

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ПРОБЛЕМЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Киев Наукова думка 1991

А.С.ДАВЫДОВ, С.П.КРУЧИНИН

Институт теоретической физики АН Украины

МЕЖПЛОСКОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НОВЕЙШИХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Развивается теория зависимости T_c от числа квадратных плоских параллельных слоев CuO_2 в элементарных ячейках новейших висмутовых и таллиевых сверхпроводников. Показано, что наблюдаемая немонокотонная зависимость с максимумом при нескольких слоях может быть объяснена только при учете изменения расстояний между слоями, возникающих при рождении бисолитонов.

1. Введение. Почти через год после открытия иттриевых сверхпроводников были получены на основе висмута и таллия три новые серии сверхпроводников. В 1988 г. Маеда с сотрудниками [1] открыл уменьшение сопротивления в кристалле $Bi_2Sr_2Cu_2O_{7+y}$ при 120 К, а Чу с сотрудниками [2] подтвердил этот результат. Через некоторое время Шенг и Герман [3] синтезировали три оксида таллия: $Tl_2Ba_2Cu_3O_8$, $Tl_2Ca_1Ba_2Cu_2O_8$ и $Tl_2Ca_2Ba_2Cu_3O_{10}$, содержащих одну, две и три плоскости CuO_2 , разделенные двойными плоскостями $Tl-O$. Тогда же Паркин с сотрудниками [4] открыл еще три таллиевых оксида, содержащих в элементарной ячейке плоские слои CuO_2 , разделенные монослоями $Tl-O$: $Tl_1Ba_2Cu_3O_8$, $Tl_1Ca_1Ba_2Cu_2O_7$, $Tl_1Ca_2Ba_2Cu_3O_9$. Позднее были открыты новые оксиды этого семейства.

В этих вновь открытых висмутовых и таллиевых высокотемпературных сверхпроводниках имеется несколько N (одна, две, три,...) квадратных плоскостей CuO_2 , образующих стопки между одиночными слоями таллиевых оксидов. Соседние слои CuO_2 в стопках разделяются ионами $Ca(S_2)$.

Для краткого обозначения висмутовых и таллиевых сверхпроводников используют [5] символы $Bi(2:2:(N-1):N)$ и $Tl(m:2:(..-1):N)$ ($m=1,2$), в которых четыре числа в скобках указывают количество катионов в единичной ячейке в порядке $Bi(Tl):Ca:(Sr, Ba)Cu$ [5]. Например, в сокращенной записи $Tl_1Ca_2Ba_2Cu_3O_9$ имеет вид $Tl(1:2:3)$.

© А.С.Давыдов, С.П.Кручинин, 1991

ISBN 5-12-003322-9. Проблемы теоретической физики. - Киев, 1991

На рис. 1 приведена схема распределения ионов в единичной ячейке сверхпроводников $Tl_2Ba_2Ca_N - 1 S_{xN} O_{2N+4}$, или при кратком обозначении $[1, 2, N - 1, N]$. Высокотемпературная сверхпроводимость этих соединений обусловлена образованием дырок, переносящих заряд в плоских слоях SrO_2 . Наличие других катионов Tl, Ca, Sr, Sr в элементарных ячейках обуславливает пространственное расположение плоских слоев SrO_2 . Они также играют роль поставщиков носителей заряда (дырок) в плоских слоях. Плотность носителей проводимости в этих вновь открытых сверхпроводниках значительно выше вдоль плоскости, чем в перпендикулярных направлениях к ней. (Плотность носителей заряда мала — порядка 10^{21} см^{-3} .) Слои в них слабо связаны между собой. Такие материалы являются сверхпроводниками второго рода с очень малыми анизотропными длинами когерентности: $\xi_{ab} \sim 10-15 \text{ \AA}$, $\xi_c \sim 3-5 \text{ \AA}$ и большими критическими магнитными полями (H_{cr}).

Внутри каждой серии таких сверхпроводников температура сверхпроводящего перехода T_c увеличивается с ростом числа (N) слоев SrO_2 в стопке. Поэтому считали, что существенная часть сверхпроводимости оксидных сверхпроводников обусловлена стопками квадратных плоскостей SrO_2 .

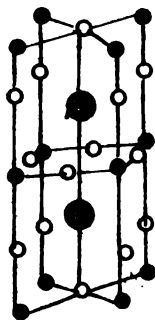
Увеличение T_c при возрастании числа слоев SrO_2 позволило предположить получение высоких T_c на основе синтеза образцов, имеющих большое число слоев. Если бы данная зависимость была линейной, то при N , равном 10, критическая температура сравнялась бы с комнатной. Однако это не так. Например, в висмутовой серии при изменении N от единицы до двух температура T_c повышается на 60 К, при переходе от двух к трем — на 30 К, а от трех до четырех — только на 14 К.

При феноменологическом теоретическом исследовании зависимости T_c от числа плоскостей SrO_2 в единичной ячейке нового семейства высокотемпературных T_c используются следующие упрощения: 1) предполагается очень слабая связь между стопками, расположенными в соседних ячейках, разделенных таллиевыми или висмутовыми оксидами; 2) только SrO_2 -плоскости, входящие в состав стопки, влияют на T_c , учитывается связь только между ближайшими SrO_2 -слоями; 3) предполагается, что все слои в стопке тождественны.

Первое теоретическое исследование зависимости T_c от числа SrO_2 -слоев внутри стопки было проведено Андерсоном с сотрудниками [5]. Бирман и Лу [6] использовали приближение Гинзбурга — Ландау к новым высокотемпературным сверхпроводникам и нашли верхний предел T_c , равный 140 К, для монослойных и бислойных таллиевых семейств. В некоторых работах такая зависимость в элементарной ячейке вычислялась путем использования микроскопической формулировки обобщенной теории БКШ.

В работе Наба и Танге [7, 8] на основе феноменологической модели Гинзбурга—Ландау с помощью минимизации энергии получены выражения для критической температуры T_c сверхпроводников со слоями. Применяя экспериментальные значения для первых членов серии, находим T_c для других членов.

Теория слоистых кристаллов с любым числом взаимодействующих

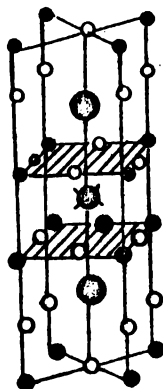


[1201]

a

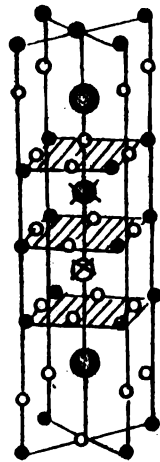
● Tl, ☒ Ca,

● Ba, ○ Cu



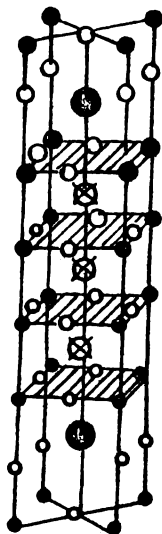
[1212]

δ



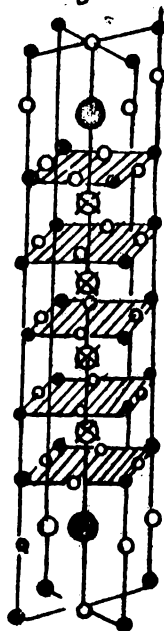
[1223]

β



[1234]

2



[1245]

θ

Рис. 1. Структура элементарных ячеек семейства таллиевых оксидов $Tl_2Ba_2Ca_{N-1}Cu_NO_{2N+3}$ при N , соответственно равных 1-5 (a-θ)

слоев внутри единичной ячейки развита в работе Иха [9] (см. также [10, 11]).

В указанных работах было продемонстрировано, что T_c монотонно повышается с увеличением слоев в стопках и переходит к постоянному значению при N , превышающем 10. Однако эксперименты, выполненные в 1989 г. Кикучи и др. [12], показали, что это не так. Они синтезировали сверхпроводник $Tl_2Ba_2CaCuO_{12}$ и обнаружили понижение значения T_c при переходе от трех слоев к четырем, а также синтезировали серию сверхпроводников $Tl_2Ba_2Ca_{N-1}CuNO_{2N+3}$ с N , изменяющимся от двух до пяти [13], и показали, что значение T_c повышается с ростом N до $N=4$, а при $N=5$ понижается. В [10] отмечается, что понижение наблюдается и при $N=6$.

Зависимости $T_c(N)$ и межплоскостного расстояния a, b от числа слоев в единичной ячейке приведены в табл. 1–3.

Таблица 1. Одноплоскостная таллиевая система
 $Tl_2Ba_2Ca_{N-1}CuNO_{2N+3}$ [15–18]

N/n	$a, \text{Å}$	T_c, K		$a, \text{Å}$	T_c, K		$a, \text{Å}$	T_c, K
1	—	13–15	3	3,8493	116–120	5	3,8469	—
2	3,8500	78–91	4	3,8153	122	6	106	102

Таблица 2. Двухплоскостные таллиевые системы

$Tl_2Ba_2Ca_NO_{2N+4}$ [19–21]

N/n	$a, \text{Å}$	T_c, K
1	3,8597	20–80
2	3,857	110
3	3,822	125
4	—	108–112

В обоих одно- и двухплоскостных таллиевых системах сверхпроводники с наибольшей T_c ($N=4$ для первого и трем для второго) имеют наибольшее межплоскостное расстояние.

Таблица 3. Двухплоскостные висмутовые системы

$Bi_2Sr_2Ca_{N-1}CuNO_{2N+4}$ [22–24]

N/n	$a, \text{Å}$	T_c, K
1	3,796	11–22
2	3,823	85–90
3	3,818	110–120
4	—	90

Двухплоскостная висмутовая система с большим значением T_c ($N=3$) имеет значение a, b .

Далее объясним обнаруженное экспериментальное понижение T_c для больших значений N на основе бисолитонной модели, развитой в Институте теоретической физики АН УССР [25–30]:

2. Конденсат бисолитонов в сверхпроводниках, имеющих по одному плоскому CuO_2 -слою в элементарной ячейке. Согласно бисолитонной модели высокотемпературных сверхпроводников [25–30] в лантановых и иттриевых сверхпроводниках, содержащих в элементарных ячейках по одному слою CuO_2 , параллельному плоскости a, b в кристалле, сверхпроводимость обусловлена квазиодномерным конденсатом бисолитонов [30]. Бисолитоны распределены периодически в этих слоях вдоль оси a или b . Каждый бисолитон в одном периоде образован двумя квазичастицами (обычно дырками). Квазичастицы связаны в синглетном спиновом состоянии локальным деформированным полем.

В конденсате, движущемся со скоростью $V = \hbar k/m$, значительно меньшей скорости продольного звука V_0 участвуют две квазичастицы с эффективными массами m и волновыми числами: $k_1 = 2k + k_F$ и $k_2 = -k_F$.

В системе координат $\xi = (x - Vt)/a$, движущейся со скоростью V в каждом периоде aL , содержащем один бисолитон, симметричная волновая функция конденсата бисолитонов имеет форму

$$\Psi(\xi_1, \xi_2, t) = \sqrt{2} \varphi(\xi_1) \varphi(\xi_2) \cos[k_F(\xi_1 - \xi_2)] e^{-i\varepsilon_p t + ik(\xi_1 + \xi_2)}. \quad (2.1)$$

Реальные периодические функции $\varphi(\xi) = \varphi(\xi + L)$ удовлетворяют условиям нормировки

$$\int_0^L \varphi^2(\xi) d\xi = 1.$$

Они являются решениями уравнения Шредингера

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 4g\varphi^2(\xi) - \varepsilon \right] \varphi(\xi) = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_p / J. \quad (2.2)$$

определяющего движение квазичастицы в поле деформации:

$$U(\xi) = -4g\varphi^2(\xi). \quad (2.3)$$

Здесь ε_p — энергия квазичастицы; $g = \sigma^2/2\alpha J$ — безразмерный параметр взаимодействия квазичастицы с полем деформации; σ — параметр электрон-фононного взаимодействия; α — коэффициент упругости цепи; $J = \hbar^2/2a^2m$ — энергия обменного взаимодействия соседних элементарных ячеек; m — эффективная масса квазичастицы; a — постоянная решетки.

В общем случае периодическое решение уравнения (2.2) выражается через эллиптические функции Якоби. При условии выполнения неравенства $gL \gg 1$ эти функции сводятся к гиперболическим функциям

$$\varphi(\xi) = \sqrt{g/2} \operatorname{sech}(g\xi). \quad (2.4)$$

Тогда энергия ε_p двух квазичастиц в поле деформации (2.3), отсчитываемая от энергии Ферми ε_F , имеет значение

$$\varepsilon_p = -g^2 J. \quad (2.5)$$

При рождении бисолитонов происходят локальные смещения узлов решетки $n\alpha$ на отрезке β_n , поэтому изменение расстояний между соседними узлами определяются величиной

$$\rho_n = \beta_n - \beta_{n+1}.$$

В континуальном приближении можно написать

$$\beta_n \rightarrow \beta(\xi), \quad \beta_{n+1} \rightarrow \beta(\xi) \pm a \frac{\partial \beta}{\partial \xi} + \frac{1}{2} a^2 \frac{\partial^2 \beta(\xi)}{\partial \xi^2} + \dots$$

Следовательно,

$$\rho_n \rightarrow \rho(\xi) = -a \frac{\partial \beta(\xi)}{\partial \xi}.$$

Энергия продольной локальной деформации решетки в одном периоде такого:

$$W_H = \frac{1}{2} \epsilon \int_0^L \rho^2(\xi) d\xi = \frac{1}{3} g^2 J. \quad (2.6)$$

Полная энергия покоящихся бисолитонов, включающая энергию продольной деформации (2.6), определяется равенством

$$E_{BS} = E_p + W = -\frac{2}{3} g^2 J. \quad (2.7)$$

При рождении бисолитонов происходит локальная деформация. Определим среднее уменьшение « ρ » постоянной решетки a так:

$$a \approx \langle \rho \rangle = [2W_H / \epsilon]^{1/2}.$$

Следовательно, учитывая (2.6) и (2.7), можно выразить значение « ρ » через полную энергию бисолитонов (2.7) с помощью равенства

$$\langle \rho \rangle = \left[\frac{1}{\epsilon} |E_{BS}| \right]^{1/2}. \quad (2.8)$$

3. Роль межплоскостного взаимодействия в высокотемпературной сверхпроводимости. Во вновь открытых таллиевых и висмутовых высокотемпературных сверхпроводниках имеется несколько (две, три и т.д.) плоских квадратных CuO_2 слоев. Они образуют стопки между таллиевыми и висмутовыми оксидами.

При теоретическом исследовании бисолитонного конденсата этих сверхпроводников обычно используют предположение, что только плоскости CuO_2 определяют значение T_c .

Предположим, что имеется n квадратных плоскостей в единичной ячейке. Энергия пар квазичастиц, образующих бисолитонный конденсат в результате взаимодействия квазичастиц с продольными β_{nd} (вдоль слоев) и поперечными ξ_{nd} смещениями узлов a_{nd} в кристалле, характеризуется гамильтонианом

$$H = \sum_{nd} \varphi_{nd} \left\{ -J [\varphi_{n+1,d} + \varphi_{n-1,d}] + [W_L + W_H + 2\sigma_H (\beta_{n+1,d} - \beta_{nd}) \varphi_{nd} - \right. \\ \left. - 2(\varphi_{n,d+1} + \varphi_{n,d-1}) + 2\sigma_L (\xi_{nd} - \xi_{n,d+1}) \varphi_{n,d+1} + (\xi_{nd} - \xi_{n,d-1}) \varphi_{n,d-1} \right\}, \quad (3.1)$$

где индекс $d = 1, 2, \dots$ нумерует слои в элементарной ячейке, индекс n изменяется от 1 до L , функции φ_{nd} удовлетворяют периодическим

$$\varphi_{nd} = \varphi_{n+L,d} \quad (3.2a)$$

и граничным условиям

$$\varphi_{n0} = \varphi_{nL+1} = 0. \quad (3.2b)$$

Условие нормировки

$$\sum_{n=1}^L \sum_{d=1}^N \varphi_{nd}^2 = 1 \quad (3.3)$$

показывает, что в каждой сполке плоскостей $Ca\theta_2$ имеется один бисолитон. Энергия продольной деформации определяется выражением

$$W_{II} = \frac{1}{2} \kappa_{II} \sum_{nd} (\beta_{n+1,d} - \beta_{nd})^2, \quad (3.4)$$

где κ_{II} — коэффициент продольной упругости. Энергия поперечной деформации определяется аналогично с помощью формулы

$$W_I = \frac{1}{2} \kappa_I \sum_{nd} (\xi_{nd} - \xi_{n,d-1})^2. \quad (3.5)$$

Варьируя (3.1) последовательно по продольным поперечным смещениям, получаем

$$\begin{aligned} \beta_{nd} &= \beta_{n-1,d} - \beta_{nd} = 2G | \varphi_{nd} |^2 / \kappa_{II}, \\ \xi_{n,d+1} - \xi_{n,d} &= 2G_I \varphi_{nd} \varphi_{n,d+1} / \kappa_I. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Подставляя выражение (3.6) в (3.1), находим

$$H = J \sum_{nd} \varphi_{nd} \left\{ \frac{W_{II} + W_I}{J} \varphi_{nd} - [\varphi_{n+1,d} - \varphi_{n-1,d}] - g \varphi_{nd}^3 - \gamma (\varphi_{n,d+1} - \varphi_{n,d-1}) - \delta [\varphi_{n,d+1}^2 + \varphi_{n,d-1}^2] \varphi_{nd} \right\}, \quad (3.7)$$

где

$$\gamma = \kappa / J, \quad g = G_{II}^2 / 2\kappa J, \quad 2\delta = G_I / 2\kappa J. \quad (3.8)$$

Переходя к континуальному приближению $a_n \rightarrow a\xi$, $\varphi_{nd} \rightarrow \varphi_d(\xi)$

$$\begin{aligned} \varphi_{n\pm 1,d} &= \varphi_d(\xi) \pm \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2}, \\ \beta_{n\pm 1,d} &= \beta_d(\xi) \pm \frac{\partial \beta_d}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta_d}{\partial \xi^2}, \end{aligned}$$

с учетом (3.3) — (3.5) можно преобразовать (3.1) к виду

$$\begin{aligned} E = \frac{H}{J} &= \sum_d \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} d\xi \varphi_d(\xi) \left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + g \varphi_d(\xi) \right] \varphi_d(\xi) + \left[\frac{W_I + N_{II}}{J} \right] \varphi_d^2(\xi) - \\ &- \gamma [\varphi_{d+1}(\xi) + \varphi_{d-1}(\xi)] - \delta [\varphi_{d+1}^2(\xi) + \varphi_{d-1}^2(\xi)] \varphi_d(\xi). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Энергии деформации (3.3) и (3.4) определяются выражениями:

$$W_{II} = \frac{2G_{II}^2}{\alpha_{II} J} \sum_{\alpha} \int_{-L/2}^{L/2} |\varphi_{\alpha}(\xi)|^4 d\xi, \quad W_{I} = \frac{2G_{I}^2}{\alpha_{I} J} \sum_{\alpha} \int_{-L/2}^{L/2} |\varphi_{\alpha}(\xi)|^4 d\xi. \quad (3.10)$$

Пусть $\varphi_{\alpha}(\xi)$ — волновая функция конденсата бисолитонов в изолированном CuO_2 -слое, удовлетворяющая нелинейному уравнению Шредингера

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \eta g_{II} \tilde{\varphi}_{\alpha}^2(\xi) \right] \tilde{\varphi}_{\alpha}(\xi) = g_{II}^2 \varphi_{\alpha}(\xi), \quad (3.11)$$

и условию нормировки

$$\int_{-L/2}^{L/2} \tilde{\varphi}_{\alpha}^2(\xi) d\xi = 1, \quad (3.12)$$

тогда она определяется выражением

$$\tilde{\varphi}_{\alpha}(\xi) = \sqrt{\frac{g}{2}} \operatorname{sech}(g\xi). \quad (3.13)$$

Волновую функцию стопки, содержащей N плоскостей, следует искать в виде

$$\psi(\xi) = \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} \tilde{\varphi}_{\alpha}(\xi) \quad (3.14)$$

с коэффициентами C_{α} , удовлетворяющими условием

$$C_0 = C_{N+1} = 0, \quad \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha}^2 = 1. \quad (3.15)$$

Подставляя в уравнение (3.9) функцию

$$\varphi_{\alpha}(\xi) = C_{\alpha} \tilde{\varphi}_{\alpha}(\xi), \quad (3.16)$$

получаем систему уравнений, определяющих C_{α} .

Для упрощения вычислений используем следующие приближения:

$$W_{II} = \frac{1}{3J} g_{II}^2, \quad W_{I} = \frac{1}{3J} g_{I}^2.$$

В этом случае выражение (3.7) преобразуется к виду

$$\sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha} \left[(\varepsilon_{\beta s}^0 - \varepsilon_{\beta s}(N) + \delta(C_{\alpha+1}^2 + C_{\alpha-1}^2)C_{\alpha} + \gamma(C_{\alpha-1} + C_{\alpha+1})) \right] = 0, \quad (3.17)$$

где

$$\varepsilon_{\beta s}^0 = -\frac{2}{5} g_{II}^2 + \frac{1}{5} \delta^2, \quad (3.18)$$

$$\gamma = \lambda/J, \quad \delta = \nu/J. \quad (3.19)$$

Из выражения (3.17) следует энергия $\varepsilon_{bS}(N)$ стопки, содержащей N слоев, определяемая системой уравнений

$$X(N)C_{\alpha} - \gamma [C_{\alpha+1} + C_{\alpha-1}] - \delta [C_{\alpha+1}^2 + C_{\alpha-1}^2] = 0, \quad (3.20)$$

где

$$X(N) = \varepsilon_{bS}(N) - \varepsilon_{bS}^0. \quad (3.20a)$$

В уравнении (3.20) второе слагаемое учитывает взаимодействие соседних CaO_2 -плоскостей, разделенных ионами $Ca(S_2)$, а третье — роль изменения межплоскостных расстояний.

Если в элементарной ячейке имеется только один слой CaO_2 , то в уравнении (3.18) следует положить $\gamma = \delta = 0$. Тогда энергия конденсата $\varepsilon_{bS}(1)$ совпадает с выражением (2.7).

4. Энергия стопок плоскостей CaO_2 при жестком закреплении расстояния между ними. Если не учитывать изменение межплоскостных расстояний в стопках, то необходимо положить $\delta = 0$. В этом случае уравнение (3.20) сводится к уравнению

$$X(N)C_{\alpha} - \gamma [C_{\alpha+1} - C_{\alpha-1}] = 0 \quad (4.1)$$

при дополнительных условиях (3.15). Вследствие взаимодействия слоев энергетический уровень ε_{bS}^0 одной плоскости расщепляется на N подуровней. Энергия этих подуровней определяется детерминантом, содержащим N строк и N столбцов:

$$\begin{pmatrix} X(N), & -\gamma, & 0, & 0 \dots 0, & 0 \\ -\gamma, & X(N), & -\gamma, & 0 \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} = 0. \quad (4.2)$$

Корни этого уравнения принимают значения

$$X_j(N) = -2\gamma \cos [\pi j / (N+1)], \quad j = 1, \dots, N. \quad (4.3)$$

При этом коэффициенты C_{α} в сумме (3.14) таковы:

$$C_{\alpha}^{(j)} = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin \left(\frac{\pi \alpha j}{N+1} \right), \quad j = 1, \dots, N. \quad (4.4)$$

Следовательно, бисолитонное состояние j в одном периоде L распределено среди слоев с вероятностью

$$w_j = [C_{\alpha}^{(j)}(N)]^2 = \frac{2}{N+1} \sin^2 \frac{\pi \alpha j}{N+1}, \quad \sum_{\alpha=1}^N C_{\alpha}^2(N) = 1. \quad (4.5)$$

Волновая функция этого состояния определяется формулой

$$\psi_j(N) = \sum_{\alpha=1}^N \left(\frac{2}{N+1} \right)^{1/2} \bar{\psi}_{\alpha}(\xi) \operatorname{sech} \frac{\pi \alpha j}{N+1}, \quad (4.6)$$

соответствующей энергии

$$\varepsilon_{bs}^{(j)}(N) = \varepsilon_{bs}^0 - 2\gamma \cos(\pi j / N+1), \quad (4.7)$$

где ε_{bs}^0 — энергия одного слоя. Сверхпроводящее состояние определяется нижайшим значением, т.е. при j . Следовательно, для слоевого сверхпроводника

$$T_c(N) - T_c(1) = 2\gamma A \cos \frac{\pi}{N+1}, \quad (4.8)$$

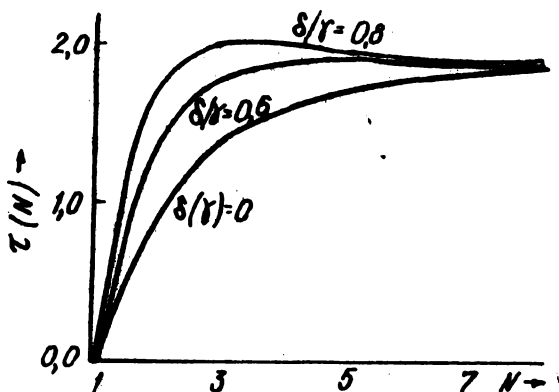


Рис. 2. Зависимость отношения $\frac{T_c(N) - T_c(1)}{T_c(N) - T_c(1)}$ от числа N плоских слоев CuO_2 в элементарных ячейках слоистых сверхпроводников

где $T_c(1)$ — критическая температура сверхпроводника с одной плоскостью. Коэффициент A определяется из экспериментальных значений первых членов серии.

5. Энергия стопки плоскостей CuO_2 при учете изменения расстояний между плоскостями. При вычислении энергии стопки плоскостей CuO_2 с учетом изменения расстояний между плоскостями в первом приближении в уравнении (3.18) проведем подстановку

$$c_{\alpha+1}^2 + c_{\alpha-1}^2 \rightarrow D(N). \quad (5.1)$$

В этом случае система уравнений (3.20) преобразуется к виду

$$[\chi(N) - \delta D(N)] c_{\alpha} - \gamma [c_{\alpha+1} + c_{\alpha-1}] = 0. \quad (5.2)$$

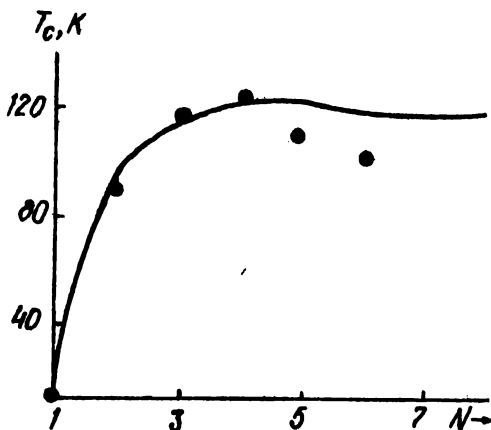


Рис. 3. Теоретическая зависимость критической температуры T_c серии сверхпроводников $Tl, Ba_2Cu_{N-1}S_{N+1}O_{2N+1}$ от числа N плоских слоев CuO_2 в элементарных ячейках при $\delta/\gamma = 0; 0,6; 0,8$

В целях дальнейшего упрощения при оценке функции $D(N)$ используем значения ζ_k , полученные в п. 4 для значений δ .

При подстановке (5.1) уравнения (3.20) имеют такие решения:

$$x(N) = -\gamma \left[2 \cos \frac{\pi}{j+1} + \frac{\delta}{\gamma} D(N) \right]. \quad (5.3)$$

Критическая температура сверхпроводника, содержащего N слоев, определяется выражением

$$t(N) = \frac{T_c(N) - T_c(1)}{\gamma A} = 2 \cos \frac{\pi}{N+1} + \frac{\delta}{\gamma} D(N). \quad (5.4)$$

Значения функций $2 \cos \frac{\pi}{N+1}$ и $D(N)$ от числа N указаны в табл. 4.

Функция $D(N)$ описывает среднее распределение вероятности присутствия бисолитона на одном слое в N -слойном сверхпроводнике. Естественно, что значение $D(N)$ уменьшается с ростом N . В табл. 4 представлены значения функции $t(N)$ для различных отношений δ/γ . Значения $t(N)$ для двух значений отношений δ/γ указаны в табл. 5.

Согласно уравнению (2.8) максимальное значение $\delta(N)$ соответствует максимальной критической температуре и минимальному значению среднего по-

Таблица 4

N n/n	$2 \cos \frac{\pi}{N+1}$	$D(N)$
2	1	1
3	1,41	0,65
4	1,62	0,55
5	1,73	0,50
6	1,80	0,17
7	1,85	0,10
10	1,90	0,08
12	1,94	0,02
15	1,96	0,01

Таблица 5

$\frac{\delta}{\gamma}$	№ п/п					
	2	3	4	5	6	7
0,6	1,6	1,8	1,95	1,91	1,9	1,91
0,8	1,8	2,15	2,06	1,97	1,93	1,93

стоянной решетки. Эти теоретические результаты соответствуют экспериментальным данным, приведенным в табл. 1–3.

На рис. 2 показана графическая зависимость $t(N)$ от N для $\delta/\gamma = 0$; 0,6 и 0,8. Наличие максимального значения $t(N)$ является следствием учета изменений межплоскостных расстояний в стопках.

Используя экспериментальные значения $T_c(N)$ для серии сверхпроводников $Tl, Ba_2 Ca_{n-1} Cu_n O_{2n+3}$, указанных в табл. 2, можно найти при значении $\delta/\gamma = 0,6$ теоретическую зависимость $T_c(N)$ от числа слоев CuO_2 в элементарной ячейке. Такая зависимость изображена кривой на рис. 3, а экспериментальные значения указаны кружками (табл. 1).

Таким образом, мы показали, что наблюдаемая немонотонная зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от числа квадратных плоских слоев CuO_2 в элементарных ячейках висмутовых и таллиевых сверхпроводников может быть качественно объяснена с учетом изменения расстояний между плоскостями при переходе в сверхпроводящее состояние.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maeda H., Tanaka Y., Fukutomi M., Asano T. // Japn. J. Appl. Phys. – 1988. – 27. – L. 209.
2. Chu C.W., Bechtold J., Gao L. et al. // Phys. Rev. Lett. – 1988. – 60. – P. 941.
3. Sheng Z.Z., Herman A.M., El Ali A et al. // Nature. – 1988. – 332. P. 55. – 138; Phys. Rev. Lett. – 1988. – 60. – P. 937; Appl. Phys. Lett. – 1988. – 52. – P. 1738.
4. Parkin S.S., Loe V.Y., Nazzed A.I. et al. // Model family of high-temperature superconductors $Tl_m Ca_{n-1} Ba_2 Cu_n O_{2(n+1)+m}$ $m=1, 2$; $n=1, 2, 3$ // Phys. Rev. – 1988. – 38, N 10. – P. 6531.
5. Whently J.M., Hsu T.C., Anderson P.W. Interlayer effects in high- T_c superconductors // Nature (London). – 1988. – 333. – P. 121; Phys. Rev. B. – 1988. – 37. P. 5897.
6. Birman J., Lu J.P. Competing order parameters for increased T_c in "polytupe" multilayer CuO system // Phys. Rev. – 1988. – B39. – P. 44–2238.
7. Eab C.H., Tang T.M. Phenomenological theory of copper oxide high- T_c superconductors // Ibid. – B40, N 7. – P. 30–4427; Phys. Lett. – 1989. – A134, N 4. – P. 253.
8. Eab C.H., Tang T.M. Upper limit for the T_c for the new superconductors // Phys. Lett. – 1989. – A134, N 4. – P. 253–256.

9. *Jha S.S.* Pairing mechanisms and anisotropic superconductivity in layered crystal // *Phys. Transition.* – 1989. – 19. – P. 3–13.
10. *Nakamura Akino.* Multivalence Resonance-Condensation Model of Electron Pairing // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1989. – 28, N 12. – P. 1468.
11. *Sleight A.M.* Chemistry of High-Temperature Superconductors Science. – 1988. – 142. – P. 1519.
12. *Kikuchi M., Nakajima S., Syono Y. et al.* Preparation of the bulk superconductors $Tl_2Ba_2Cu_4O_{12}$ // *Physica C.* – 1989. – 158, N 1/2. – P. 79–82.
13. *Nakajima S., Kikuchi M., Syono Y. et al.* // *Ibid.* – N 3. – P. 471–476.
14. *Higara K., Kabayashi N., Terasaki H., Muto Y.* Synthesis of bulk high- T_C superconductors of $TlBa_2Ca_{N-1}Cu_NO_{2N+3}$ ($N=2, 3, \dots, 5$) // *Ibid.* – P. 471–476.
15. *Ibara H., Sagice R., Hirabayashi N. et al.* A new high- T_C $TlBa_2CuCu_4O_{11}$ superconductors with T_C 120 K // *Lett. to Nature.* – 1988. – 333. – P. 510–511.
16. *Pool Robert.* New superconductors answer some questions // *Science.* – 1988. – 240. – P. 146–147.
17. *Beyera R.S., Parkin S.S., Lee V.Y. et al.* Tl–Ca–Ba–Cu–O superconduction oxides // *IBM J. Res. Develop.* – 1989. – 33, N 3. – P. 228–237.
18. *Kurakawa T., Ampo X., Tajama C.* Review of synthetic research and construction work on superconductivity in Japan // *Superconductivity Physics, Chemistry and Technology.* – 1990. – 3, N 5. – P. 773–792 (In Russian).
19. *Ihara H., Sugise R., Hirabayashi et al.* The new high- T_C $TlBa_2Ca_3Cu_4O_{11}$ superconductor with T_C 120 K // *Nature.* – 1988. – 334. – P. 510–511.
20. *Tbrardt C.C., Subramanian M.A., Calabrese J.C. et al.* Crystal structure of $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ at 125 K // *Science.* – 1988. – 240. – P. 631–633; *Nature.* – 1988. – 332. – P. 420.
21. *Kikuchi M., Makajima S., Syono Y. et al.* Preparation of the bulk superconductors $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_4O_{12}$ // *Physica C.* – 1989. – 158, N 1/2. – P. 79–82.
22. *Tallon J.L., Bunkly P.W., Gilberd P.W. et al.* High- T_C superconducting phases in the series $Bi(Ca, Sr)_{N+1}Cu_NO_{2n+4}$ // *Nature.* – 1988. – 133. – P. 153.
23. *Batlog B., Cava R.J., Schneemeger, Espinosa G.P.* High- T_C superconductivity in bismuthates // *IBM J. Res. Develop.* – 1989. – 35, N 3. – P. 228–237.
24. *Flower N.E., Presland M.R., Gilberd P.W.* Effect of Pb substitution on the structure of $n=1$ bismuth superconductor $BiBiCaSrCuO$ // *Physica C.* – 1990. – 165. – P. 161–165.
25. *Davydov A.S.* Bisoliton mechanism of high-temperature superconductivity // *Phys. Stat. Sol. (b.)*. – 1988. – 146. – P. 619.
26. *Davydov A.S., Ermakov V.N.* Stability of a superconducting condensate of bisolitons // *Ibid.* – 148. – P. 305.
27. *Davydov A.S.* Nonlinear bisoliton model of high-temperature superconductivity of ceramic compounds // *Nonlinearity.* – 1989. – 2. – P. 383.
28. *Davydov A.S.* High-temperature superconductivity in ceramic compounds and bisoliton model // *Superconductivity Sci. and Technol.* – 1989. – 2. – P. 153.
29. *Davydov A.S.* Theoretical investigation of high-temperature superconductivity // *Physics Reports.* – 1990. – 190, N 4/5. – P. 193–306.
30. *Davydov A.S.* Foundation of the quasi-one-dimensional bisoliton model of superconductivity of ceramic oxides // *Phys. Stat. Sol. (b.)*. – 1990. – 160.