ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 41 за 2026 г.

ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

В.Д. Лахно

ТИ-биполяронный коаксиальный кабель: путь к комнатной сверхпроводимости без сверхдавлений

Статья доступна по лицензии
Creative Commons Attribution 4.0 International

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Лахно В.Д. ТИ-биполяронный коаксиальный кабель: путь к комнатной сверхпроводимости без сверхдавлений // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2026. № 41. 12 с. EDN: JQBIKV
https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2026-41

О р д е н а Л е н и н а
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша
Р о с с и й с к о й а к а д е м и и н а у к

В.Д. Лахно

ТИ-биполяронный коаксиальный кабель: путь к комнатной сверхпроводимости без сверхдавлений

Москва — 2026

Лахно В.Д.

ТИ-биполяронный коаксиальный кабель: путь к комнатной сверхпроводимости без сверхдавлений

Классический поиск комнатной сверхпроводимости в гидридах зашел в тупик из-за необходимости применения экстремальных давлений в миллионы атмосфер, что делает их практическое использование в электронике невозможным. В отличие от этого подхода трансляционно-инвариантная (ТИ) биполяронная теория предлагает решение, реализуемое методами современной наноинженерии. Данная работа переводит квантово-механическую модель в конкретные геометрические и материаловедческие параметры трехслойной коаксиальной гетероструктуры. Мы демонстрируем, что пространственное разделение носителей позволяет достичь критической температуры $T_c \approx 300$ К при нормальном давлении.

Ключевые слова: биполяронная масса, бозе-конденсат, YBCO, двойной слой, модель локальных пар

Viktor Dmitrievich Lakhno

TI-Bipolaron Coaxial Cable: A Path to Room Temperature Superconductivity Without Extreme Pressures

The classical search for room temperature superconductivity in hydrides has reached a dead end due to the need for extreme pressures of millions of atmospheres, making their practical use in electronics impossible. In contrast, translation-invariant (TI) bipolaron theory offers a solution that can be implemented using modern nanoengineering methods. This work translates the quantum mechanical model into specific geometric and materials science parameters for a three-layer coaxial heterostructure. We demonstrate that spatial carrier separation allows a critical temperature of $T_c \approx 300$ K to be achieved at ambient pressure.

Key words: bipolaron mass, bose-condensate, YBCO, double layer, preformed pairs model

1. Введение: Кризис метода высоких давлений и актуальность ТИ-альтернативы

Современная физика конденсированного состояния находится в глубоком методологическом кризисе касательно высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Исторический прорыв в синтезе сверхпроводящих гидридов (таких как H_3S, LaH_{10}, Lu-H-N) дал возможность вплотную приблизиться к комнатным температурам перехода (T_c). Однако этот успех жестко ограничен рамками концепции сверхвысоких давлений — структуры стабильны исключительно в алмазных наковальнях при сжатии в миллионы атмосфер (от 150 до 250 ГПа) [1]-[6].

На сегодняшний день в мировой научной повестке фактически отсутствуют альтернативные физически обоснованные предложения по созданию комнатных сверхпроводников при нормальном (атмосферном) давлении. Попытки эмпирического поиска объемных материалов за рамками гидридов приводят к метастабильным фазам, не поддающимся независимой верификации. Возникает фундаментальный тупик: комнатная сверхпроводимость физически доказана, но технологически мертва, так как устройства на её основе невозможно интегрировать в реальную индустрию.

Настоящая работа предлагает выход из этого тупика, переводя фокус с макроскопического механического сжатия на наноразмерное квантовое сжатие бозе-газа. Среди специалистов по сверхпроводимости широко распространено мнение, что очень большая масса биполярона является препятствием для реализации биполяронного механизма сверхпроводимости. По этой причине бозе-эйнштейновский конденсат таких биполяронов будет иметь очень низкую температуру конденсации. Это действительно так для биполяронов малого радиуса (ПМР), для которых эффективная масса экспоненциально возрастает с увеличением константы электрон-фононной связи. Для биполяронов большого радиуса (ПБР) с нарушенной симметрией (поляроны Ландау-Пекара) масса растет не экспоненциально, а степенным законом с ростом константы связи; однако она все еще оказывается слишком большой для достаточно больших констант связи. Попытки скорректировать параметры теории ПМР таким образом, чтобы ПМР был легким (т. е. делокализованным по нескольким узлам), приближают модель легкого ПМР к случаю ПБР, для которого, как отмечалось выше, масса остается слишком большой. Это «проклятие массы» полностью устраняется теорией трансляционно-инвариантных (ТИ) поляронов и биполяронов. В этой теории сверхпроводимость обусловлена возбужденными состояниями биполяронов, которые описывают состояния носителей тока, делокализованные по всему объему кристалла даже при бесконечной массе полярона или биполярона в основном состоянии. Выражение для температуры бозе-эйнштейновского конденсата ТИ-биполяронов [7] использует не эффективную массу биполярона, а обычную зонную массу носителя тока

(Приложение 1). Главной проблемой при реализации высокотемпературных сверхпроводников комнатной температуры на основе биполяронного механизма в этом случае является низкая концентрация ТИ-биполяронов, которая в высокотемпературных сверхпроводниках составляет несколько процентов от общего числа носителей тока [7]. Преодоление этой проблемы является целью данной статьи.

На основе трансляционно-инвариантной (ТИ) биполяронной теории нами разработана архитектура коаксиального нанокабеля, способная генерировать комнатную T_c при нормальном давлении за счет сил электростатического вытеснения неспаренных квазичастиц и создания повышенной концентрации биполяронов в кабеле.

2. Геометрия коаксиального нанокабеля

Вместо изотропного химического допирования, деструктивного для кристаллической решетки ВТСП, ТИ-биполяронная концепция диктует пространственное разделение зон генерации зарядов и зоны их сверхпроводящей проводимости. Ниже представлена схема поперечного сечения коаксиального нанокабеля, где проводящие слои изначально содержат смесь ТИ-поляронов и ТИ-биполяронов, но разделены функциональным диэлектрическим барьером.

Геометрические параметры для эпитаксиального синтеза:

- **Внутренний кабель (центральное ядро, радиус R_{core}):** изготавливается из абсолютно чистого, идеального монокристаллического ВТСП-материала (например, оптимально допированного купрата $YBa_2Cu_3O_{7-x}$). Радиус ядра должен быть соизмерим с длиной когерентности ТИ-биполяронного газа (ξ_{bp}). В режиме реалистичной константы электрон-фононной связи (ЭФВ)$\alpha = 3$ радиус составляет R_{core} ≈2.0 нм (полный диаметр $D_{in} \approx$ 4нм).
- **Буферный нанослой** (толщина d_{buf})**:** эпитаксиальный диэлектрик толщиной $d_{buf} \approx 1.$нм (3 атомных слоя) предотвращает взаимную диффузию тяжелых ионов и изолирует ядро от паразитных кулоновских полей стационарных дефектов оболочки.
- **Внешний кабель (концентрическая оболочка, толщина слоя t_{shell}):** тот же базовый купратный низкодопированный по кислороду материал (например, $YBa_2Cu_3O_6$), содержащий глубокие электронейтральные примесные центры. Толщина слоя выбирается порядка длины дебаевского экранирования грязного сверхпроводника: $t_{shell} \approx 1.5$ нм. При фиксированном радиусе ядра $R_{core} = 2$ нм внешний радиус всей структуры составит $R_{out} \approx 4.5$ нм, что соответствует равенству объемов оболочки и ядра $V_{shell}/V_{core} = 1$.
- На рисунке приведено схематическое изображение кабеля.

3. Физика селективной сепарации зарядов и энергетическое окно

Согласно [7], [8], в легированной матрице могут одновременно сосуществовать как свободные одиночные ТИ-поляроны (дырки), так и их спаренные состояния — ТИ-биполяроны. Ключ к решению задачи — их принципиально разное взаимодействие с дефектами.

В рамках ТИ-теории энергии связи свободного ТИ-биполярона (E_{bp}) и одиночного ТИ-полярона (E_p) задаются константой ЭФВ α. Опираясь на взвешенные экспериментальные данные для купратов, мы принимаем константу связи за $\alpha = 3$.

Подставим это значение в базовые уравнения:

1. Энергия связи свободного ТИ-биполярона сильной связи:

$$|E_{bp}| = 0.44 \cdot \alpha^2 \omega_0 \approx 0.134 \text{ эВ}.$$

2. Энергия связи одиночного ТИ-полярона:

$$|E_p| = 0.126 \cdot \alpha^2 \omega_0 \approx 0.0383 \text{ эВ}.$$

3. Энергетическое окно селективности:

$$E_{aff} < |E_{bp}| - 2|E_p| = 0.19 \cdot \alpha^2 \omega_0 \approx 0.0574 \text{ эВ}.$$

Отметим, что используемая частота оптических фононов $\omega_0 = 33{,}8$ мэВ в фазе оптимального допирования ($YBa_2Cu_3O_{6,92\text{-}6,95}$, $T_c = 92 - 93{,}5\ K$) попадает в область пика внутриплоскостных колебаний атомов кислорода O(2), O(3) в проводящих слоях CuO_2. Такие колебания представляют собой синфазные или противофазные смещения атомов кислорода вдоль кристаллографических осей плоскости ab. Эта оптическая мода сильно связана с плоскостным дырочным газом электрон-фононным взаимодействием. При переходе в сверхпроводящее состояние она испытывает аномальное смягчение и асимметрию профиля (мода Фано) именно в районе 33-34 мэВ.

Чтобы внешняя оболочка кабеля работала как селективный фильтр, энергия выигрыша свободного ТИ-биполярона по сравнению с двумя локализованными на примесных центрах поляронами должна быть меньше E_{aff}, но оставаться положительной.

В этом случае во внешнем кабеле будут образовываться подвижные биполяроны, которые затем будут уходить на внутренний кабель, чтобы нейтрализовать избыточный отрицательный заряд, образовавшийся в нем после ухода дырок на внешний кабель. В работе [7] для этой цели предлагалось использовать магнитные примеси, которые по-разному взаимодействуют с имеющими спин ТИ-поляронами и бесспиновыми ТИ-биполяронами. Как было показано в [8], для создания комнатного СП могут быть использованы и обычные немагнитные примеси. Примером такой примеси может служить замещение

лантана на место бария: La^{3+} вместо Ba^{2+} при низких уровнях легирования (см. Приложение 2).

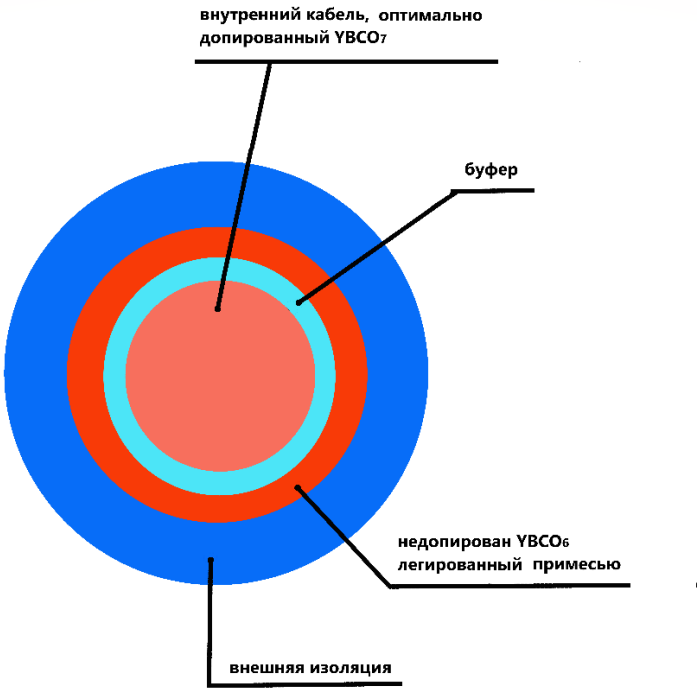

Рис. 1. Сверхпроводящий кабель

Для биполярона с высокой энергией связи (0.134 эВ) кулоновское отталкивание от двукратного положительного заряда примесного комплекса и его собственный большой радиус деформации делают захват энергетически невыгодным. Биполярон обладает слишком высокой связывающей энергией, чтобы локализоваться в такой мелкой поляризационной яме, и не захватывается этим дефектом. Другим классическим примером дефекта с аналогичным поведением является **изолированная межузельная вакансия кислорода** в межплоскостном пространстве при слабом нарушении стехиометрии. Селективный захват, при котором одиночные поляроны локализуются на примесях, а биполяроны остаются свободными, радикально меняет транспортные свойства YBCO в нормальном (несверхпроводящем) состоянии [9].

4. Оценка прироста критической температуры T_c

Как показано в [10], для существования биполяронной сверхпроводимости необходимо наличие ярко выраженной поверхности Ферми. По этой причине повышение T_c до комнатной должно происходить при сохранении поверхности Ферми.

Зададим концентрацию неспаренных носителей (Ферми-газа) в ядре равной $n_h = 10^{21}$ см$^{-3}$, а исходную концентрацию ТИ-биполяронов — $n_{bp}^{init} = 10^{19}$ см$^{-3}$.

Это типичные значения, используемые в ТИ-биполяронной теории сверхпроводимости. Мы ограничиваем объем «откачки» свободных дырок из ядра величиной в 10% ($\Delta n_h = 10^{20}$ см$^{-3}$), чтобы гарантированно сохранить связность и топологию поверхности Ферми во внутренней части провода.

Поскольку ловушки в оболочке связывают одиночные дырки, ради сохранения общей электронейтральности свободные ТИ-биполяроны (каждый несет заряд $2e$) вытесняются кулоновскими силами во внутреннее ядро. Количество инжектированных бозонов равно:

$$\Delta n_{bp} = \frac{\Delta n_h}{2} = 5 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}.$$

Для этого концентрация примеси во внешнем кабеле при равенстве объемов внешнего и внутреннего кабелей должна быть равна Δn_h. (Максимальная объемная концентрация лантана La в структуре YBCO составляет $2.88 \cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$ при замещении бария и до $8.6 \cdot 10^{21}\text{см}^{-3}$ при полном замещении иттрия).

Финальная плотность ТИ-биполяронов во внутреннем ядре увеличивается ровно в 6 раз:

$$n_{final} = n_{bp}^{init} + \Delta n_{bp} = 6 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3} = 6 \cdot 10^{25}\text{м}^{-3}.$$

В ТИ-биполяронной теории критическая температура Бозе конденсации T_c пропорциональна $\left(n_{bp}\right)^{2/3}$. По этой причине фактор увеличения за счет 6-кратного сжатия бозе-газа равен $6^{2/3} \approx 3.30$. Если исходный чистый купрат имел азотную $T_c^{init} \approx 91$ К (стандарт для YBCO), то новая критическая температура ядра составит:

$$T_c^{final} = 91\text{К} \cdot 3.30 = 300.3\text{К}.$$

Мы получаем комнатную сверхпроводимость (~27°C) при сохранении 90% поверхности Ферми.

5. Обсуждение

Мы рассмотрели возможность создания проводящего кабеля с комнатной температурой с предельно малыми (нанометровыми) размерами. Такой нанометровый кабель обладал бы сверхвысокой плотностью критического тока и сверхвысоким значением критического магнитного поля. Хотя создание такого кабеля на современном уровне нанотехнологий и возможно, однако будет представлять большие технические трудности. Чтобы их преодолеть, можно масштабировать задачу, например увеличив его размеры на два порядка (при сохранении буфера в 12 нм).

Увеличение размеров ядра и внешнего кабеля в 100 раз полностью переведет систему в макроскопический масштаб.

При таком масштабировании геометрия примет следующие параметры:

Радиус ядра: 2.5 мкм.

Толщина буфера: 12 нм (остается наноразмерной).

Внутренний радиус внешнего кабеля: 2.512 мкм.

Внешний радиус всей системы: 6.25 мкм (толщина внешнего кабеля 3.74 мкм). Это приведет к следующим последствиям. На буфере возникнет двойной слой между биполяронным газом внешнего кабеля и полярон-биполяронным газом внутреннего кабеля. Величина напряженности электрического поля двойного слоя будет определяться равенством электрохимических потенциалов внешнего и внутреннего кабелей (приближенно $E_F = eE\varepsilon d_{buf}$, где $\varepsilon -$ диэлектрическая проницаемость буфера, которая для буферного материала типа SrTiO3 имеет порядок 300) и для энергии Ферми оптимально допированного YBCO ($E_F \approx 0.37$эВ) по порядку величины составит $10^2 \div 10^3$ В/см. Увеличение буфера в микронном варианте на порядок по сравнению с нанопроводом, с одной стороны, надежно перекроет диффузию примесей во внутренний кабель в таком поле, а с другой — будет сильно препятствовать переходу биполяронов на внутренний кабель. Ускорить туннелирование поляронов можно приложением сильного электрического поля или лазерным импульсом.

Мы оставляем обсуждение этих технических проблем до экспериментального подтверждения принципиального вопроса достижения таким способом комнатных T_c.

Приложение 1. Почему температура сверхпроводящего перехода определяется зонной, а не биполяронной массой

В трансляционно-инвариантной биполяронной теории сверхпроводимости диагональные элементы матрицы плотности соответствуют плотности ТИ-биполяронов. Соответственно, недиагональные элементы матрицы плотности являются ключевыми параметрами для понимания дальнего порядка и определяют степень когерентности между различными квантовыми состояниями [8]. В рассматриваемом случае бозе-газа его состояние описывается плоскими волновыми функциями частиц с импульсом k: $\varphi_k(R_i) = e^{ikR_i}/\sqrt{V}\varphi$, где R_i — координаты i-й частицы, V — объем системы.

Общая форма одночастичной матрицы плотности определяется выражением:

$$g(R_1, R_2) = \sum_k n_k \varphi_k^*(R_1)\varphi_k(R_2), \qquad (П1)$$

где $n_k = \{exp[(E_k - \mu)/T] - 1\}^{-1}$ — функция распределения бозе-частиц. Отделив вклад конденсата с k=0 от температурной составляющей, мы можем переписать это выражение в виде

$$g(R_1, R_2) = \frac{N_0}{V} + \frac{1}{(2\pi\hbar)^3}\int d^3k \frac{exp[ik(R_1 - R_2)/\hbar]}{exp[(E_k - \mu)/T] - 1}, \quad (П2)$$

где N_0 — число частиц в бозе-конденсате. Энергия ТИ-биполярона E_k, участвующего в (П2), согласно [7]-[8], имеет вид

$$E_k = \left[\Delta_k + E_{bp} + k^2/2M\right], k > 0, \quad (П3)$$

где E_{bp} — энергия основного состояния биполярона, $\Delta_k = \omega_k$, где ω_k — частота фонона, которая имеет смысл величины сверхпроводящей щели:

$$\Delta_k = \omega_0, \quad (П4)$$

— для s-типа щели и оптического фонона, частота которого ω_0 не зависит от k, и:

$$\Delta_k = \omega_0 + \Delta_0\left|\cos k_x a - cosk_y a\right|, \quad (П5)$$

— для щели типа s+d, где $M=2m$, m — эффективная масса электрона (дырки). Из (П1) следует, что диагональные компоненты матрицы плотности $g(R_1, R_2)$ равны $g(0) = N/V$ и описывают плотность числа частиц в идеальном газе ТИ-биполяронов с $N = N_0 + N'$:

$$N = \sum_k n_k \ , \quad (П6)$$

$$N_0 = 1/(e^{(E_{bp}-\mu)/T} - 1), \qquad N' = \sum_{k\neq 0} 1/(e^{(E_k-\mu)/T} - 1),$$

где N_0 — число частиц в основном биполяронном состоянии, N' — число частиц в более высоких состояниях, $\mu = E_{bp}$, где E_{bp} — энергия основного состояния ТИ-биполярона. Равенство $\mu = E_{bp}$ соответствует бесконечно большой плотности состояний бозе-конденсата вблизи щели $\Delta_k = \omega_0$ в спектре ТИ-биполяронов. Заменив суммирование в выражении для N' в (П6) интегрированием по квазинепрерывному спектру (П3), получаем из (П6) уравнение для определения критической температуры бозе-конденсации ТИ-биполяронов с T_c:

$$T_c(\omega_0) = \left(F_{1/2}(0)/F_{3/2}(\omega_0/T_c)\right)^{2/3} T_c(0), \quad (П7)$$

$$T_c(0) = 3{,}31\hbar^2 n^{2/3}/M, \qquad F_{3/2}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \frac{t^{1/2}dt}{e^{t+x}-1},$$

где $n = N/V$ — концентрация ТИ-биполяронов. Важно, что (П7) включает M=2m, а не тяжелую массу биполярона. Это устраняет проблему низкой температуры конденсации, которая возникает в теориях сверхпроводимости

поляронов как малого, так и поляронов большого радиуса, где выражение (П7) включает тяжелую массу биполярона [7]-[8].

В случае щели s+d-типа (5) первый член в правой части (5) соответствует вкладу волны s-типа, а второй член — вкладу волны d-типа. Из (5) вытекает следующее условие, когда основной вклад в интеграл (2) дают значения $k \approx \sqrt{2MT}$ и $ka \ll 1$. В этом случае из (2) и (5) получим: $\Delta_0 \left| cosk_x a - cosk_y a \right| / T \cong \Delta_0 Ma^2/\hbar^2 \ll 1$. Таким образом, при $\omega_0 \geq \Delta_0 Ma^2 T/\hbar^2$ основной вклад в интеграл будет давать волна s-типа. В этом случае полученные выше результаты для случая s-типа конденсата останутся без изменения. Так, например, в случае YBCO величина ω_0/Δ_0 составляет ≈ 0.15 [11], [12] и условие s-приближения в этом случае выполняется с высокой точностью

Приложение 2. Как работает селективная примесь

Надо сказать, что еще Мотт и Александров предлагали повысить концентрацию биполяронов в ВТСП YBCO с помощью гетеровалентного замещения Ba^{2+} на La^{3+} [13]-[15]. В классической матрице YBCO основными носителями заряда в плоскостях CuO_2 являются дырки. Замена двухвалентного бария (Ba^{2+}) на трехвалентный лантан (La^{3+}) вводит в систему избыточный положительный ионный заряд. Чтобы компенсировать этот локальный избыточный заряд, электроны переходят в проводящие плоскости CuO_2. Это приводит к частичному подавлению (компенсации) свободных дырок в плоскостях.

Свободные (делокализованные) дырки в купратах неохотно объединяются в биполяроны малого радиуса из-за сильного межэлектронного кулоновского отталкивания. При введении ионов La^{3+} дополнительный положительный заряд La^{3+} выступает в роли локального кулоновского центра притяжения для оставшихся в плоскостях дырок. Это локализует дырочные носители заряда в пространстве в форме поляронов малого радиуса. Причина, по которой положительный заряд La^{3+} притягивает дырки, по Мотту и Александрову, состоит в том, что La^{3+} обладает меньшим ионным радиусом и, соответственно, большей плотностью заряда, чем Ba^{2+}. Это приводит к смещению в его сторону ионов кислорода (O^{2-}). Вызываемое ими сильное искажение среды создает поляризационную яму, и сместившиеся ионы кислорода экранируют потенциал лантана с «перекомпенсацией». В результате для дырок, находящихся в соседних плоскостях CuO_2, эта локальная область деформации решетки работает как эффективная потенциальная яма (ловушка).

Хотя этот метод успешно увеличивает концентрацию и стабильность биполяронов, на практике значительное замещение Ba^{2+} на La^{3+} часто ведет к падению макроскопической температуры T_c. Это связано с тем, что избыточная локализация дырок делает биполяроны слишком тяжелыми, поскольку их масса m^* становится настолько большой, что снижает температуру их бозе-конденсации ($T_c \propto 1/m^*$).

В случае ТИ-биполяронов проблема тяжелой массы снимается, поскольку в выражении для T_c их бозе-конденсата фигурирует не тяжелая масса биполярона, а обычная зонная масса спаренных дырок. В рассматриваемом нами подходе замена Ba^{2+} на La^{3+} происходит во внешнем кабеле и не приводит к деформации ионной решетки внутреннего кабеля.

Библиографический список

[1] Thacien Habamahoroa, Artin Safezoddeha, Bishnu Karkia, Sudaice Kazibwea, Daniel J. Schulzea, Zheng Wua, Matthew Julianb, Rohit P. Prasankumarb, Hua Zhouc, Jesse S. Smithc, Pavan R. Hosura, and Ching-Wu ChAmbient-pressure 151-K superconductivity in $HgBa_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$via pressure quenchLiangzi Denga, 1 // PNAS 2026, 123, N 11, e2536178123. Doi: 10.1073/pnas.2536178123.

[2] Schilling A., Cantoni M., Guo J.D. and Ott H.R. Superconductivity in Hg-Ba-Ca-Cu-O // System. Nature, 1993, 363, 56-58. Doi: 10.1038/363056a0.

[3] Kun Gao, Tiago F T Cerqueira, Antonio Sanna, Yue-Wen Fang, Đorđe Dangić, Ion Errea, Hai-Chen Wang, Silvana Botti, Miguel A L Marques.The maximum T_c of conventional superconductors at ambient pressure // Nat Commun, 2025, 16, 8253. Doi: 10.1038/s41467-025-63702-w.

[4] Drozdov A.P., Kong P.P., Minkov V.S., Besedin S.P., Kuzovnikov M.A., Mozaffari S., Balicas L., Balakirev F.F., Graf D.E., Prakapenka V.B., Greenberg E, Knyazev D.A., Tkacz M., Eremets M.I. Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures // Nature, 2019, 569(7757), 528-531. Doi: 10.1038/s41586-019-1201-8. Epub 2019 May 22. PMID: 31118520.

[5] Drozdov A.P., Eremets M.I., Troyan I.A., Ksenofontov V., Shylin S.I. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system // Nature, 2015, Sep 3, 525(7567):73-6. Doi: 10.1038/nature14964. Epub 2015 Aug 17. PMID: 26280333.

[6] Maddury Somayazulu, Muhtar Ahart, Ajay K. Mishra, Zachary M. Geballe, Maria Baldini, Yue Meng, Viktor V. Struzhkin, and Russell J. Hemley. Evidence for Superconductivity above 260 K in Lanthanum Superhydride at Megabar Pressures // Phys. Rev. Lett., 2019, 122, 027001. Doi: 10.1103/PhysRevLett.122.027001.

[7] Lakhno V.D. High-Temperature Superconductivity: Bipolaron Mechanism. De Gruyter, 2022. 238 p

[8] Лахно В.Д. Грязные сверхпроводники и комнатная сверхпроводимость // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2024. № 032. Doi: 10.20948/prepr-2024-32.

[9] Bussmann-Holder A. (Annette) ed., Keller Hugo ed., Bianconi Antonio ed. From Quantum Paraelectric/Ferroelectric Perovskite Oxides to High Temperature Superconducting Copper Oxides Basel, Switzerland MDPI - Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2021 312 pages ISBN 978-3-0365-0474-2 (Hardback), ISBN 978-3-0365-0475-9 (PDF). Doi: 10.3390/books978-3-0365-0475-9.

[10] Lakhno V.D. Translation-invariant bipolarons and charge density waves in hightemperature, superconductors // Frontiers in Physics, 2021, 9, Art. 662926. Doi: 10.3389/fphy.2021.662926.
[11] Smilde H. J. H., Golubov A. A., Ariando G. Rijnders, Dekkers J. M., Harkema S., Blank D. H. A., Rogalla H., and Hilgenkamp H. Admixtures to d-Wave Gap Symmetry in YBa2Cu3O7 Superconducting Films Measured by Angle-Resolved Electron Tunneling // Phys. Rev. Lett., 2005, 95, 257001. Doi: 10.1103/PhysRevLett.95.257001.
[12] Kirtley J.R., Tsuei C.C., A.C.J.M. Verwijs, Harkema S., Hilgenkamp H. Angle-resolved phase sensitive determination of the in-plane symmetry in YBa2Cu3O7 // Nature Physics, 2006, 2, 190-194. Doi: 10.1038/nphys215.
[13] Mott N.F., Davis E.A. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. Oxford University Press, 1979, 608 pages, ISBN 0191023280, 9780191023286
[14] Alexandrov A.S., Mott N.F., Polarons and Bipolarons, World Sci, 1996 204 pages, ISBN-10: 981022298X, ISBN-13: 978-9810222987
[15] Alexandrov A.S., Mott N.F., Bipolarons // Rep.Progr. in Physics, 1994, 57, 1197-1288. Doi: 10.1088/0034-4885/57/12/001.

Оглавление

1. Введение: Кризис метода высоких давлений и актуальность ТИ-альтернативы 3
2. Геометрия коаксиального нанокабеля 4
3. Физика селективной сепарации зарядов и энергетическое окно 5
4. Оценка прироста критической температуры $\boldsymbol{Tc}$ 6
5. Обсуждение 7
Приложение 1. Почему температура сверхпроводящего перехода определяется зонной, а не биполяронной массой 8
Приложение 2. Как работает селективная примесь 10
Библиографический список 11