

Sardorbek Otajonov Mahmud o'g'li
Nukus davlat pedagogika instituti, tayanch doktorant (PhD),
Yavidov Bahrom Yavidovich
Nukus davlat pedagogika instituti, professor, f.-m.f.d
Tel: 94 635-98-15, e-mail: sardorbek.otajonov@ndpi.uz

**LSCO kupratida zaryad tashuvchisi massasining haroratga bog'liqligi
haqida: panjara anizotropiyasi ta'siri**

Annotatsiya. O'ta o'tkazuvchanlikning bipolaron modeli doirasida LSCO kupratida o'zgarmas legirlash darajasida zaryad tashuvchi massasining temperatura bilan bog'liqligi ko'rib chiqildi. Massaning anizotropiya koeffitsiyentining temperatura bilan bog'liqligi hisobga olindi. Modelning xulosalari yaqinda o'tkazilgan ba'zi tarjiba natijalarida tasdiqlanadi.

Kalit so'zlar: LSCO kuprati, polaron va bipolaron, polaron massasi, panjara anizotropiyasi, Boze-Eynstein kondensatsiyasi.

Сардорбек Отажонов Махмуд угли
Нукусский государственный педагогический институт, докторант
Явидов Бахром Явидович
Нукусский государственный педагогический институт, профессор, д.ф.-м.н
тел: 94 635-98-15 e-mail: sardorbek.otajonov@ndpi.uz

**О температурной зависимости массы носителя заряда в LSCO купрате:
влияние анизотропии решетки**

Аннотация: В рамках биполяронной модели сверхпроводимости рассмотрено температурная зависимость массы носителя заряда в LSCO купрате при фиксированном значении уровня легирования. При рассмотрении учтено температурная зависимость массового коэффициента

анизотропии от температуры. Выводы модели находят подтверждения в некоторых недавних экспериментах.

Ключевые слова: LSCO купрат, полярон и биполярон, масса полярона, анизотропия решетки, Бозе-Эйнштейновская конденсация.

Sardorbek Otajonov Mahmud ogli
Nukus state pedagogical institute, PhD student,
Yavidov Bakhrom Yavidovich
Nukus state pedagogical institute, professor, DSc
phone: 94 635-98-15 e-mail: sardorbek.otajonov@ndpi.uz

**On the temperature dependence of the charge carrier mass in LSCO cuprate:
influence of lattice anisotropy**

Abstract: Within the framework of the bipolaron model of superconductivity, the temperature dependence of the charge carrier mass in LSCO cuprate at a fixed doping level is considered. The temperature dependence of the mass anisotropy coefficient on temperature is taken into account. The conclusions of the model are confirmed in some recent experiments.

Keywords: LSCO cuprate, polaron and bipolaron, polaron mass, lattice anisotropy, Bose-Einstein condensation.

Введение

LSCO купрат имеет относительно простую, по сравнению с остальными купратами, кристаллическую решетку. Несмотря на это, многие свойства этого купрата все ещё не вполне вписываются в стандартные теории твердого тела. К этим свойствам, кроме свойств нормального состояния, относится и свойства сверхпроводящего (СП) состояния. В частности, значение массы носителя заряда в LSCO купрате и ее зависимость от уровня легирования и температуры все ещё остается вопросом дискуссии [1-4]. Такой интерес, конечно связан, не столько с выяснением значения самой массы и её

зависимостей, столько с тем, что знание этих сведений позволяет поглубже понять динамику и релаксацию носителя заряда, природу высоко температурной сверхпроводимости (ВТСП) не только в LSCO купрате, но в других родственных соединениях. .

В этой статье мы кратко изложим результаты изучения массы носителя заряда в LSCO купрате. В частности, зависимость массы носителя от температуры при фиксированном уровне легирования. При этом мы используем биполярную модель ВТСП купратов.

Обзор литератур

Среди многих неясных вопросов в купрате LSCO есть вопрос о массе носителя заряда. Речь идет о количественном значении массы и её зависимости от уровня легирования. Изучение этих свойств массы носителя заряда очень важно по крайней мере по двум причинам.

Первая причина заключается в том, что такое исследование позволит объяснить последние экспериментальные данные о массе носителя заряда в купрате LSCO. Это касается выводов экспериментальной работы Legros et al. [4], которые не согласуются с выводами работ, таких как Padilla et al.. [4]. Проблема заключается в том, что авторы работы [2] утверждают, что масса носителя заряда в купрате LSCO остается постоянной ($\approx 4m_e$) на всем протяжении фазовой диаграммы (x, T_c).

Методология исследования

Согласно биполярной модели, ВТСП купратов есть не что иное как сверхтекучесть газа (жидкости) биполяронов. Для объемных образцов купратов температуру сверхтекучести (сверхпроводимости) газа (жидкости) биполяронов можно оценить как температуру Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) идеального газа биполяронов. Такое приближение оправдывается тем, что концентрация биполяронов сравнительно мал (сильно разреженный газ) и дальнотействующее кулоновское взаимодействие между биполяронами значительно экранировано. Тогда, $T_{3D,BEC} = 3.31 \hbar^2 n^{2/3} / 2k_B m_{3D,p}$, n – концентрация биполяронов, а $m_{3D,p}$ масса

трехмерного полярона, которая в свою очередь может быть записана как $m_{3D,p} = m_{p,ab}^{2/3} m_{p,c}^{1/3}$. Здесь $m_{p,ab}$ - масса двухмерного полярона или масса полярона в ab - (CuO_2) плоскости кристаллической решетки LSCO купрата, $m_{p,c}$ – масса полярона вдоль c -оси кристаллической решетки LSCO купрата. Кристаллическая решетка LSCO купрата квази-двумерная, анизотропная, и как показывают эксперименты $m_{p,ab} < m_{p,c}$. Количественной мерой характеризующий анизотропию кристаллической решетки является массовый коэффициент анизотропии: $\gamma_m^2 = m_{p,c}/m_{p,ab}$. Для каждого уровня легирования (x) существуют сверхпроводящая критическая температура $T_c = T_{BEC}$, фактор анизотропии решетки (γ_m) и постоянные кристаллической решетки a, b и c . Если рассматривать кристаллическую структуру купрата LSCO как псевдотетрагональную решетку, то период решетки в CuO_2 -плоскости $\tilde{a} = \sqrt{a \cdot b/2}$, а объем элементарной ячейки как $V_a = \tilde{a}^2 \cdot c$. Таким образом, проведя несложные расчеты, можно в общих чертах качественно и количественно наблюдать зависимость массы носителей заряда в купрате LSCO от уровня легирования x (или концентрации Sr).

Предположим, что анизотропия кристаллической решетки зависит от температуры решетки. Тогда можно записать функциональное соотношение: $m_{p,ab}(T) = \gamma_m^{-2/3}(T) m_p(T_{BEC})$. При записи последнего соотношения мы учли, что масса трехмерного (би)полярона определяется только температурой БЭК, T_{BEC} . Поэтому при фиксированном уровне легирования, когда температура БЭК также фиксирована, малому (большому) значению коэффициента анизотропии соответствует большое (малое) значение массы двумерного полярона.

Результаты и их обсуждения

Температурная зависимость массового коэффициента анизотропии (γ_m) купрата LSCO весьма сложна и в литературе имеются противоречивые сообщения. Так, согласно [5] и [6], массовый коэффициент анизотропии (γ_m) купрата LSCO медленно увеличивается с ростом температуры. А именно,

значения коэффициентов анизотропии, $\gamma_m(T)$, при двух различных значениях температуры при фиксированных уровнях легирования равны: (при $x=0.11$) $\gamma_m(\sim 5 K)=21$ и $\gamma_m(25,0 K)=24$, (при $x=0.15$) $\gamma_m(\sim 5 K)=14$ и $\gamma_m(34,4 K)=19$, (при $x=0.18$) $\gamma_m(\sim 5 K)=12$ и $\gamma_m(27,6 K)=15$. Такая тенденция коэффициента анизотропии в зависимости от температуры подтверждается в работах [7] и [8], где приведены значения коэффициентов анизотропии для близких уровней легирования, но при более высокой температуре: $\gamma_m(x=0.154, T=50 K)=20.25$ [7] и $\gamma_m(x=0.2, T=50 K)=18.71$ [8].

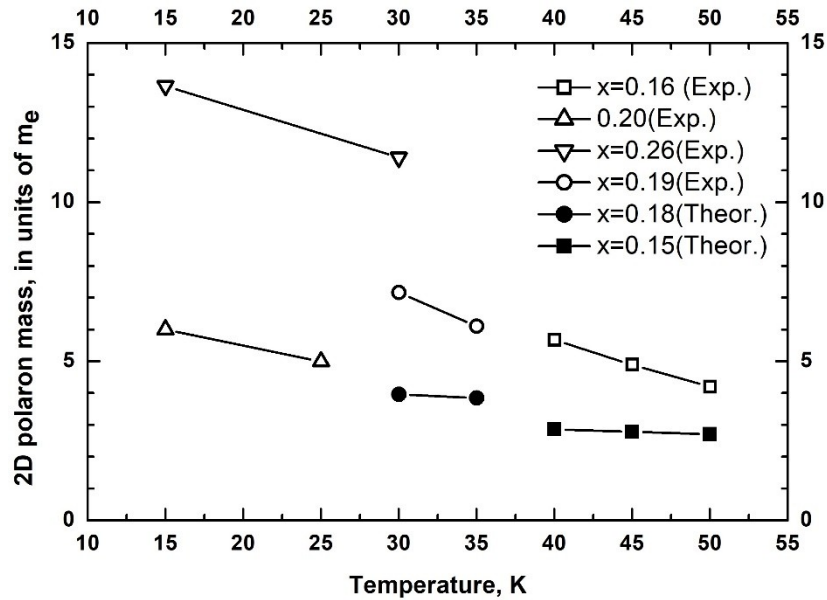


Рисунок 1. Изменение циклотронной массы носителя заряда (поларона) в LSCO купрате в зависимости от температуры при различных уровнях легирования. Светлые символы экспериментальные данные Legros et al. [4], а тёмные символы результаты наших вычислений.

Из вышеприведенных данных следует, что измерения при более высоких температурах обнаруживают малые значения массы носителей заряда. Реализацию таких случаев можно найти как раз в работе [4]. Так, они сообщают, что при уровнях легирования $x=0.16$ $m_c(40 K)=5.67 m_e > m_c(45 K$

$)=4.89m_e > m_c$ (50 K)= $4.2m_e$; $x=0.198$ m_c (30 K)= $7.158m_e > m_c$ (35 K)= $6.1m_e$; $x=0.2$ m_c (15 K)= $6.0 m_e > m_c$ (25 K)= $4.99m_e$ и $x=0.26$ m_c (15K)= $13.65m_e > m_c$ (30K)= $11.398m_e$. Однако указанные выше соотношения между массами носителей заряда при фиксированном уровне легирования, но при разных температурах измерения, по-видимому, не выполняются во всем диапазоне фазовой диаграммы (x, T_c). Согласно тем же [4], для уровня легирования $x=0.22$ получен следующее соотношение: m_c (25K)= $6.489m_e < m_c$ (30K)= $7.08m_e < m_c$ (40K)= $7.59m_e$. В последнем случае оказывается, что коэффициент анизотропии $\gamma_m(T)$ уменьшается с ростом температуры. И эта возможность не является исключительной. Полезно вспомнить работу [9], в которой сообщалось об уменьшении коэффициента анизотропии с ростом температуры в диапазоне температур от 32 К до 35 К при фиксированном уровне легирования $x=0.15$. Не делая строгих выводов относительно реализации различных сценариев зависимости коэффициента анизотропии от температуры, ограничимся тем, что данный вопрос является сложным и выходит за рамки наших исследований. Этот вопрос будет рассмотрен более подробно в другом месте. Результаты Legros et al. [4] по измерению циклотронной массы носителя заряда в LSCO купрате в зависимости от температуры при различных уровнях легирования приведены на Рисунке 1 (светлые символы). На том же рис.1 приведены результаты наших вычислений массы двумерного полярона при различных температурах, но при фиксированном уровне легирования (тёмные символы). Наш расчет основан на следующем. На основе экспериментальных данных Kimura et al. [5] и Shibauchi et al. [6] мы можем построить аппроксимирующие температурные функции массового коэффициента анизотропии (γ_m) купрата LSCO. А именно, при уровнях легирования $x=0.15$ и $x=0.18$ имеем $\gamma_m=0.17 \cdot T+13.15$ и $\gamma_m=0.133 \cdot T+11.33$, соответственно. Зная эти функции, мы в состоянии оценить значения массы двумерного полярона в купрата LSCO купрате при различных температурах. Сделаем оценки значения массы двумерного полярона в LSCO купрате при различных температурах при уровнях легирования $x=0.15$ и $x=0.18$ и сравним

их со значениями циклотронной массы носителя заряда при тех же температурах, но при близких уровнях легирования к $x=0.16$ и $x=0.19$, соответственно.

Вычисления показывают, что при фиксированном уровне легирования $x=0.15$, возрастание температуры с $T(\gamma_m=19.95)=40$ К до $T(\gamma_m=21.65)=50$ К, приводит к уменьшению массы поларона с $m_{p,ab}=2.86m_e$ до $m_{p,ab}=2.71m_e$. А при уровне легирования $x=0.18$, увеличение температуры с $T(\gamma_m=15.32)=30$ К до $T(\gamma_m=15.98)=35$ К, приводит к уменьшению массы поларона с $m_{p,ab}=3.96m_e$ до $m_{p,ab}=3.85m_e$. Найденные тенденции изменения массы двумерного поларона с изменением температуры при фиксированном уровне легирования находится в качественном согласии с экспериментальными результатами Legros et al. [4] по измерению циклотронной массы носителя заряда в LSCO купрате в зависимости от температуры при различных уровнях легирования. С количественной стороны числовые значения массы двумерного поларона близки к экспериментальным значениям циклотронной массы носителя заряда в LSCO купрате. Полученные здесь теоретические результаты ещё раз подтверждает применимость концепции БЭК биполяронов к проблематике ВТСП [10].

Заключения

В этой статье мы теоретически рассмотрели вопрос о температурной зависимости массы носителя заряда в LSCO купрате при фиксированном уровне легирования. Наш теоретический подход основывается на биполярной модели ВТСП купратов, согласно которой ВТСП купратов есть не что иное как сверхтекучесть (сверхпроводимость) газа (жидкости) биполяронов. Принимая за температуру сверхпроводимости температуру БЭК идеального газа биполяронов мы сначала оценили массу трехмерного поларона, а потом, учитывая температурную зависимость массового коэффициента анизотропии, вычислили массу двумерного поларона как функцию температуры при фиксированных уровнях легирования.

Теоретически найденные значения массы двумерного полярона находятся в качественном и количественном согласии с результатами экспериментальной работы Legros et al. [4].

Литература

1. A.S.Alexandrov and V.V.Kabanov, Phys. Rev. B **59** (1999) 13628.
2. W.J.Padilla et al., Phys. Rev. B **72** (2005) 060511.
3. K.W.Post et al., Phys. Rev. B **103** (2021) 134515.
4. A. Legros et al., Phys. Rev. B **106** (2022) 195110.
5. T. Kimura et al., Advances in Superconductivity VII, Springer Japan, Tokyo, 1995, pp. 539 – 542.
6. T. Shibauchi et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2263.
7. T. Sasagawa et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4297.
8. T. Kimura et al., Physica C **192** (1) (1992) 247.
9. B. Janossy et al., Physica C **176** (4) (1991) 517.
10. Otajonov et al., Physica B 695 (2024) 416589 .