют сверхпроводимость в купратных сверхпроводниках в рамках электрон-фононного механизма сверхпроводимости. Таким образом, электрон-фононное взаимодействие в ВТСП может быть более эффективным, чем в обычных низкотемпературных сверхпроводниках. В купратных ВТСП наблюдается комбинация сильных деформационных потенциалов и высоких частот колебаний ионов кислорода. Проведенный в настоящей работе анализ, который основывается на использовании теории ГЛ для описания свойств отдельных сверхпроводящих слоев, показывает, что такая особенность кристаллической структуры может объяснить высокие критические температуры купратных ВТСП. В отличие от граничных CuO_2 плоскостей в Tl , Hg и в Bi -купратных сверхпроводниках внутренние плоскости при $n \geq 3$ граничат с плоскостями, образованными катионами Ca , в которых отсутствуют ионы кислорода. Очевидно, электрон-фононный механизм сверхпроводимости в таких плоскостях менее эффективен чем этот механизм в граничных.

С увеличением числа CuO_2 плоскостей в Tl, Hg и в Bi-купратных сверхпроводниках при $n \geq 3$ увеличивается количество внутренних CuO_2 плоскостей. Такое увеличение должно привести к уменьшению роли граничных плоскостей и к уменьшению интегрального электрон-фононного взаимодействия, что объясняет уменьшение T_c с увеличением количества CuO_2 плоскостей при $n > 3$ в гомологических рядах купратных ВТСП. Таким образом, можно высказать предположение, что для увеличения T_c в таких сверхпроводниках необходимо не только увеличить количество CuO_2 плоскостей ($n > 3$) в сверхпроводящих слоях, но и добавить в эти слои плоскости с большим содержанием ионов кислорода.

Благодарности

Выражаю благодарность И.А. Лыкову за помощь в работе.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.G. Bednorz, K.A. Müller. *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
- [2] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [3] G. Soerensen, S. Gygax. *Phys. Rev. B* **51**, 11848 (1995).
- [4] M.L. McMillan. *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
- [5] Г.М. Элиашберг. *ЖЭТФ* **38**, 366 (1968).
- [6] В.Л. Гинзбург, Д.А. Киржниц. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Наука, М. (1977) 400 с.
- [7] N.M. Plakida. *Physica C* **531**, 39 (2016).
- [8] D. Estève, J.M. Martins, C. Urbina, M.H. Devoret, G. Collin, P. Monod, M. Ribault, A. Revcolevschi. *Europhys. Lett.* **3**, 1237 (1987).
- [9] C.E. Gough, M.S. Colclough, E.M. Forgan, R.G. Jordan, M. Keene, C.M. Muirhead, A.I.M. Rae, N. Thomas, J.S. Abell, S. Sutton. *Nature* **326**, 855 (1987).
- [10] E. Dagotto. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
- [11] P.L. Lee, N. Nagaosa, X.G. Wen. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
- [12] K.A. Lokshin, D. Pavlov, M. Kovba, E.V. Antipov, I.G. Kuzemskaya, L.F. Kulikova, V. Davydov, I. Morosov, E.S. Itskevich. *Physica C* **300**, 71 (1998).
- [13] B.A. Scott, E.Y. Suard, C.C. Tsuei, D.B. Mitzi, T.R. McGuire, B.-H. Chen, D. Walkr. *Physica C* **230**, 239 (1994).
- [14] K. Tanabe, S. Adachi, Y. Moriwaki, K. Nakanishi, T. Sugano, T. Tamura, T. Tatsuki, A. Tokiwa-Yamamoto, A. Tsukamoto, X.-J. Wu. In: *Proc. of Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, USA* (1997). P. 11–14.
- [15] J.M. Wheatley, T.C. Hsu, P.W. Anderson. *Nature* **333**, 121 (1988).
- [16] E.M. Haines, J.L. Tallon. *Phys. Rev. B* **45**, 3172 (1992).
- [17] A.L. Kuzemsky, I.G. Kuzemskaya. *Physica C* **383**, 140 (2002).
- [18] A.P. Drozdov, M.I. Erements, I.A. Troyan, V. Ksenofontov, S.I. Shylin. *Nature* **525**, 73 (2015).
- [19] М.И. Еремец, А.П. Дроздов. *УФН* **186**, 1257 (2016).
- [20] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау. *ЖЭТФ* **20**, 1064 (1950).
- [21] Л.П. Горьков. *ЖЭТФ* **36**, 1918 (1959).
- [22] A.N. Lykov. *Phys.Lett. A* **372**, 4747 (2008).
- [23] A.N. Lykov. *Int. J. Mod. Phys. B* **23**, 4269 (2009).
- [24] W.E. Lawrence, S. Doniach. *Proc. Conf. LT-12, Kyoto* (1970).P. 361.
- [25] L. Bozovich, G. Logvenov, M.A.J. Verhoeven, P. Caputo, E. Goldobinand, T.H. Geball. *Nature* **422**, 873 (2003).
- [26] Е.А. Андрияшин, В.Л. Гинзбург, А.П. Силян. *УФН* **163**, 105 (1993).
- [27] J.G. Bednorz, K.A. Müller. *Nobel Lecture. Stockholm, December 8* (1987).
- [28] J. Simonin *Phys. Rev. B* **33**, 7830 (1986).
- [29] П. де Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов. Мир, М.* (1968) 280 с.
- [30] J. Kondo. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **106**, 1 (1991).
- [31] J.J. Capponi, C. Chaillout, A.W. Hemat. *Europhys. Lett.* **3**, 1301 (1987).
- [32] Г.П. Швейкин, В.А. Губанов, А.А. Фотиев, Г.В. Базуев, А.А. Евдокимов. *Электронная структура и физико-химические свойства высокотемпературных сверхпроводников. Наука, М.* (1990) 239 с.

Редактор Т.Н. Василевская