

Научная статья

УДК 538.935

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.14402>

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕРМОЭДС И НЕРНСТА – ЭТТИНГСГАУЗЕНА

В СИСТЕМАХ $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$
И $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$

В. Э. Гасумянц^{1, 2} ✉

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

² Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена,
Санкт-Петербург, Россия

✉ vgasum@yandex.ru

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментального исследования модификации температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в высокотемпературном сверхпроводнике состава $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_2Cu_3O_y$ под действием легирования лантаном и празеодимом. Выявлены особенности влияния исследованных примесей по сравнению со случаями одиночного легирования, вызванные наличием в решетке соединения ионов кальция. Проведен совместный количественный анализ экспериментальных температурных зависимостей кинетических коэффициентов, что позволило определить значения основных параметров энергетического спектра и системы носителей заряда в исследованных образцах. Проанализированы причины изменений характера влияния примесей лантана и празеодима, вызванных наличием ионов кальция в решетке, и показано, что они различаются. Полученные данные о модификации структуры энергетического спектра под действием легирования позволили объяснить особенности концентрационных зависимостей критической температуры в исследованных системах.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, легирование, критическая температура, термоэдс, коэффициент Нернста – Эттингсгаузена, энергетический спектр

Для цитирования: Гасумянц В. Э. Сравнительное исследование и анализ коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в системах $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ и $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2021. Т. 14. № 4. С. 21–39. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.14402>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.14402>

COMPARATIVE STUDY AND ANALYSIS OF THE THERMOPOWER AND THE NERNST COEFFICIENT IN THE $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ AND $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ SYSTEMS

V. E. Gasumyants^{1, 2} ✉

¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia,

² Herzen State Pedagogical University of Russia, St. Petersburg, Russia

✉ vgasum@yandex.ru

Abstract: In this paper, we present the experimental results on the modification of the temperature dependences of the thermopower and the Nernst coefficient in a high-temperature superconductor of the $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_2Cu_3O_y$ composition under lanthanum and praseodymium doping. We have revealed specific features of the studied impurities influence in comparison with cases of single doping which are resulted from the presence of calcium ions in the lattice. The joint quantitative analysis of the experimental temperature dependences of the transport coefficients was performed, and this allowed us to determine the values of the main energy spectrum and charge-carrier system parameters in the studied samples. We analyzed the reasons for changes in the nature of the lanthanum and praseodymium influence induced by the calcium ions' presence in the lattice and showed that they were different. The results obtained for the modification of the energy spectrum structure under doping allowed us to explain the peculiarities of the concentration dependences of the critical temperature in the systems under study.

Keywords: high-temperature superconductor, doping effect, critical temperature, thermopower, Nernst coefficient, energy spectrum

For citation: Gasumyants V. E., Comparative study and analysis of the thermopower and the Nernst coefficient in the $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ and $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ systems, St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics. 14 (4) (2021) 21–39. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.14402>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Несмотря на огромное число работ, посвященных исследованию и анализу различных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), опубликованных за 35 лет, прошедших с открытия веществ данного класса, проблема корректной интерпретации многих необычных свойств таких соединений все еще остается нерешенной. Это касается не только установления механизма высокотемпературной сверхпроводимости, но и целого ряда других свойств ВТСП-материалов, наблюдаемых, в том числе, и в области нормального состояния. Связано это в первую очередь с тем, что до сих пор остаются неустановленными окончательно особенности структуры энергетического спектра данных соединений и основные параметры, характеризующие систему носителей заряда в нормальном состоянии. В результате стандартные подходы к анализу свойств классических объектов физики конденсированного состояния оказываются, в большинстве случаев, неприменимы к ВТСП-соединениям, вследствие чего многие их свойства часто интерпретируются на основе различных феноменологических моделей.

Одним из известных способов получения информации о параметрах системы носителей заряда в нормальном состоянии является метод количественного анализа электронных явлений переноса. Особенности электронного транспорта, наблюдаемые в ВТСП-материалах, свидетельствуют о невозможности использования для этой цели стандартной теории кинетических явлений [1 – 5]. Поэтому для интерпретации температурных зависимостей кинетических коэффициентов в ВТСП-материалах были предложены различные модели, зачастую основанные на принципиально различных подходах. Одной из этих моделей является разработанная нами модель узкой зоны [4, 6]. Данная модель позволяет качественно описать вид температурных зависимостей всех четырех основных кинетических коэффициентов в ВТСП-материалах различных систем (удельного сопротивления ρ , коэффициентов термоэдс S , Холла R_H , Нернста – Эттингсгаузена Q), а из совместного количественного анализа температурных зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ определять значения основных параметров энергетического спектра и системы носителей заряда в нормальной фазе. Применимость и эффективность модели узкой зоны для анализа особенностей трансформации энергетического спектра ВТСП системы $YBa_2Cu_3O_y$ под действием легирования различными примесями была неоднократно продемонстрирована в наших предыдущих публикациях (см., например, работы [4, 5, 7] и ссылки в них). Это позволяет использовать данную модель для выяснения характера и механизма влияния исследуемых замещений на параметры электронной системы в нормальном состоянии. Следует



отметить, что, в отличие от коэффициентов термоэдс и Холла, для описания которых предлагались различные подходы (см., например, статьи [8 – 16]), в случае коэффициента Нернста – Эттингсгаузена в литературе анализируется его поведение либо в смешанном состоянии (при температурах ниже критической T_c), либо в достаточно узком температурном диапазоне выше этой температуры, в котором для ряда легированных ВТСП-систем был обнаружен сильный рост абсолютных значений этого коэффициента [17 – 21], для объяснения которого использовались представления о формировании бозонов в области нормального состояния [18, 22 – 24].

Таким образом, не существует подходов, альтернативных модели узкой зоны, для описания зависимостей $Q(T)$ в широком температурном диапазоне в области нормального состояния.

Хорошо известно, что сверхпроводимость в системе $YBa_2Cu_3O_y$ сохраняется при частичном замещении всех металлических компонентов решетки [25]. При этом многие катионные замещения оказывают схожее влияние как на значение T_c , так и на поведение кинетических коэффициентов в нормальной фазе. Увеличение содержания примеси приводит к падению значения критической температуры и, одновременно, увеличению абсолютных значений всех кинетических коэффициентов, сопровождающемуся качественно аналогичной трансформацией вида их температурных зависимостей [4]. Однако кальций, замещающий иттрий в решетке $YBa_2Cu_3O_y$, занимает в ряду возможных катионных замещений особое место. Характер влияния кальция на значение критической температуры принципиально зависит от общего состава образцов системы $YBa_2Cu_3O_y$. Для близких к стехиометрии составов увеличение его содержания, как и в случае других примесей, приводит к подавлению сверхпроводящих свойств [7, 26 – 28]. Однако если в системе $YBa_2Cu_3O_y$ был предварительно создан дефицит кислорода или в нее была введена другая примесь, в результате чего значение T_c было понижено, то дополнительное введение кальция приводит к восстановлению сверхпроводящих свойств [7, 28 – 35]. При этом изменение абсолютных значений кинетических коэффициентов не коррелирует с изменением значения T_c , а их температурные зависимости приобретают ряд дополнительных особенностей [7, 36 – 40]. На основании исследований и анализа температурных зависимостей коэффициента термоэдс в кальцийсодержащих образцах различного состава мы ранее делали вывод, что причиной указанных особенностей является то, что кальций оказывает непосредственное влияние на структуру энергетического спектра $YBa_2Cu_3O_y$, приводя к формированию в ней дополнительного пика функции плотности состояний в непосредственной окрестности уровня Ферми [7, 28]. Очевидно, что наличие этого пика должно приводить к изменению характера влияния других катионных замещений на различные свойства системы $YBa_2Cu_3O_y$ в случае предварительного введения в нее ионов кальция в фиксированном содержании.

Исходя из вышеизложенного, целью данной работы было проведение сравнительного исследования и количественного анализа коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в системах $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ и $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$. Механизмы влияния примесей лантана и празеодима на свойства $YBa_2Cu_3O_y$ в случае одиночных замещений существенно различаются. Воздействие лантана преимущественно связано с модификацией состояния кислородной подсистемы, вызванной его введением в решетку, в частности с увеличением значения кислородного индекса до сверхстехиометрических значений ($y > 7,0$) [41 – 44]. В отличие от этого, легирование празеодимом не приводит к существенному изменению содержания кислорода в образцах, однако данная примесь непосредственно воздействует на структуру энергетического спектра $YBa_2Cu_3O_y$ вследствие эффекта гибридизации состояний иона празеодима и зонных состояний [45 – 48]. Наличие в решетке дополнительных ионов кальция может оказывать существенное влияние на реализацию указанных механизмов.

Исследованные образцы и методика измерений

Исследования проводились на керамических образцах состава $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ и $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ ($x = 0 - 0,3$), изготовленных стандартным методом твердофазного синтеза из оксидов и карбонатов высокой чистоты. Образцы были синтезированы на воздухе с использованием трехстадийного отжига с последовательным повышением

температуры (от 900 до 930 °С) и промежуточными перемолами. Образцы системы $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ были дополнительно отожжены в атмосфере проточного кислорода при $T = 450$ °С в течение 10 ч; для образцов системы $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ такого отжига не проводили.

Для всех образцов были измерены температурные зависимости удельного сопротивления, а также коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в диапазоне температур $T = T_c - 300$ К для зависимостей $\rho(T)$ и $S(T)$ либо $T = 80 - 320$ К для зависимостей $Q(T)$. Удельное сопротивление измеряли четырехзондовым методом на переменном токе в режиме частотной и фазовой селекций. Измерения коэффициента термоэдс проводили относительно медных электродов при перепаде температуры на образце около 2 К. Коэффициент Нернста – Эттингсгаузена измеряли в постоянном магнитном поле $B = 1,8$ Тл с использованием тонких (толщиной около 1 мм) образцов, что позволяло достичь больших значений градиента температуры (до $\nabla T = 100$ К/см). Для подавления четных по магнитному полю паразитных составляющих сигнала значения напряжения снимали при двух противоположных направлениях магнитного поля.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Зависимости $\rho(T)$, использованные для определения значений критической температуры, для всех исследованных образцов демонстрировали линейное уменьшение значений удельного сопротивления при снижении температуры, что типично для легированных иттриевых ВТСП при относительно небольших уровнях легирования [1, 3, 4]. Изменение значения T_c при увеличении уровня легирования для обеих исследованных серий образцов показано на рис. 1. Отметим, что значения критической температуры для стартовых образцов двух исследованных серий, так же, как и приведенные ниже значения кинетических коэффициентов и расчетных параметров, несколько отличаются из-за использованной процедуры синтеза (дополнительное насыщение кислородом образцов $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$). Тем не менее, это не мешает проводить сравнение тенденций в изменении всех этих параметров под действием легирования, что и было целью нашего исследования. Видно, что увеличение содержания празеодима и лантана приводит к качественно аналогичному изменению критической температуры – в диапазоне $x \leq 0,175-0,200$ значение T_c остается практически неизменным, а дальнейшее увеличение уровня легирования приводит к его достаточно резкому падению. Отметим, что в случае аналогичных одиночных замещений (при отсутствии ионов кальция в решетке) зависимости $T_c(x)$ являются качественно различными. В системе $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ при составе, близком к стехиометрическому по кислороду, значение T_c незначительно возрастает в диапазоне $x = 0 - 0,1$, а затем последовательно снижается, а в системе $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ наблюдается его последовательное снижение во всем диапазоне содержания празеодима. Таким образом, наблюдаемое изменение вида зависимости $T_c(x)$ в образцах $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$, по сравнению со случаями одиночных замещений, вызвано именно их дополнительным легированием кальцием. Причиной этого является эффект пиннинга уровня Ферми в области локального пика функции плотности электронных состояний [7, 35], формирующегося, согласно нашим предыдущим данным, при введении ионов кальция в решетку.

Полученные экспериментальные температурные зависимости коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена для двух исследованных систем приведены на рис. 2 и рис. 3. Как и во всех легированных образцах семейства $YBa_2Cu_3O_y$, на зависимостях $S(T)$ имеется четко выраженный максимум, положение которого на температурной шкале зависит от уровня легирования. В то же время, другая особенность зависимостей $S(T)$, характерная для иттриевых ВТСП, – крайне слабое изменение значений коэффициента термоэдс в области высоких температур [2, 4], что особенно ярко наблюдается в случае его малых абсолютных значений – в исследованных образцах не проявляется. Вместо этого вплоть до $T = 300$ К наблюдается практически линейное уменьшение значений S с ростом температуры. Такое поведение данного коэффициента связано с влиянием примеси кальция, рост содержания которого приводит к последовательному увеличению наклона кривых $S(T)$ в области высоких температур [7]. Данная особенность наблюдается в кальцийсодержащих образцах системы

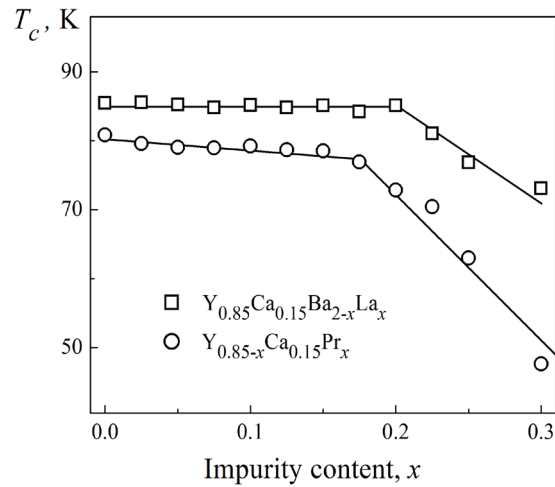


Рис. 1. Изменение критической температуры с ростом уровня легирования в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$

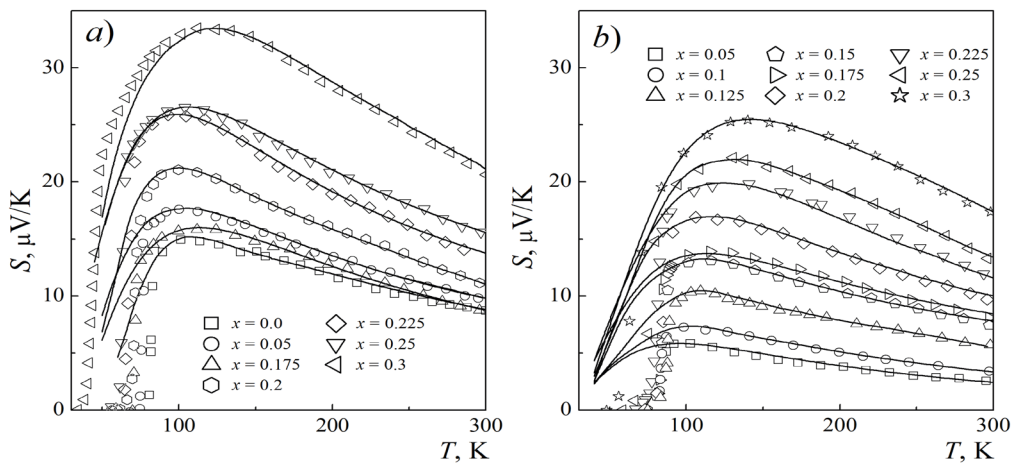


Рис. 2. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) температурные зависимости коэффициента термоэдс в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ (a) и $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ (b); расчет проведен по модели узкой зоны

$YBa_2Cu_3O_y$ при любых способах их дополнительного легирования и связана с влиянием кальция на структуру зоны, ответственной за проводимость данного соединения в нормальной фазе [7, 28, 31 – 40]. Таким образом, зависимости $S(T)$ для исследованных систем демонстрируют все особенности, характерные для поведения коэффициента термоэдс в легированных образцах ВТСП иттриевого семейства при наличии в их решетке ионов кальция.

Зависимости $Q(T)$ в целом качественно аналогичны наблюдаемым для других легированных образцов иттриевого семейства [5], однако так же, как и в случае коэффициента термоэдс, характеризуются наличием дополнительных особенностей. В случае большинства одиночных замещений увеличение уровня легирования приводит к сохранению на зависимости $Q(T)$ явно выраженного максимума в области высоких температур, конкретное положение которого зависит от типа и уровня легирования [2]. В исследованных системах этот максимум не проявляется: в случае $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ значение коэффициента Нернста – Эттингсгаузена для всех образцов остается почти неизменным

при $T > 250$ К (см. рис. 3, *a*), а в случае $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$, при большом содержании лантана, зависимость $Q(T)$ становится падающей с уменьшением температуры во всем диапазоне $T < 320$ К (см. рис. 3, *b*). При этом другая особенность зависимостей $Q(T)$, характерная в случае одиночных замещений только для слаболегированных образцов – переход к отрицательным значениям Q в области низких температур – сохраняется для всех образцов, в том числе и с максимальным уровнем легирования. Таким образом, зависимости $Q(T)$ для исследованных систем за счет наличия ионов кальция в решетке приобретают дополнительные особенности, по сравнению со случаями одиночных замещений $La \rightarrow Ba$ и $Pr \rightarrow Y$.

Наиболее ярко специфическое воздействие присутствия ионов кальция в решетке $YBa_2Cu_3O_y$ на характер модификации электронных свойств данного соединения под действием замещений $La \rightarrow Ba$ и $Pr \rightarrow Y$ проявляется в изменении абсолютных значений коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена с ростом уровня легирования. Как известно, одиночные замещения исследованного типа приводят к последователь-

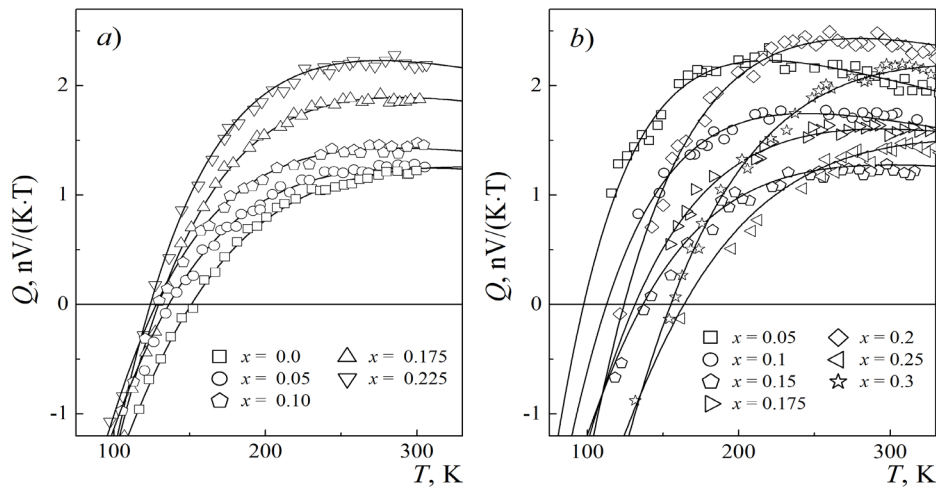


Рис. 3. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) температурные зависимости коэффициента Нернста – Эттингсгаузена в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ (*a*) и $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ (*b*); расчет проведен по модели узкой зоны

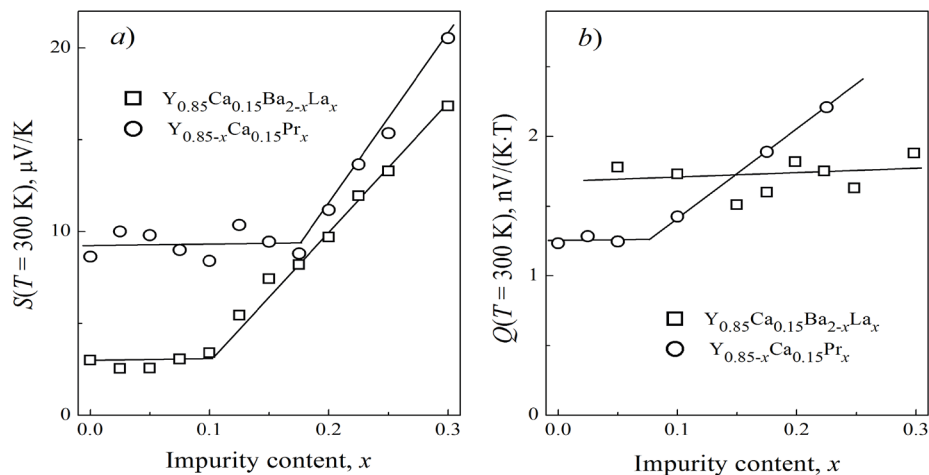


Рис. 4. Изменение значений коэффициентов термоэдс (*a*) и Нернста – Эттингсгаузена (*b*) с ростом уровня легирования в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$; $T = 300$ К

ному росту значений этих коэффициентов, в том числе и при комнатной температуре (S_{300} и Q_{300} , соответственно) [5, 43, 44, 48]. В системах $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ зависимости $S_{300}(x)$ и $Q_{300}(x)$ выглядят иначе (рис. 4).

Значение коэффициента термоэдс остается неизменным при низких концентрациях примеси (до $x = 0,175$ и $x = 0,100$ при замещениях $La \rightarrow Ba$ и $Pr \rightarrow Y$, соответственно), после чего практически линейно возрастает (см. рис. 4, *a*). Таким образом, значения S_{300} , характеризующие свойства электронной системы в нормальном состоянии, и критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в исследованных системах изменяются аналогичным образом (сравните рис. 1 и рис. 4, *a*), но переход от постоянства к росту значений S_{300} происходит при меньших концентрациях примесей, чем переход к падению значений T_c . Причиной этого является то, что обе эти величины непосредственно связаны с положением уровня Ферми, и вид зависимостей $S_{300}(x)$ является дополнительным подтверждением реализации в исследованных системах эффекта его пиннинга в области пика кальциевых состояний.

Как видно из рис. 4, *b*, в отличие от коэффициента термоэдс, зависимости $Q_{300}(x)$ в исследованных системах выглядят по-разному. В образцах $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ значение Q_{300} , как и величина S_{300} , не изменяется в области слабого легирования (но только до $x = 0,05$, т. е. до заметно меньших значений, чем в случае коэффициента термоэдс), а затем возрастает. В отличие от этого, в системе $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ значение Q_{300} слабо изменяется во всем исследованном диапазоне содержаний лантана. Таким образом, изменения значений S_{300} и Q_{300} при увеличении уровня легирования не коррелируют друг с другом, особенно в случае $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$, в то время как при одиночных замещениях в системе $YBa_2Cu_3O_y$ подобная корреляция всегда наблюдается [5]. Данная особенность исследованных систем указывает на то, что изменение значений коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена при легировании определяется воздействием примесей на различные параметры структуры энергетического спектра исследованных соединений.

Таким образом, полученные экспериментальные данные показывают, что характер влияния легирования $YBa_2Cu_3O_y$ лантаном и празеодимом на значение критической температуры и поведение коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена существенно изменяется при наличии в решетке данного соединения ионов кальция. Для выяснения механизмов, вызывающих это изменение, а также причин обнаруженных различий во влиянии двух исследованных замещений на поведение коэффициента Нернста – Эттингсгаузена ниже будет проведен количественный анализ полученных результатов на основе модели узкой зоны.

Анализ полученных экспериментальных данных

Для интерпретации полученных результатов мы использовали развитый нами подход, основанный на совместном количественном анализе температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в рамках феноменологической модели, основанной на предположении о наличии в энергетическом спектре ВТСП-материалов узкой проводящей зоны или узкого пика функции плотности электронных состояний $D(E)$ (далее – модель узкой зоны) [5, 49]. Условие узости зоны (сравнимость ее полуширины с величиной фермиевского размытия) позволяет аппроксимировать функции плотности состояний, дифференциальной проводимости $\sigma(E)$ и холловской проводимости $\sigma_H(E)$ прямоугольниками (в общем случае, различной ширины) [4 – 6, 49]. Дополнительный учет возможной асимметрии функций плотности состояний и закона дисперсии приводит к смещению центра прямоугольника, аппроксимирующего функцию $\sigma(E)$, а также точки смены знака функции $\sigma_H(E)$ относительно центра прямоугольника, аппроксимирующего функцию $D(E)$ [5, 49]. В рамках таких аппроксимаций, используя стандартные выражения для кинетических интегралов, удается получить аналитические выражения, описывающие температурные зависимости электрохимического потенциала и всех основных кинетических коэффициентов [4 – 6, 49]. При этом в формулы для удельного сопротивления и коэффициента Холла в качестве масштабных множителей входят неизвестные значения средних по зоне значений функций $\sigma(E)$ или/и $\sigma_H(E)$, что позволяет проводить только качествен-

ное сравнение экспериментальных и расчетных температурных зависимостей этих коэффициентов. В случае коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена, благодаря виду соответствующих кинетических интегралов, эти значения сокращаются, что дает возможность использовать полученные для $S(T)$ и $Q(T)$ расчетные формулы для количественного анализа экспериментальных данных. Процедура вывода всех этих формул и их конкретный вид приведены в работах [4 – 6, 49].

В самом общем случае расчетные выражения для коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена содержат шесть модельных параметров, каждый из которых имеет однозначный физический смысл. Этими параметрами являются: W_D и W_σ – полная эффективная ширина проводящей зоны и эффективная ширина интервала проводящих (делокализованных) состояний (соответствуют ширинам прямоугольников, аппроксимирующих функции $D(E)$ и $\sigma(E)$); F – степень заполнения зоны электронами, определяемая как отношение полного числа электронов к полному числу состояний в зоне; b – степень асимметрии зоны (определяет абсолютное значение энергетического сдвига bW_D между центрами прямоугольников $D(E)$ и $\sigma(E)$); k – степень асимметрии закона дисперсии (определяет абсолютное значение энергетического сдвига kW_D между центром прямоугольника $D(E)$ и точкой смены знака $\sigma_H(E)$); u – значение средней по зоне подвижности электронов. Несмотря на относительно большое количество подгоночных параметров, их значения можно практически однозначно определить при использовании совместного анализа экспериментальных данных, полученных для зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ и измеренных на одних и тех же образцах. Для этого необходимо на первом этапе проанализировать экспериментальные данные для коэффициента термоэдс, расчетная температурная зависимость которого определяется четырьмя из модельных параметров (W_D , W_σ , F и b), а затем, подставляя уже найденные их значения в расчетные выражения для коэффициента Нернста – Эттингсгаузена, определить значения двух последних параметров (k и u), при этом несколько уточнив, возможно, значения первых четырех [5, 49].

Описанный метод был использован для анализа экспериментальных данных, полученных для зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$ для образцов систем $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$, представленных выше. На рис. 2 и 3 приведены полученные в результате этого анализа расчетные кривые, показывающие, что во всех случаях нам удалось достичь их хорошего согласия с экспериментальными данными. Таким образом, для образцов всех исследованных составов были определены значения параметров энергетического спектра и системы носителей заряда, сравнительный анализ зависимостей которых от содержания легирующих примесей будет представлен ниже.

Рассмотрим сначала результаты, полученные из анализа зависимостей $S(T)$. Значение степени асимметрии зоны является практически неизменным для всех исследованных образцов и составляет $b \approx -0,018$. Это соответствует сделанному ранее выводу о том, что введение кальция в решетку $YBa_2Cu_3O_y$ во всех случаях приводит к появлению асимметрии проводящей зоны, степень которой изменяется по закону $b \approx -0,12z$, где z – содержание кальция (является неизменным в наших образцах) [7, 35]. Изменение энергетических размеров зоны показано на рис. 5 и 6. При этом вместо параметра W_σ мы используем здесь отношение $C = W_\sigma/W_D$, характеризующее степень делокализации зонных состояний [4, 6]. В области относительно слабого легирования (до $x = 0,150$ и $x = 0,175$ для примесей празеодима и лантана соответственно) значение полной эффективной ширины зоны W_D изменяется незначительно (особенно в случае замещения $La \rightarrow Ba$); дальнейшее увеличение уровня легирования приводит к сильному расширению проводящей зоны. Качественно аналогичным образом изменяется и степень делокализации состояний на краях зоны – доля локализованных состояний достаточно слабо увеличивается с ростом x в области слабого легирования (наблюдается незначительное падение значения параметра C) и сильно возрастает при $x > 0,150$ или $x > 0,175$.

Таким образом, в обеих исследованных системах модификация проводящей зоны под действием легирования происходит аналогичным образом, при этом изменение ее полной эффективной ширины коррелирует с изменением значения критической температуры (сравните рис. 1 и рис. 5), что является характерной особенностью леги-

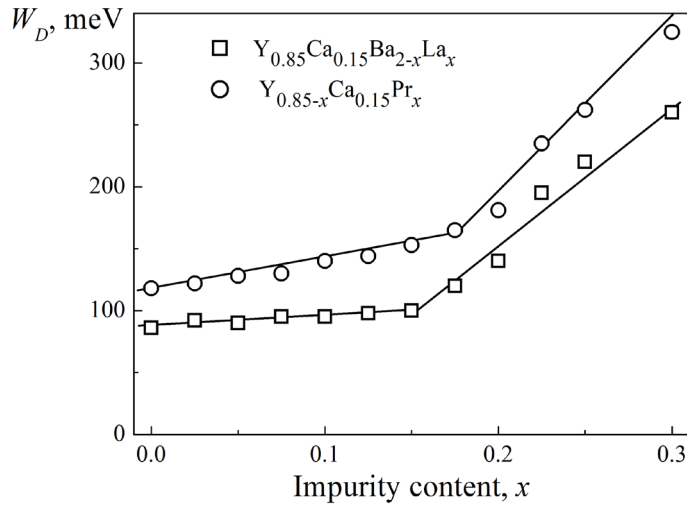


Рис. 5. Изменение полной эффективной ширины проводящей зоны с ростом уровня легирования в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$

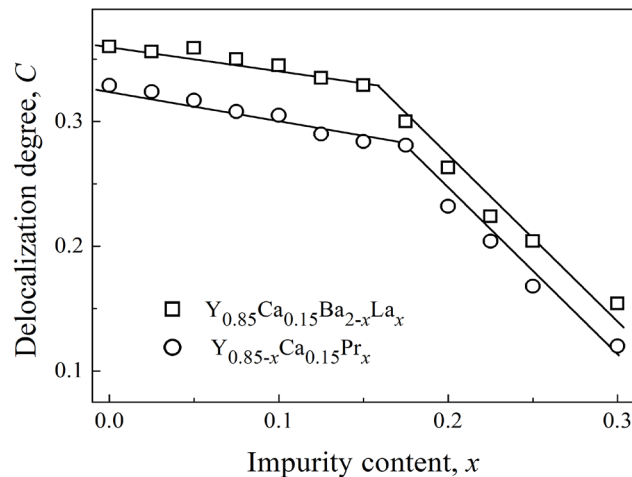


Рис. 6. Изменение степени делокализации состояний с ростом уровня легирования в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$

рованных ВТСП иттриевой системы при многих типах замещений [4]. Однако физическая причина этой модификации в двух исследованных системах является принципиально различной. В случае одиночного легирования лантаном в системе $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ (при отсутствии дополнительных ионов кальция в решетке) значения W_D и C для близких к стехиометрии по кислороду образцов при $x < 0,10 - 0,15$ остаются почти неизменными, а затем наблюдается рост первого и уменьшение второго [43, 48]. Согласно данным статьи [43], причиной этого является то, что лантан в решетке $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ имеет большую, чем замещаемый им барий, валентность, вследствие чего увеличение его содержания вызывает рост значения кислородного индекса y . При малом содержании лантана происходит дозаполнение кислородных позиций в цепочках CuO , вакантных в нелегированном образце, приводящее к частичному упорядочению кислородной подрешетки соединения, что компенсирует беспорядок, вносимый ионами лантана. Это и вызывает, в соответствии с моделью андерсоновской локализации состояний, слабое изменение эффективной ширины проводящей зоны и степени локализации

состояний. Дальнейшее увеличение x в соединении $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ приводит к заполнению позиций мостикового кислорода, что, наряду со значительным увеличением содержания примеси лантана, приводит к росту степени разупорядочения решетки и, соответственно, к увеличению значения W_D . Дополнительное введение в решетку кальция вызывает уменьшение значения кислородного индекса [26 – 29], в результате дозаполнение позиций цепочечного кислорода в образцах $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ до его стехиометрического значения $y = 7$ происходит в большем диапазоне содержаний лантана. Это и приводит к расширению диапазона слабого изменения значений W_D и C , по сравнению со случаем системы $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$. При этом слабое изменение, а не постоянство (как в $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$) этих значений вызвано общим увеличением степени беспорядка в решетке за счет введения дополнительных ионов кальция и больших значений содержания лантана. Таким образом, в соединении $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ лантан оказывает на энергетические размеры зоны опосредованное влияние, через его воздействие на содержание кислорода, а механизм модификации проводящей зоны остается неизменным.

Иная ситуация наблюдается при легировании $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_2Cu_3O_y$ празеодимом. Данная примесь является близкой к изовалентной и почти не оказывает влияния на содержание кислорода в образцах [45, 48]. Тем не менее, в системе $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ с увеличением x происходит последовательный и существенный рост значений W_D (до $W_D = 260$ мэВ при $x = 0,2$), а также сильное увеличение степени локализации состояний (уменьшение параметра C), что вызвано эффектом гибридизации зонных состояний и состояний иона празеодима, оказывающим непосредственное воздействие на энергетическую структуру проводящей зоны [4, 48]. Чтобы объяснить данные для системы $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$, необходимо учесть, что, согласно результатам, полученным нами ранее, при одновременном введении в решетку ионов кальция и празеодима происходит их взаимодействие, приводящее к ослаблению указанного выше эффекта [40]. Как видно из рис. 5 и 6, характер зависимостей $W_D(x)$ и $C(x)$ изменяется при $x = 0,175$, т. е. при содержании празеодима, близком к содержанию кальция, введенного в систему $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$. Это позволяет сделать вывод, что ослабление воздействия празеодима на структуру проводящей зоны, наблюдаемое при $x = 0 - 0,175$, связано с влиянием ионов кальция, компенсирующих это воздействие. При больших значениях содержания празеодима его ионы оказывают на структуру проводящей зоны воздействие, аналогичное случаю одиночного легирования данной примесью, что и приводит к усилению зависимостей $W_D(x)$ и $C(x)$ при $x > 0,175$. Таким образом, в отличие от примеси лантана в системе $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$, празеодим в системе $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ оказывает непосредственное воздействие на структуру проводящей зоны, а механизм этого воздействия изменяется после достижения значения содержания празеодима, соответствующего числу введенных в решетку ионов кальция.

Дополнительно отметим, что характер зависимости $F(x)$ для системы $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ также отличается от случая одиночного легирования празеодимом: в области слабого легирования значения степени заполнения уменьшаются, а в области сильного – возрастают. Это дополнительно подтверждает вывод об изменении при $x \approx 0,175$ механизма воздействия празеодима на параметры нормального состояния в системе $Y_{0,85-x}Ca_{0,15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$.

Перейдем теперь к результатам, полученным из анализа экспериментальных данных по температурным зависимостям коэффициента Нернста – Эттингсгаузена. На рис. 7 представлены зависимости подвижности электронов от содержания вводимых примесей, а на рис. 8 – аналогичные зависимости для значения энергетического сдвига точки смены знака функции $\sigma_H(E)$ от центра проводящей зоны kW_D , определенного по найденным значениям степени асимметрии закона дисперсии k . Отметим, что подвижность, определяемая из анализа зависимостей $Q(T)$ в рамках модели узкой зоны, не является часто используемой в физике полупроводников «нернстовской» подвижностью, определяемой просто как $Q/(k_B/e)$, где k_B – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, а представляет собой значение истинной подвижности носителей заряда ($u = e\tau/m$, где τ – время релаксации, а m – эффективная масса электронов), усредненное по всей узкой проводящей зоне. При анализе изменения подвижности с ростом уровня

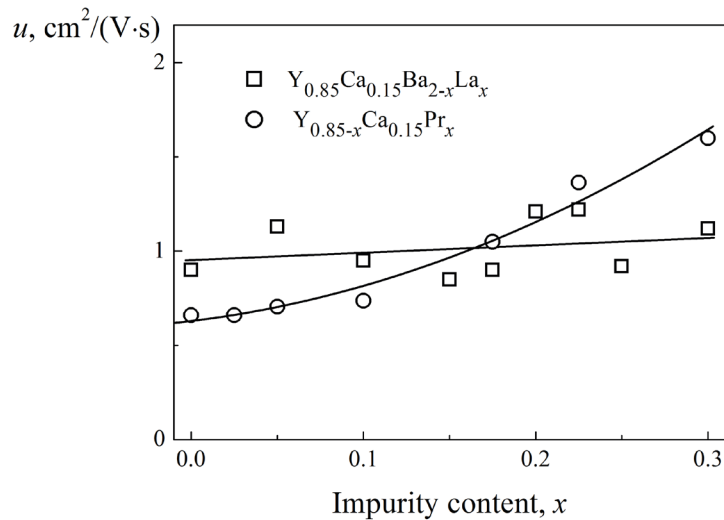


Рис. 7. Изменение значения подвижности электронов с ростом уровня легирования в образцах $\text{Y}_{0.85-x}\text{Ca}_{0.15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ и $\text{Y}_{0.85}\text{Ca}_{0.15}\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$

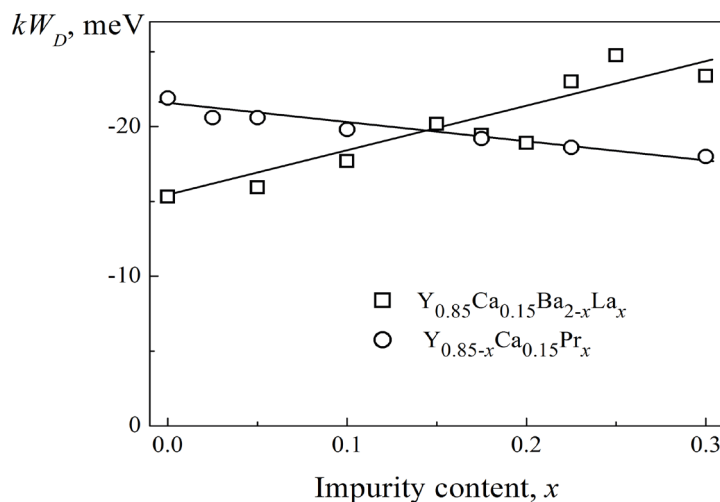


Рис. 8. Изменение степени асимметрии закона дисперсии с ростом уровня легирования в образцах $\text{Y}_{0.85-x}\text{Ca}_{0.15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ и $\text{Y}_{0.85}\text{Ca}_{0.15}\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$

легирования необходимо учитывать следующие обстоятельства. С ростом содержания примесей, как говорилось выше, изменяется степень разупорядочения решетки, о значении которой можно судить по зависимости $C(x)$, а также эффективная ширина проводящей зоны W_D . Оба этих фактора оказывают непосредственное влияние на значение подвижности электронов. При этом увеличение беспорядка приводит к увеличению частоты рассеяния, т. е. уменьшению времени релаксации и, соответственно, уменьшению значения подвижности, а расширение зоны вызывает уменьшение значения эффективной массы электронов, что приводит к росту этого значения. Поскольку типичной для ВТСП ситуацией является одновременно происходящие под действием легирования расширение зоны и увеличение степени локализации состояний, вызванные реализацией андерсоновского механизма локализации состояний [4], эти два фактора оказывают на значение u противоположное влияние, и результирующая зависимость $u(x)$ зависит от того, влияние какого из них будет преобладающим.

Как видно на рис. 7, значение подвижности остается почти неизменным ($u \approx 1 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) в системе $\text{Y}_{0,85-x}\text{Ca}_{0,15-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ и возрастает с ростом x , хотя и достаточно слабо, в системе $\text{Y}_{0,85-x}\text{Ca}_{0,15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. В первой системе в диапазоне $x \leq 0,15$ происходит достаточно слабое расширение зоны и незначительное увеличение доли локализованных состояний (см. рис. 5 и 6). При этом одновременное уменьшение значений τ и m приводит к тому, что значение подвижности остается почти неизменным. При $x > 0,15$ происходит более сильное расширение зоны, но одновременно усиливается и возрастание степени локализации состояний, что и приводит к сохранению постоянства значений подвижности. В системе $\text{Y}_{0,85-x}\text{Ca}_{0,15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, несмотря на изменения характера зависимостей $W_D(x)$ и $C(x)$ при $x \approx 0,175$, во всем диапазоне легирования происходит более сильное расширение зоны, чем в системе $\text{Y}_{0,85}\text{Ca}_{0,15}\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$, в результате чего эффект уменьшения значения эффективной массы электронов не полностью компенсируется уменьшением времени релаксации, и значение подвижности слабо возрастает.

Что касается степени асимметрии закона дисперсии, то, как видно на рис. 8, изменение значения энергетического сдвига точки смены знака функции $\sigma_H(E)$ с ростом уровня легирования в исследованных системах происходит противоположным образом. Отметим, что в отличие от асимметрии функции плотности состояний (определяется в используемой модели значением параметра b и наблюдается для ВТСП иттриевой системы только в случае легирования кальцием) [4], наличие асимметрии закона дисперсии характерно для образцов любых составов и является общим свойством этого закона для системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [5]. В системе $\text{Y}_{0,85-x}\text{Ca}_{0,15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ увеличение содержания празеодима приводит к уменьшению абсолютного значения kW_D , что дополнительно указывает на наличие непосредственного влияния данной примеси на структуру энергетического спектра. Что касается системы $\text{Y}_{0,85}\text{Ca}_{0,15}\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$, то в этом случае абсолютное значение kW_D увеличивается, хотя и незначительно (менее чем на 8 мэВ во всем исследованном диапазоне легирования). Считается, что лантан оказывает на свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ опосредованное влияние (прежде всего, за счет его воздействия на изменение состояния кислородной подсистемы). Полученные нами результаты показывают, что данная примесь тем не менее приводит к незначительной модификации структуры проводящей зоны.

В заключение сопоставим изменения, происходящие под действием легирования исследованных систем в энергетическом спектре в нормальном состоянии и в сверхпроводящих свойствах. Согласно результатам, полученным ранее для легированных ВТСП системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, значение критической температуры оказывается непосредственно связанным со значением функции плотности электронных состояний на уровне Ферми $D(E_F)$, как и в классической теории сверхпроводимости [4]. В рамках используемого нами способа аппроксимации функции $D(E)$ последнее, в свою очередь, определяется эффективной шириной зоны: чем больше значение W_D , тем меньше (при условии сохранения полного числа электронных состояний в зоне) значение $D(E_F)$. Поскольку для большинства неизовалентных катионных замещений в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ наблюдается достаточно сильное расширение проводящей зоны с ростом уровня легирования, влияние иных особенностей строения энергетического спектра на значение $D(E_F)$ является менее существенным, что приводит к наличию близкой к универсальной корреляции между значениями T_c и W_D для системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с различными типами замещений [4]. Однако при наличии в решетке данного соединения ионов кальция необходимо учитывать специфику воздействия этой примеси на структуру проводящей зоны, а именно – появление в ней дополнительного пика кальциевых состояний вблизи середины зоны. Для выяснения характера изменения значения $D(E_F)$ в таком случае необходимо знать положение уровня Ферми в образцах различного состава. В случае несимметричной зоны положение E_F относительно середины интервала проводящих состояний в области низких (т. е. близких к T_c) температур можно вычислить по формуле $E_F = (F - 0,5)W_D - bW_D$ [50].

Результаты данного расчета для исследованных систем приведены на рис. 9. Видно, что в области слабого легирования значение E_F либо изменяется очень незначительно (для $\text{Y}_{0,85}\text{Ca}_{0,15}\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$), либо вообще остается постоянным (для $\text{Y}_{0,85-x}\text{Ca}_{0,15}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$), а при достаточно сильном увеличении уровня легирования уровень Ферми начинает

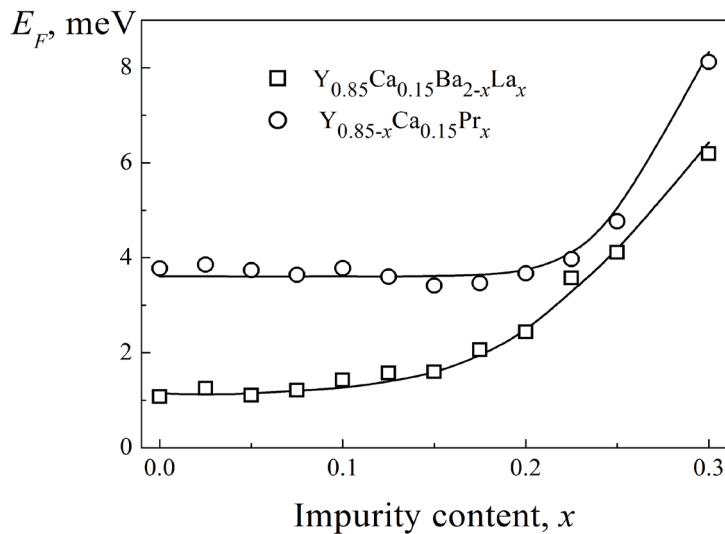


Рис. 9. Изменение положения уровня Ферми с ростом уровня легирования в образцах $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$

смещаться вверх по шкале энергии. Это говорит о том, что при низких концентрациях примесей происходит пиннинг уровня Ферми в области пика кальциевых состояний, что и приводит, наряду со слабым расширением проводящей зоны, к сохранению или слабому падению значений $D(E_F)$ и, соответственно, T_c (см. рис. 1). С ростом содержания примесей выше $x = 0,15 - 0,20$ уровень Ферми выходит из области этого пика, а сильное расширение проводящей зоны приводит к значительному уменьшению значений $D(E_F)$ и T_c .

Таким образом, результаты, полученные из количественного анализа зависимостей $S(T)$ и $Q(T)$, позволяют не только установить механизм влияния исследованных примесей на строение энергетического спектра и параметры системы носителей заряда в исследованных системах, но и объяснить особенности наблюдаемого изменения значения критической температуры с ростом содержания этих примесей.

Заключение

В данной работе проведено сравнительное экспериментальное исследование поведения коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена в легированных ВТСП иттриевой системы состава $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ и $Y_{0.85-x}Ca_{0.15}Pr_xBa_2Cu_3O_y$, а также количественный анализ температурных зависимостей этих коэффициентов на основе модели узкой зоны. Получены следующие основные результаты и сделаны следующие выводы.

1. Зависимости критической температуры и абсолютных значений коэффициентов термоэдс и Нернста – Эттингсгаузена от содержания примесей лантана в позиции бария, а также празеодима в позиции иттрия существенно изменяются в случае дополнительного легирования исследованных образцов кальцием, при этом зависимости значений T_c и $S(T = 300 \text{ K})$ от содержания этих двух примесей имеют качественно схожий вид, а вид зависимостей $Q(T = 300 \text{ K})$ качественно различен.

2. На основании количественного анализа полученных экспериментальных данных определены значения всех основных параметров энергетического спектра и системы носителей заряда в исследованных системах и проанализирован характер и механизмы их изменения с ростом уровня легирования.

3. Несмотря на выявленное качественное сходство характера изменений в энергетической структуре проводящей зоны под действием легирования лантаном и празеодимом, механизмы влияния этих примесей принципиально различны. Влияние замещения $La \rightarrow Ba$ преимущественно связано с вызываемым данной примесью изменением в содержании кислорода, которое было дополнительно уменьшено за счет введения ионов

кальция в решетку. Изменение характера влияния празеодима, по сравнению со случаем одиночного легирования, вызвано ослаблением эффекта гибридизации зонных состояний и состояний иона празеодима, возникающего за счет взаимодействия последних с введенными в решетку ионами кальция.

4. Различия в концентрационных зависимостях подвижности электронов в системах $Y_{0,85-x}Ca_{0,15-x}PrBa_2Cu_3O_y$ и $Y_{0,85}Ca_{0,15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ связаны с количественными различиями во влиянии этих примесей на эффективную ширину проводящей зоны и степень локализации состояния в ней. При этом исследованные примеси оказывают различное, хотя и достаточно слабое, влияние на вид закона дисперсии электронов в системе $YBa_2Cu_3O_y$.

5. Показано, что обнаруженные особенности зависимостей критической температуры от содержания примесей в исследованных системах можно объяснить на основании анализа происходящей при легировании модификации структуры энергетического спектра в нормальном состоянии при учете наличия дополнительного пика функции плотности электронных состояний и эффекта пиннинга уровня Ферми в области этого пика.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Iye Y.** Transport properties in high T_c cuprates // Physical Properties of High Temperature Superconductors. Vol. III. Ginsberg D. M. (Editor). Singapore: World Scientific, 1992. Pp. 285–361.
2. **Kaiser A. B., Ucher C.** Thermoelectricity of high-temperature superconductors // Studies of High Temperature Superconductors. Vol. 7. Narlikar A. V. (Editor). New York: Nova Science Publishers, 1991. Pp. 353–392.
3. **Ong N. P.** The Hall effect and its relations to other transport phenomena in the normal state of the high temperature superconductors // Physical Properties of High Temperature Superconductors. Vol. II. Ginsberg D. M. (Editor). Singapore: World Scientific, 1990. Pp. 459–507.
4. **Gasumyants V. E.** Analysis of the electron transport phenomena in HTSC-materials as the method of studying the band spectrum and its transformation under doping by different impurities // Advances in Condensed Matter and Materials Research. Vol. 1. Gerard F. (Editor). New York: Nova Science Publishers, 2001. Pp. 135–200.
5. **Gasumyants V. E., Martynova O. A.** Experimental investigation and quantitative analysis of the normal-state Nernst coefficient in doped high-temperature superconductors of the $YBa_2Cu_3O_y$ system // High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications. Miryala M., Koblishka M. R. (Editors). New York: Nova Science Publishers, 2018. Pp. 95–152.
6. **Gasumyants V. E., Kaidanov V. I., Vladimirskaia E. V.** The electron transport phenomena in Y-based HTSC's and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory. The band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu // Physica C: Superconductivity and its Applications. 1995. Vol. 248. No. 3–4. Pp. 255–275.
7. **Gasumyants V. E., Martynova O. A.** Specific features of the thermopower behavior of calcium-containing Y-based high-temperature superconductors: Experimental investigation and interpretation // Horizons in World Physics. Vol. 291. Reimer A. (Editor). New York: Nova Science Publishers, 2017. Pp. 129–216.
8. **Das A. N., Ghosh B., Choudhury P.** Superconductivity, antiferromagnetism, Hall coefficient and the thermoelectric power for a single-band Hubbard model // Physica C: Superconductivity and its Applications. 1989. Vol. 158. No. 1–2. Pp. 311–325.
9. **Trugman S. A.** Explanation of normal-state properties of high-temperature superconductors // Physical Review Letters. 1990. Vol. 65. No. 4. Pp. 500–503.
10. **Nagaosa N., Lee P. A.** Normal state properties of the uniform resonating-valence-bond state // Physical Review Letters. 1990. Vol. 64. No. 19. Pp. 2450–2453.
11. **Kresin V. Z., Wolf S. A.** Major normal and superconducting parameters of high- T_c oxides // Physical Review B. 1990. Vol. 41. No. 7. Pp. 4278–4285.
12. **Newns D. M., Tsuei C. C., Huebener R. P., van Bentum P. J. M., Pattnaik P. C., Chi C. C.** Quasiclassical transport at a van Hove singularity in cuprate superconductors // Physical Review Letters. 1994. Vol. 73. No. 12. Pp. 1695–1698.
13. **Moshchalkov V. V.** Transport properties of high- T_c superconductors // Solid State Communications. 1990. Vol. 73. No. 11. Pp. 777–781.

14. **Cohn J. L., Skelton E. F., Wolf S. A., Liu J. Z.** In-plane thermoelectric power of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Physical Review B*. 1992. Vol. 45. No. 22. Pp. 13140–13143.
15. **Bar-Ad S., Fisher B., Ashkenazi J., Genossar J.** Two models for the transport properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in its normal state // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1988. Vol. 156. No. 5. Pp. 741–749.
16. **Aleksandrov A. S., Bratkovsky A. M., Mott N. F.** Hall effect and resistivity of high- T_c oxides in the bipolaron model // *Physical Review Letters*. 1994. Vol. 72. No. 11. Pp. 1734–1737.
17. **Xu Z. A., Ong N. P., Wang Y., Kakeshita T., Uchida S.** Vortex-like excitations and the onset of superconducting phase fluctuation in underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ // *Nature*. 2000. Vol. 406. 3 August. Pp. 486–488.
18. **Wang Y., Xu Z. A., Kakeshita T., Uchida S., Ono S., Ando Y., Ong N. P.** Onset of the vortex-like Nernst signal above T_c in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{La}_y\text{CuO}_6$ // *Physical Review B*. 2001. Vol. 64. No. 22. P. 224519.
19. **Capan C., Behnia K., Hinderer J., Jansen A. G. M., Lang W., Marcenat C., Marin C., Flouquet J.** Entropy of vortex cores near the superconductor-insulator transition in an underdoped cuprate // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88. No. 5. P. 056601.
20. **Wang Y., Li L., Ong N. P.** Nernst effect in high- T_c superconductors // *Physical Review B*. 2006. Vol. 73. No. 2. P. 024510.
21. **Rullier-Albenque F., Tourbot R., Alloul H., Lejay P., Colson D., Forget A.** Nernst effect and disorder in the normal state of high- T_c cuprates // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 96. No. 6. P. 067002.
22. **Wang Y., Ong N. P., Xu Z. A., Kakeshita T., Uchida S., Bonn D. A., Liang R., Hardy W. N.** High field phase diagram of cuprates derived from the Nernst effect // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 88. No. 25. P. 257003.
23. **Tan S., Levin K.** Nernst effect and anomalous transport in cuprates: A preformed-pair alternative to the vortex scenario // *Physical Review B*. 2004. Vol. 69. No. 6. P. 064510.
24. **Alexandrov A. S., Zavaritsky N. V.** Nernst effect in poor conductors and in the cuprate superconductors // *Physical Review Letters*. 2004. Vol. 93. No. 21. P. 217002.
25. **Felner I.** The effect of chemical substitution on superconductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // *Thermochimica Acta*. 1991. Vol. 174. 15 January. Pp. 41–69.
26. **Chandrahood M. R., Mulla I. S., Gorwadkar S. M., Sinha A. P.** Calcium substitution at yttrium site in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ // *Applied Physics Letters*. 1990. Vol. 56. No. 2. P. 183–185.
27. **Fisher B., Genossar J., Kuper C.G., Patlagan L., Reisner G. M., Knizhnik A.** Effects of substituting calcium for yttrium on the properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *Physical Review B*. 1993. Vol. 47. No. 10. Pp. 6054–6059.
28. **Гасумянц В. Э., Владимирская Е. В., Елизарова М. В., Агеев Н. В.** О возможности внесения кальция дополнительных состояний в проводящую зону при легировании $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ // *Физика твердого тела*. 1998. Т. 40. № 12. С. 2145–2152.
29. **Awana V. P. S., Malik S. K., Yelon W. B.** Structural aspects and superconductivity in oxygen-deficient $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ($y \approx 0.3$) systems: A neutron-diffraction study // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1996. Vol. 261. No. 3–4. Pp. 271–278.
30. **Suard E., Maignan A., Caignaert V., Raveau B.** Effect of Y-Ca substitution upon superconductivity in the oxide $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_{7-\delta}$ // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1992. Vol. 200. No. 1–2. Pp. 43–49.
31. **Gasumyants V. E., Vladimirskaya E. V., Patrina I. B.** Transport properties, band spectrum, and superconductivity in the $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Co}_z\text{O}_y$ system // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1994. Vol. 235–240. Part 2. Pp. 1467–1468.
32. **Владимирская Е. В., Гасумянц В. Э., Патрина И. Б.** Влияние двойных замещений на транспортные свойства, сверхпроводимость и зонный спектр в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ // *Физика твердого тела*. 1995. Т. 37. № 7. С. 1990–1996.
33. **Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Vladimirskaya E. V., Patrina I. B.** Ca effect on the normal-state and superconducting properties of Y-based HTS // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 2000. Vol. 341–348. Part 1. Pp. 585–588.
34. **Martynova O. A., Potapov D. V., Gasumyants V. E., Vladimirskaya E. V.** Mechanism of a strong rise of T_c due to the calcium doping in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.8}\text{Zn}_{0.2}\text{O}_y$ // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 2011. Vol. 471. No. 1–9. Pp. 308–313.

35. Komarova O. S., Martynova O. A., Gasumyants V. E. Doping-induced variations of the Fermi level in calcium-containing Y-based HTSC and their influence on the critical temperature // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 2013. Vol. 495. 15 December. Pp. 19–24.
36. Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Patrino I. B. Thermopower in $Y_{1-x}Ca_xBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ and $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Co_xO_y$ // *Physical Review B*. 1999. Vol. 59. No. 9. Pp. 6550–6556.
37. Елизарова М. В., Гасумянц В. Э. Сверхпроводимость, коэффициент термоэдс и трансформация зонного спектра в $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Co_xO_y$ ($x = 0 - 0.3$) // *Физика твердого тела*. 1999. Т. 41. № 8. С. 1363–1371.
38. Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Patrino I. B. Thermoelectric power and band spectrum transformation in $Y_{1-x}Ca_xBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ // *Superconductor Science and Technology*. 2000. Vol. 13. No. 12. Pp. 1600–1606.
39. Елизарова М. В., Мартынова О. А., Потапов Д. В., Гасумянц В. Э., Мезенцева Л. П. Модификация зонного спектра и динамика сверхпроводящих свойств в системе $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ // *Физика твердого тела*. 2005. Т. 47. № 3. С. 422–426.
40. Мартынова О. А., Гасумянц В. Э. Механизм модификации свойств нормального состояния и значения критической температуры при одновременном легировании $YBa_2Cu_3O_y$ кальцием и празеодимом // *Физика твердого тела*. 2006. Т. 48. № 7. С. 1157–1163.
41. Liang R., Itoh M., Nakamura T., Aoki R. The effect of La substitution on the superconductivity of $Ba_2YCu_3O_y$ // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1989. Vol. 157. No. 1. Pp. 83–88.
42. Tokiwa A., Syono Y., Kikuchi M., Suzuki R., Kajitani T., Kobayashi N., Sasaki T., Nakatsu O., Muto Y. Crystal structure and superconductivity controlled by cation substitution and oxygen annealing in $Y_{1-x}Ca_xBa_2Cu_3O_y$ and $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ // *Japanese Journal of Applied Physics*. 1988. Vol. 27. No. 6A. Pp. L1009–L1012.
43. Гасумянц В. Э., Владимирская Е. В., Патрина И. Б. Анализ поведения коэффициента термоэдс в системе $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$. Корреляция между параметрами зонного спектра в нормальной фазе и критической температурой // *Физика твердого тела*. 1998. Т. 40. № 1. С. 17–22.
44. Гасумянц В. Э., Владимирская Е. В., Елизарова М. В., Патрина И. Б. Сравнительный анализ влияния La и Co на сверхпроводимость и зонный спектр $YBa_2Cu_3O_y$ при различном содержании кислорода // *Физика твердого тела*. 1999. Т. 41. № 3. С. 389–394.
45. Guo G. V., Timmerman W. M. Suppression of superconductivity in $PrBa_2Cu_3O_7$: 4f and conduction-band hybridization effect // *Physical Review B*. 1990. Vol. 41. No. 10. Pp. 6372–6378.
46. Neumeier J. J., Maple M. B., Torikachvili M. S. Pressure dependence of the superconducting transition temperature of $(Y_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ compounds: Evidence for 4f electron hybridization // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1988. Vol. 156. No. 4. Pp. 574–578.
47. Kao H.-C. I., Yu F. C., Guan W. Hole localization in Pr-doped $RBa_2Cu_3O_{7-y}$ system // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. 1997. Vol. 292. No. 1–2. Pp. 53–58.
48. Гасумянц В. Э., Владимирская Е. В., Патрина И. Б. Анализ возможных причин подавления сверхпроводимости в системе $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ на основе данных о поведении коэффициента термоэдс // *Физика твердого тела*. 1997. Т. 39. № 9. С. 1520–1525.
49. Агеев Н. В., Гасумянц В. Э. Анализ особенностей поведения коэффициента Нернста – Эттингсгаузена в проводниках с узкой проводящей зоной и применение его результатов к случаю ВТСП-материалов // *Физика твердого тела*. 2001. Т. 43. № 10. С. 1761–1771.
50. Комарова О. С., Гасумянц В. Э. Определение параметров нормального состояния в легированных иттриевых ВТСП на основе анализа коэффициента термоэдс в рамках различных моделей электронного транспорта // *Физика твердого тела*. 2010. Т. 52. № 4. С. 625–632.

REFERENCES

1. Iye Y., Transport properties in high T_c cuprates, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, Vol. III, Ginsberg D. M. (Editor), World Scientific, Singapore (1992) 285–361.
2. Kaiser A. B., Ucher C., Thermoelectricity of high-temperature superconductors, *Studies of High Temperature Superconductors*, Vol. 7, Narlikar A. V. (Editor), Nova Science Publishers, New York (1991) 353–392.
3. Ong N. P., The Hall effect and its relations to other transport phenomena in the normal state of the high temperature superconductors, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, Vol. II. Ginsberg D. M. (Editor), World Scientific, Singapore (1990) 459–507.

4. **Gasumyants V. E.**, Analysis of the electron transport phenomena in HTSC-materials as the method of studying the band spectrum and its transformation under doping by different impurities, *Advances in Condensed Matter and Materials Research*, Vol. 1. Gerard F. (Editor), Nova Science Publishers, New York (2001) 135–200.
5. **Gasumyants V. E., Martynova O. A.**, Experimental investigation and quantitative analysis of the normal-state Nernst coefficient in doped high-temperature superconductors of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ system // *High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications*. Miryala M., Koblishka M. R. (Editors). New York: Nova Science Publishers, 2018. Pp. 95–152.
6. **Gasumyants V. E., Kaidanov V. I., Vladimirskaia E. V.**, The electron transport phenomena in Y-based HTSC's and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory. The band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu, *Phys. C: Supercond. Appl.* 248 (3–4) (1995) 255–275.
7. **Gasumyants V. E., Martynova O. A.**, Specific features of the thermopower behavior of calcium-containing Y-based high-temperature superconductors: Experimental investigation and interpretation, *Horizons in World Physics*, Vol. 291. Reimer A. (Editor), Nova Science Publishers, New York (2017) 129–216.
8. **Das A. N., Ghosh B., Choudhury P.**, Superconductivity, antiferromagnetism, Hall coefficient and the thermoelectric power for a single-band Hubbard model, *Phys. C: Supercond. Appl.* 158 (1–2) (1989) 311–325.
9. **Trugman S. A.**, Explanation of normal-state properties of high-temperature superconductors, *Phys. Rev. Lett.* 65 (4) (1990) 500–503.
10. **Nagaosa N., Lee P. A.**, Normal state properties of the uniform resonating-valence-bond state, *Phys. Rev. Lett.* 64 (19) (1990) 2450–2453.
11. **Kresin V. Z., Wolf S. A.**, Major normal and superconducting parameters of high- T_c oxides, *Phys. Rev. B.* 41 (7) (1990) 4278–4285.
12. **Newns D. M., Tsuei C. C., Huebener R. P., et al.**, Quasiclassical transport at a van Hove singularity in cuprate superconductors, *Phys. Rev. Lett.* 73 (12) (1994) 1695–1698.
13. **Moshchalkov V. V.**, Transport properties of high- T_c superconductors, *Solid State Commun.* 73 (11) (1990) 777–781.
14. **Cohn J. L., Skelton E. F., Wolf S. A., Liu J. Z.**, In-plane thermoelectric power of untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, *Phys. Rev. B.* 45 (22) (1992) 13140–13143.
15. **Bar-Ad S., Fisher B., Ashkenazi J., Genossar J.**, Two models for the transport properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ in its normal state, *Phys. C: Supercond. Appl.* 156 (5) (1988) 741–749.
16. **Aleksandrov A. S., Bratkovsky A. M., Mott N. F.**, Hall effect and resistivity of high- T_c oxides in the bipolaron model, *Phys. Rev. Lett.* 72 (11) (1994) 1734–1737.
17. **Xu Z. A., Ong N. P., Wang Y., et al.**, Vortex-like excitations and the onset of superconducting phase fluctuation in underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, *Nature*. 406 (3 August) (2000) 486–488.
18. **Wang Y., Xu Z. A., Kakeshita T., et al.**, Onset of the vortex-like Nernst signal above T_c in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-y}\text{La}_y\text{CuO}_6$, *Phys. Rev. B.* 64 (22) (2001) 224519.
19. **Capan C., Behnia K., Hinderer J., et al.**, Entropy of vortex cores near the superconductor-insulator transition in an underdoped cuprate, *Phys. Rev. Lett.* 88 (5) (2002) 056601.
20. **Wang Y., Li L., Ong N. P.**, Nernst effect in high- T_c superconductors, *Phys. Rev. B.* 73 (2) (2006) 024510.
21. **Rullier-Albenque F., Tourbot R., Alloul H., et al.**, Nernst effect and disorder in the normal state of high- T_c cuprates, *Phys. Rev. Lett.* 96 (6) (2006) 067002.
22. **Wang Y., Ong N. P., Xu Z. A., et al.**, High field phase diagram of cuprates derived from the Nernst effect, *Phys. Rev. Lett.* 88 (25) (2002) 257003.
23. **Tan S., Levin K.**, Nernst effect and anomalous transport in cuprates: A preformed-pair alternative to the vortex scenario, *Phys. Rev. B.* 69 (6) (2004) 064510.
24. **Aleksandrov A. S., Zavaritsky N. V.**, Nernst effect in poor conductors and in the cuprate superconductors, *Phys. Rev. Lett.* 93 (21) (2004) 217002.
25. **Felner I.**, The effect of chemical substitution on superconductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, *Thermochim. Acta.* 174 (15 January) (1991) 41–69.
26. **Chandrahod M. R., Mulla I. S., Gorwadkar S. M., Sinha A. P.**, Calcium substitution at yttrium site in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$, *Appl. Phys. Lett.* 56 (2) (1990) 183–185.

27. Fisher B., Genossar J., Kuper C.G. et al., Effects of substituting calcium for yttrium on the properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Phys. Rev. B. 47 (10) (1993) 6054–6059.
28. Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Elizarova M. V., Ageev N. V., The possibility of introducing additional states in the conduction band of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ by Ca doping, Phys. Solid State. 40 (12) (1998) 1943–1949.
29. Awana V. P. S., Malik S. K., Yelon W. B., Structural aspects and superconductivity in oxygen-deficient $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ ($y \approx 0.3$) systems: A neutron-diffraction study, Phys. C: Supercond. Appl. 261 (3–4) (1996) 271–278.
30. Suard E., Maignan A., Caignaert V., Raveau B., Effect of Y-Ca substitution upon superconductivity in the oxide $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_{7-\delta}$, Phys. C: Supercond. Appl. 200 (1–2) (1992) 43–49.
31. Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Patrino I. B., Transport properties, band spectrum, and superconductivity in the $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Co}_z\text{O}_y$ system, Phys. C: Supercond. Appl. 235–240 (Part 2) (1994) 1467–1468.
32. Vladimirskaia E. V., Gasumyants V. E., Patrino I. B., Influence of double substitutions on transport properties, superconductivity, and band spectrum in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ system, Phys. Solid State. 37 (7) (1995) 1084–1087.
33. Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Vladimirskaia E. V., Patrino I. B., Ca effect on the normal-state and superconducting properties of Y-based HTS, Phys. C: Supercond. Appl. 341–348 (Part 1) (2000) 585–588.
34. Martynova O. A., Potapov D. V., Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Mechanism of a strong rise of T_c due to the calcium doping in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{2.8}\text{Zn}_{0.2}\text{O}_y$, Phys. C: Supercond. Appl. 471 (1–9) (2011) 308–313.
35. Komarova O. S., Martynova O. A., Gasumyants V. E., Doping-induced variations of the Fermi level in calcium-containing Y-based HTSC and their influence on the critical temperature, Phys. C: Supercond. Appl. 495 (15 December) (2013) 19–24.
36. Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Patrino I. B., Thermopower in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ and $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$, Phys. Rev. B. 59 (9) (1999) 6550–6556.
37. Elizarova M. V., Gasumyants V. E., Superconductivity, Seebeck coefficient, and band structure transformation in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Co}_x\text{O}_y$ ($x = 0 - 0.3$), Phys. Solid State. 41 (8) (1999) 1248–1255.
38. Gasumyants V. E., Elizarova M. V., Patrino I. B., Thermoelectric power and band spectrum transformation in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$, Superconduct. Sci. Technol. 13 (12) (2000) 1600–1606.
39. Elizarova M. V., Martynova O. A., Potapov D. V., et al., Band spectrum modification and dynamics of superconducting properties in the $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ system, Phys. Solid State. 47 (3) (2005) 434–438.
40. Martynova O. A., Gasumyants V. E., Mechanism governing modification of the properties of the normal state and the critical temperatures under codoping of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ by calcium and praseodymium, Phys. Solid State. 48 (7) (2006) 1223–1229.
41. Liang R., Itoh M., Nakamura T., Aoki R., The effect of La substitution on the superconductivity of $\text{Ba}_2\text{YCu}_3\text{O}_y$, Phys. C: Supercond. Appl. 157 (1) (1989) 83–88.
42. Tokiwa A., Syono Y., Kikuchi M., et al., Crystal structure and superconductivity controlled by cation substitution and oxygen annealing in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ and $\text{YBa}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$, Jap. J. Appl. Phys. 27 (6A) (1988) L1009–L1012.
43. Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Patrino I. B., The behavior of thermopower in the $\text{YBa}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$ system. Correlation between the band parameters, Phys. Solid State. 40 (1) (1998) 14–18.
44. Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Elizarova M. V., Patrino I. B., Comparative analysis of the effect of La and Co on the superconductivity and energy band spectrum of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ for different oxygen content, Phys. Solid State. 41 (3) (1999) 350–354.
45. Guo G. V., Timmerman W. M., Suppression of superconductivity in $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: 4f and conduction-band hybridization effect, Phys. Rev. B. 41 (10) (1990) 6372–6378.
46. Neumeier J. J., Maple M. B., Torikachvili M. S., Pressure dependence of the superconducting transition temperature of $(\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x)\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compounds: Evidence for 4f electron hybridization, Phys. C: Supercond. Appl. 156 (4) (1988) 574–578.
47. Kao H.-C. I., Yu F. C., Guan W., Hole localization in Pr-doped $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ system, Phys. C: Supercond. Appl. 292 (1–2) (1997) 53–58.
48. Gasumyants V. E., Vladimirskaia E. V., Patrino I. B., Analysis of the possible reasons for the



suppression of superconductivity in the $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ system on the basis of thermoelectric power data, Phys. Solid State. 39 (9) (1997) 1352–1357.

49. Ageev N. V., Gasumyants V. E., The Nernst – Ettingshausen coefficient in conductors with a narrow conduction band: Analysis and application of its results to HTSC materials, Phys. Solid State. 43 (10) (2001) 1834–1844.

50. Komarova O. S., Gasumyants V. E., Determination of the parameters of the normal state in doped yttrium high-temperature superconductors from thermopower coefficients in terms of different models of electron transport, Phys. Solid State. 52 (4) (2010) 671–679.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРЕ

ГАСУМЯНЦ Виталий Эдуардович – доктор физико-математических наук, профессор Высшей инженерно-физической школы Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, профессор кафедры физической электроники Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

vgasum@yandex.ru

ORCID: 0000-0002-5306-6738

THE AUTHOR

GASUMYANTS Vitaliy E.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

Herzen State Pedagogical University of Russia

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

vgasum@yandex.ru

ORCID: 0000-0002-5306-6738

Статья поступила в редакцию 22.11.2021. Одобрена после рецензирования 04.12.2021. Принята 04.12.2021.

Received 22.11.2021. Approved after reviewing 04.12.2021. Accepted 04.12.2021.