

# Природа низкоэнергетических возбуждений в сверхпроводящем купрате $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$

А. А. Воронков<sup>+</sup>, Б. П. Горшун<sup>+,\*1)</sup>, В. С. Ноздрин<sup>\*</sup>, Е. С. Жукова<sup>+,\*</sup>, Т. Матсуока<sup>× 2)</sup>, К. Танака<sup>× 2)</sup>,  
С. Мийасака<sup>× 2)</sup>, С. Таджима<sup>× 2)</sup>, М. Дрессель<sup>° 2)</sup>

<sup>+</sup> Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>×</sup> Department of Physics, Osaka University, 560-0043 Osaka, Japan

<sup>°</sup> 1. Physikalisches Institut, Universitaet Stuttgart, 70550 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 15 сентября 2011 г.

После переработки 12 октября 2011 г.

В интервале частот от 300 ГГц до 1.2 ТГц ( $10\text{--}40\text{ см}^{-1}$ ) и при температурах от 300 до 5 К выполнены прямые измерения спектров проводимости и диэлектрической проницаемости купрата  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  в поляризации  $\mathbf{E}\parallel\mathbf{c}$  (вектор электрического поля излучения перпендикулярен медь-кислородным плоскостям). В сверхпроводящей фазе наблюдалось возбуждение, природа которого связывается с поперечным оптическим возбуждением конденсата куперовских пар, возникающим вследствие модуляции джозефсоновских связей между  $\text{CuO}$ -плоскостями, вызванной внутрислоистыми магнитными и зарядовыми страйпами. При гелиевых температурах на частотах ниже  $\approx 15\text{ см}^{-1}$  обнаружено дополнительное квази-частичное поглощение пока не выясненного происхождения.

**1. Введение.** Одно из актуальных направлений современной физики твердого тела включает в себя исследование свойств носителей тока в системах с пониженной размерностью – в квазиодномерных и квазидвумерных проводниках. При этом среди наиболее ярких явлений, несомненно, находится высокотемпературная сверхпроводимость, наблюдающаяся в квазидвумерных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) на основе меди и железа. Понятно, что основное внимание исследователей сосредоточено на электронных явлениях, наблюдаемых в двумерных проводящих/сверхпроводящих слоях. В то же время очевидно, что механизмы проводимости и сверхпроводимости должны быть тесно связаны с электронными свойствами материалов также и в перпендикулярном (поперек плоскостей) направлении. Поэтому не менее актуальны исследования характеристик ВТСП-соединений вдоль соответствующего кристаллографического направления – оси  $c$ .

Многообразие электронных явлений в ВТСП-купратах, отвечающих направлению  $c$ , наглядно демонстрируется данными, получаемыми с помощью инфракрасной (ИК) спектроскопии. Собственно переход в сверхпроводящее (СП) состояние проявляется весьма ярко в ИК-спектрах коэффициента отра-

жения  $R(\nu)$ . Если в нормальной фазе коэффициент отражения имеет типичный для диэлектриков вид (малые, порядка 50%, величины, практически постоянные на частотах ниже фононных,  $\nu \leq 100\text{ см}^{-1}$ ), то в СП-фазе в спектрах  $R(\nu)$  появляется четко выраженный плазменный край, обусловленный делокализацией куперовских пар в направлении оси  $c$  [1]. Эволюция этого плазменного края при воздействии на исследуемые материалы различных факторов (температуры, магнитного поля, состава) активно используется экспериментаторами для получения информации об электронных свойствах исследуемых образцов. Так, в спектрах  $R(\nu)$  купратных сверхпроводников плазменный край эффективно подавляется внешними магнитными полями или введением магнитных примесей (Eu, Nd), индуцирующих структурные искажения [2–6]. Такие явления ассоциируются с ослаблением джозефсоновских связей между соседними  $\text{CuO}$ -плоскостями. Интересно, что наиболее эффективное подавление межплоскостных джозефсоновских связей в соединениях семейства  $\text{La}_{2-x}(\text{Sr},\text{Ba})_x\text{CuO}_4$  наблюдается при концентрациях Sr, Ba в районе  $1/8$  [2, 3, 5, 7, 8]. Считается, что причиной этого является возникновение страйпов – протяженных областей упорядоченных зарядов и спинов, располагающихся в  $\text{CuO}$ -плоскостях [9].

Подавляющее большинство имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных по ИК-

<sup>1)</sup> e-mail: gorshunov@ran.gpi.ru

<sup>2)</sup> T. Matsuoka, K. Tanaka, S. Miyasaka, S. Tajima, M. Dressel.

отклику ВТСП-купратов в направлении оси  $c$  основано на измерениях на фурье-спектрометрах спектров коэффициента отражения. С одной стороны, эти измерения указывают на богатую низкоэнергетическую динамику, проявляющуюся, например, в семействе  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в виде значительных зависимостей терагерцовых-субтерагерцовых спектров отражения от частоты, температуры и состава [2, 3, 5, 7, 8]. С другой стороны, получение надежной количественной информации в виде спектров комплексной динамической проводимости (или комплексной диэлектрической проницаемости) оказывается нелегкой задачей ввиду типичных для фурье-спектроскопии сложностей при работе на низких (в районе  $10\text{--}20\text{ см}^{-1}$  и ниже) частотах с высокоотражающими материалами [10]. Следует отметить серию работ по исследованию низкоэнергетического отклика купратов, выполненных с применением метода инфракрасной эллипсометрии (см. [11, 12] и приведенные там ссылки). Отметим, однако, что рабочая область данного метода ограничена снизу частотами порядка  $100\text{ см}^{-1}$ .

Цель настоящей работы состояла в исследовании природы низкоэнергетических возбуждений зарядовой подсистемы в ВТСП-соединении  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  в ориентации  $\mathbf{E} \parallel c$  путем проведения *прямых* измерений спектров динамической проводимости ( $\sigma(\nu)$ ) и диэлектрической проницаемости ( $\varepsilon(\nu)$ ) монокристаллических образцов в терагерцовой-субтерагерцовой (ТГц-субТГц) области ( $\nu = 10\text{--}40\text{ см}^{-1}$ ), в широкой области температур ( $T = 5\text{--}300\text{ К}$ ), как в нормальной, так и в сверхпроводящей фазах.

**2. Экспериментальные результаты и их обсуждение.** Все измерения выполнялись на ТГц-субТГц-спектрометре, использующем лампы обратной волны в качестве генераторов монохроматического непрерывно перестраиваемого по частоте излучения. Спектры  $\sigma(\nu)$  и  $\varepsilon(\nu)$  получались напрямую (без применения анализа Крамерса-Кронига – типичной операции в ИК фурье-спектроскопии) из измеренных спектров коэффициентов пропускания и фазового сдвига волны, прошедшей сквозь плоскопараллельный образец. Принцип работы спектрометра описан в деталях в [13].

Высококачественные монокристаллы состава  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  были выращены методом бестигельной зонной плавки с изменением состава раствора. Согласно измерениям магнитной восприимчивости температура СП-перехода составила  $T_c = 36\text{ К}$ . Для измерений ТГц-субТГц-спектров коэффициента пропускания и фазового сдвига был приготовлен плоскопараллельный образец толщиной

$25\text{ мкм}$  с размерами около  $5 \times 5\text{ мм}^2$ . При этом кристаллографическая ось  $c$  лежала в плоскости образца, что позволило провести измерения в соответствующей ориентации (вектор  $\mathbf{E}$  электрического поля излучения параллелен оси  $c$ , волновой вектор перпендикулярен плоскости образца).

Рис. 1 демонстрирует типичные спектры проводимости и диэлектрической проницаемости

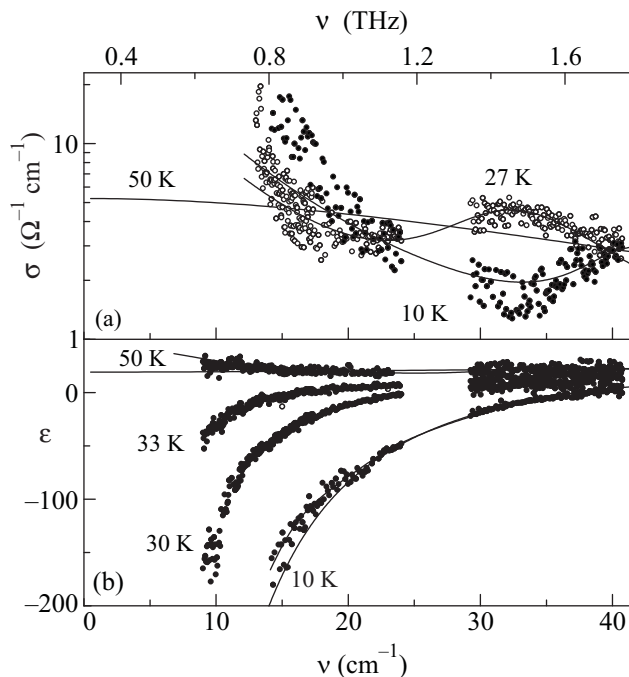


Рис. 1. Спектры проводимости (а) и диэлектрической проницаемости (б) монокристалла  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ , измеренные при различных температурах в поляризации  $\mathbf{E} \parallel c$ . Точки – эксперимент, линии – результат обработки по методу наименьших квадратов с применением выражений (1)–(3) (для  $T = 50\text{ К}$  показан лишь результат обработки, чтобы не перегружать рисунок)

$\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ . В нормальной фазе ( $T = 50\text{ К}$  на рис. 1) спектры имеют вид, типичный для (слабопроводящего) проводника [14]: проводимость невелика (несколько  $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ ) и слабо спадает с ростом частоты, а диэлектрическая проницаемость практически не зависит от частоты. При переходе в СП-состояние в спектрах наблюдаются значительные изменения. В спектрах диэлектрической проницаемости появляется сильно выраженная дисперсия типа  $\varepsilon \sim -1/\nu^2$ . Это типичный признак возникновения сверхпроводящего конденсата, ответственного за нулевое сопротивление по постоянному току, или появление в спектре проводимости дельта-функции на нулевой частоте. Согласно, например, [15, 16] именно такого вида дисперсия  $\varepsilon(\nu)$  явля-

ется “Крамерс–Крониг-образом” дельта-функции в спектре  $\sigma(\nu)$ :

$$\varepsilon(\nu) = -(\nu_p^{SC})^2 / \nu^2. \quad (1)$$

В выражении (1)  $\nu_p^{SC}$  есть плазменная частота СП-конденсата, пропорциональная его спектральному весу. Значительные изменения при переходе  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  в СП-состояние наблюдаются также и в спектрах проводимости. В них возникает (размытый) максимум (спектр при  $T = 27\text{ К}$  на рис. 1), параметры которого оказываются существенно зависящими от температуры (см. ниже). Кроме того, при самых низких температурах ( $T \leq 10\text{ К}$ ) на частотах ниже  $\approx 15\text{ см}^{-1}$  возникает дополнительное поглощение в виде квазичастичного вклада в динамическую проводимость, превышающего величину проводимости в нормальной фазе. Этот вклад имеет друдевскую частотную зависимость (падение проводимости с ростом частоты) и схож с так называемым подщелевым поглощением, наблюдаемым во всех купратных сверхпроводниках в плоскости  $\text{CuO}$  ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ ) [1]. Из рис. 1 видно также, что при определенных температурах (при  $T < T_c$ ) существуют частотные области, в которых величина проводимости (поглощения) оказывается меньше, чем проводимость (поглощение) в нормальной фазе. Это свидетельствует о возникновении СП-щели в плотности состояний.

Для характеристики наблюдаемых эффектов на количественном уровне нами были выполнены модельные обработки спектров  $\sigma(\nu)$  и  $\varepsilon(\nu)$  по методу наименьших квадратов. Максимум в спектрах проводимости и соответствующая дисперсия в спектрах диэлектрической проницаемости были промоделированы с помощью лорентцианов:

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon(\nu) + i \frac{2\sigma(\nu)}{\nu} = \frac{f}{\nu\gamma + i(\nu_0^2 - \nu^2)}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon^*$  – комплексная диэлектрическая проницаемость,  $f = \Delta\varepsilon^*\nu_0^2$  – сила осциллятора линии поглощения ( $\Delta\varepsilon$  – ее диэлектрический вклад),  $\nu_0$  – собственная частота и  $\gamma$  – затухание. Низкочастотное квазичастичное поглощение моделировалось нами с применением выражения для комплексной проводимости в рамках модели Друде [14, 16]:

$$\sigma^*(\nu) = \sigma(\nu) + i\sigma_2(\nu) = \frac{0.5(\nu_p^{QP})^2\gamma^{QP}}{(\gamma^{QP}) + \nu^2} + i \frac{0.5(\nu_p^{QP})^2\nu}{(\gamma^{QP})^2 + \nu^2}, \quad (3)$$

где  $\sigma$  и  $\sigma^2$  – действительная и мнимая части проводимости,  $\nu_p^{QP}$ ,  $\gamma^{QP}$  – квазичастичные плазменная частота и затухание.

Рассмотрим вначале пик поглощения, наблюдаемый в СП-состоянии  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ . Отметим, что похожие максимумы в далекой ИК-области в спектрах динамической проводимости купратов, включая соединения семейства  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , наблюдались ранее [5, 17–20], хотя их детальная микроскопическая природа не обсуждалась. В [21] методом спектроскопии с временным разрешением подобное поглощение наблюдалось в соединении  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ . Здесь было высказано предположение о том, что этот эффект обусловлен поперечными плазменными колебаниями конденсата куперовских пар. Идея о возможности возникновения таких поперечных джозефсоновских плазмонов была высказана в работе [22]. Согласно [22] указанные возбуждения могут возникать в слоистых сверхпроводниках с различными величинами джозефсоновских связей между СП-слоями внутри элементарной ячейки. В такой системе должно существовать несколько (два в случае двух типов джозефсоновских “прослоек”) продольных (джозефсоновских) плазменных возбуждений с волновыми векторами, направленными поперек  $\text{CuO}$ -слоев. Кроме того, различие в фазовых скоростях этих продольных (LO) плазмонов может приводить к возникновению поперечных (TO) плазменных колебаний. Позднее такие поперечные джозефсоновские плазмоны были зарегистрированы экспериментально, например в терагерцовых спектрах соединения  $\text{SmLa}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [23–26], содержащего “прослойки” двух типов между СП-плоскостями: составов  $(\text{LaSr})_2\text{O}_{2-\delta}$  и  $\text{Sm}_2\text{O}_2$ .

Мы полагаем, что наблюдаемый нами резонанс в спектрах проводимости  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  также обусловлен поперечными колебаниями плазмы куперовских пар, делокализованных в направлении  $c$  посредством джозефсоновских связей между  $\text{CuO}$ -плоскостями. Мы считаем, что необходимая для возникновения таких поперечных плазмонов модуляция интенсивности джозефсоновских связей между  $\text{CuO}$ -плоскостями внутри отдельной элементарной ячейки появляется вследствие страйповой структуры в зарядовой и спиновой подсистемах в СП-фазе  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ . Как известно, страйпы представляют собой протяженные квазиодномерные области упорядоченных зарядов и спинов, располагающиеся в  $\text{CuO}$ -плоскостях [27, 28]. Известно также, что наиболее благоприятные условия для возникновения страйпов в семействе  $\text{La}_{2-x}(\text{Sr}, \text{Ba})_x\text{CuO}_4$  реализуются при концентрациях  $x = 1/8$  [5, 6, 28–33], т.е. очень близких к концентрации стронция ( $x = 0.13$ ) в исследованном нами образце. Схематично систему магнитных и зарядовых страйпов в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  мож-

но представить в виде, показанном на рис. 2. Мы учитываем, что направление страйпов меняется на

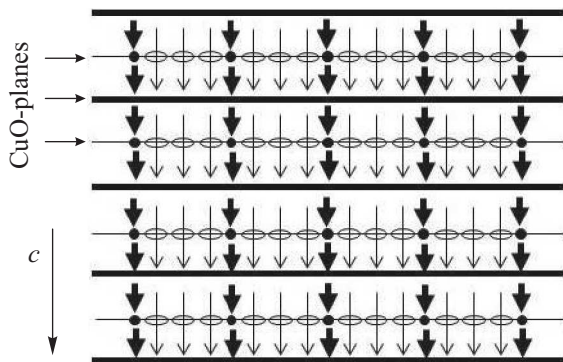


Рис. 2. Схема, демонстрирующая джозефсоновские токи (стрелки), текущие перпендикулярно CuO-плоскостям (вдоль оси  $c$ ). Толстые линии и жирные точки соответствуют зарядовым страйпам, овалы – магнитным страйпам. Толстыми и тонкими стрелками показаны, соответственно, большие и меньшие токи

90 градусов при переходе от одной CuO-плоскости к другой [27]. Зарядовые страйпы показаны на рис. 2 в виде толстых прямых линий и жирных точек (магнитным страйпам отвечают овалы).

Согласно [33], радиус кулоновского взаимодействия между зарядовыми страйпами значительно превышает расстояние между соседними плоскостями CuO. В такой ситуации естественным является предположение о существовании джозефсоновских связей не только между соседними, но и между более удаленными друг от друга (в направлении  $c$ ) зарядовыми страйпами. Тогда между соседними слоями эти связи должны быть более интенсивными по сравнению со связями между страйпами, принадлежащими к более отдаленным слоям, к тому же разделенным магнитными непроводящими страйпами (овалы на рис. 2). Существенно различаться должны и соответствующие джозефсоновские токи куперовских пар в направлении оси  $c$  (стрелки на рис. 2). Таким образом, мы получаем ситуацию, необходимую для возникновения поперечного плазменного возбуждения [22]: джозефсоновские связи между зарядовыми подсистемами внутри элементарной ячейки  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  оказываются модулированными по интенсивности.

Предложенная выше интерпретация природы резонанса, наблюдаемого в ТГц-субТГц-спектрах  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ , подтверждается детальным анализом температурного и частотного поведения ЛО- и ТО-возбуждений, представленных на рис. 3 в виде спектров функции потерь  $L(\nu)$  и проводимости

$\sigma(\nu)$ . Спектры функции потерь рассчитывались нами по стандартной формуле на основе измеренных спектров действительной ( $\epsilon$ ) и мнимой ( $\epsilon'' = 2\sigma/\nu$ ) частей диэлектрической проницаемости:

$$L = \text{Im} \left( \frac{1}{\epsilon^*} \right) = \frac{2\sigma/\nu}{\epsilon^2 + (2\sigma/\nu)^2}.$$

Как видно из рис. 3, при не слишком низких температурах ( $T = 29\text{--}30\text{ К} < T_c$ ) в спектрах  $L(\nu)$  наблюдается широкий максимум, который хорошо описывается в рамках модели [22] в предположении одинаковых по интенсивности джозефсоновских связей между СП-плоскостями (сплошная линия для  $T = 30\text{ К}$ ), т.е. с учетом лишь одного ЛО-возбуждения. В то же время при всех более низких температурах ситуация меняется и для описания широкого максимума в спектре  $L(\nu)$  оказывается необходимым введение двух ЛО-резонансов, представленных двумя ЛО-плазмонами, характеризующимися в модели [22] весовыми факторами джозефсоновских переходов 0.36 и 0.64. Это демонстрирует спектр  $L(\nu)$  для  $T = 26\text{ К}$  на рис. 3. При  $T = 26\text{--}27\text{ К}$  и при более низких температурах хорошо различается максимум в спектре проводимости. Его происхождение естественно связать с поперечными колебаниями джозефсоновской плазмы. Этот максимум хорошо описывается с применением модели [22], причем, что важно, с теми же параметрами модели, что и использованы нами для описания спектра функции потерь.

Важно отметить сходство в температурном поведении ЛО- и ТО-возбуждений в рассматриваемом соединении  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  и в купрате  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ , который является модельным объектом, демонстрирующим продольные и поперечные джозефсоновские плазменные моды [23–26]. Сравнение со спектрами  $\sigma(\nu)$  и  $L(\nu)$ , измеренными для  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в [24, 34], показывает, что в обоих соединениях ТО-возбуждения, как и ожидается [22], располагаются между продольными и что при охлаждении температурное поведение параметров ТО-мод также схоже (см. рис. 4): собственные частоты  $\nu_{\text{ТО}}$  возрастают, силы осцилляторов  $f_{\text{ТО}} = \Delta\epsilon^* \nu_{\text{ТО}}^2$  ( $\Delta\epsilon$  – диэлектрический вклад) падают, а затухания  $\gamma_{\text{ТО}}$  практически не изменяются. Заметим, что собственная частота и сила осциллятора возбуждения в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  заметно превышают величины соответствующих параметров возбуждения в  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ . Причиной различий, очевидно, является большая концентрация СП-конденсата в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ .

Надо отметить и существенные различия в форме продольных и поперечных оптических мод

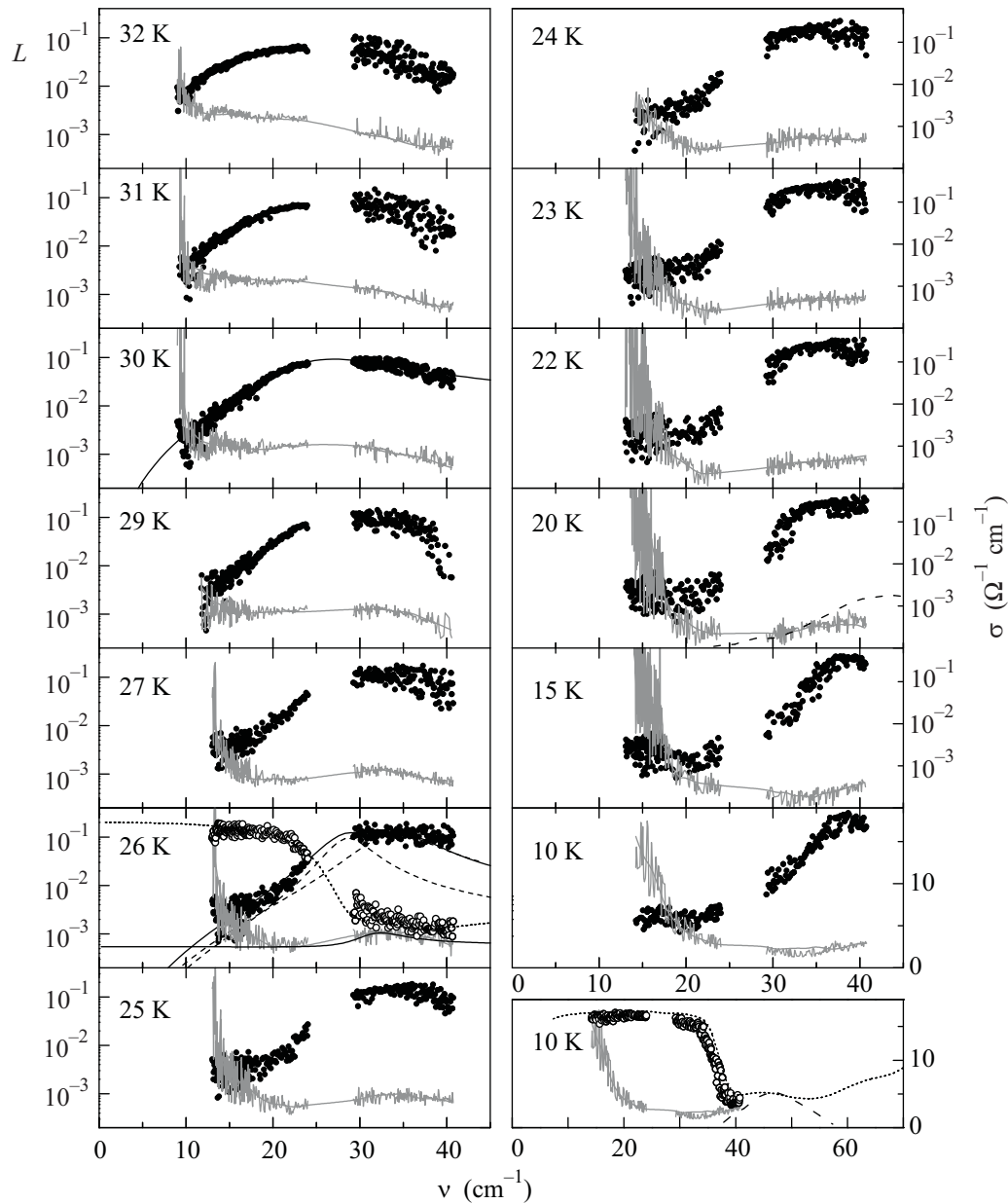


Рис. 3. Спектры проводимости (серый цвет; серые линии – guides to the eye) и функции потерь (точки) монокристалла  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ , измеренные при различных температурах в поляризации  $\mathbf{E}||\mathbf{c}$ . Сплошные и пунктирные линии для температур 26 и 30 К, соответствуют расчетам по модели из [22]. Пунктирными линиями для  $T = 26$  К показаны два продольных плазмонных возбуждения, которые в сумме описывают спектр функции потерь в рамках модели [22]; “точечная” линия отвечает аналогичным расчетам по модели [22]. Нижняя панель справа и панель с  $T = 20$  К показывают спектры, полученные в настоящей работе совместно с данными (пунктир), полученными в [21] с помощью спектроскопии с временным разрешением на кристаллах  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  той же партии. Светлыми точками на нижней правой панели и на панели с  $T = 26$  К показаны спектры коэффициента отражения, рассчитанные на основе измеренных спектров проводимости и диэлектрической проницаемости. “Точечной” линией на нижней правой панели показан спектр коэффициента отражения, полученный в [21]

в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  и в  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ . В  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  соответствующие пики хорошо выражены (см. рис.10 в работе [34]), в то время как в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  они сильно размыты и ха-

рактеризуются значительно большими затуханиями (полуширинами) (рис. 4). Такое различие следует связать с различными причинами возникновения поперечных плазмонов в этих двух соединениях.

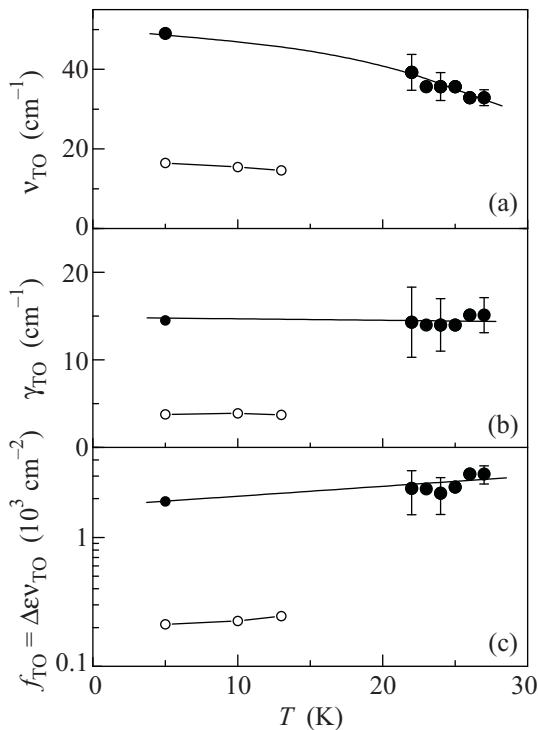


Рис. 4. Температурные зависимости параметров поперечных джозефсоновских плазмонов, наблюдаемых в спектрах проводимости и диэлектрической проницаемости монокристаллов  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  (черные точки; данная работа) и  $\text{SmLa}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{CuO}_4$  (светлые точки [24]): собственной частоты  $\nu_{\text{TO}}$  (a), затухания  $\gamma_{\text{TO}}$  (b) и силы осциллятора  $f = \Delta\varepsilon^* \nu_{\text{TO}}^2$  (c). Точки при  $T = 5\text{ K}$  соответствуют данным из [21], полученным методом спектроскопии с временным разрешением на кристаллах из той же партии, что и использованные в настоящей работе

В  $\text{SmLa}_{0.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  различная “прозрачность” прослоек между  $\text{CuO}$ -плоскостями обеспечивается “на кристаллографическом уровне” за счет наличия периодически располагающихся между  $\text{CuO}$ -плоскостями слоев  $(\text{La,Sr})_2\text{O}_{2-\delta}$  и  $\text{Sm}_2\text{O}_2$  [35, 36]. В то же время подсистемы зарядовых и магнитных страйпов в  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ , скорее всего, должны характеризоваться значительным беспорядком [37], ведущим, соответственно, и к разупорядочению амплитуд джозефсоновских связей зарядов в  $\text{CuO}$ -слоях.

В заключение кратко остановимся на квазичастичном поглощении, наблюдаемом в спектрах проводимости  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  при самых низких температурах и частотах (см. рис. 1, 3). Соответствующая дисперсия в спектрах  $\sigma(\nu)$  по своему виду схожа с дисперсией, наблюдаемой в спектрах всех ВТСП-купратов в поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{c}$ . Такое внутрисло-

костное поглощение связывается с  $d$ -типом симметрии параметра порядка и с наличием нулевых величин сверхпроводящей щели вдоль определенных направлений в  $k$ -пространстве (см., например, [1]), когда тепловой энергии и энергии квантов зондирующего излучения оказывается достаточно для генерации квазичастиц даже при температурах, много меньших  $T_c$ . Для выяснения механизма генерации квазичастиц, зарегистрированных нами в настоящей работе, мы планируем дополнительные исследования.

**3. Заключение.** В широком интервале температур (от 5 до 300 К) выполнены прямые измерения терагерцовых-субтерагерцовых (частоты от 300 ГГц до 1.2 ТГц) спектров проводимости и диэлектрической проницаемости монокристаллического образца  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$  в поляризации, когда вектор электрического поля излучения перпендикулярен медь-кислородным плоскостям, т.е. параллелен кристаллографической оси  $c$ . В сверхпроводящей фазе зарегистрировано возбуждение, проявляющееся в виде максимума в спектрах динамической проводимости. Определены температурные зависимости параметров возбуждения (собственной частоты, затухания, силы осциллятора). Показано, что возбуждение представляет собой поперечное джозефсоновское плазменное колебание, возникающее благодаря образованию в  $\text{CuO}$ -плоскостях магнитных и зарядовых страйпов, изменяющих величину межплоскостных джозефсоновских связей внутри элементарной ячейки  $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ . Кроме того, при гелиевых температурах на частотах ниже  $15\text{ cm}^{-1}$  обнаружено возрастание поглощения (динамической проводимости) до величин, превышающих поглощение (проводимость) в нормальной фазе. Природа дополнительного поглощения остается невыясненной.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН “Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах”, ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы и, частично, Немецкого исследовательского общества.

1. D. Basov and T. Timusk, Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
2. S. V. Dordevic, S. Komiya, Y. Ando et al, Phys. Rev. B **71**, 054503 (2005).
3. S. Tajima, T. Noda, and H. Eisaki, S.D. Uchida. Phys. Rev. Lett. **86**, 500 (2001).
4. A. A. Schafgans, A. D. LaForge, S. V. Dordevic et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 157002 (2010).

5. S. V. Dordevich, S. Komiyama, Y. Ando, and D. N. Basov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 167401 (2003).
6. J. Fink, E. Schierle, E. Weschke et al., *Phys. Rev. B* **79**, 100502R (2009).
7. A. A. Schafgans, C. C. Homes, G. D. Gu et al., *Phys. Rev. B* **82**, 100505 (2010).
8. T. Valla, A. V. Fedorov, J. Lee et al., *Science* **314**, 1914 (2006).
9. J. Orenstein and A. J. Millis, *Science* **288**, 468 (2000).
10. Б. Горшунов, А. С. Прохоров, И. Спектор и др., *Квантовая электроника* **37**(10), 916 (2007).
11. A. V. Boris, D. Munzar, N. N. Kovaleva et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 277001 (2002).
12. J. Chaloupka, C. Bernhard, and D. Munzar, *Phys. Rev. B* **79**, 184513 (2009).
13. Б. П. Горшунов, А. А. Волков, А. С. Прохоров, И. Е. Спектор, *Физика твердого тела* **50**(11), 1921 (2008).
14. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, М.: ГИФМЛ, 1961.
15. Тинкхам.
16. M. Dressel and G. Gruner, *Electrodynamics of Solids*, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
17. K. Tamasaqu, Y. Nakamura, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1455 (1992).
18. A. B. Kuzmenko, N. Tombros, H. J. A. Molegraaf et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 037004 (2003).
19. D. Munzar, C. Bernhard, A. Golnik et al., *Solid State Commun.* **112**, 365 (1999).
20. M. Gruninger, D. van der Marel, A. A. Tsvetkov, and A. Erb, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1575 (2000).
21. T. Matsuoka, T. Fujimoto, K. Tanaka et al., *Physica C* **469**, 982 (2009).
22. D. van der Marel and A. Tsvetkov, *Czech. J. Phys.* **46**, 3165 (1996).
23. H. Shibata and T. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3519 (1998).
24. T. Kakeshita, S. Uchida, K. M. Kojima et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4140 (2001).
25. D. Dulic, A. Pimenov, D. van der Marel et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4144 (2001).
26. H. Shibata, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2122 (2001).
27. J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe et al., *Nature* **375**, 561 (1995).
28. H. E. Mohottala, B. O. Wells, J. I. Budnick et al., *Nature Materials* **5**, 377 (2006).
29. M. Fujita, K. Yamada, H. Hiraka et al., *Phys. Rev. B* **65**, 064505 (2002).
30. M. Fujita, H. Goka, K. Yamada et al., *Phys. Rev. B* **70**, 104517 (2004).
31. T. Noda, H. Eisaki, and S. Uchida, *Science* **286**, 265 (1999).
32. T. Savici, Y. Fudamoto, I. M. Gat et al., *Phys. Rev. B* **66**, 014524 (2002).
33. M. V. Zimmermann, A. Vigliante, T. Niemöller et al., *Europhys. Lett.* **41**, 629 (1998).
34. M. Dressel, N. Drichko, B. Gorshunov, and A. Pimenov, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14**(2), 399 (2008).
35. H. Sawa, S. Suzuki, M. Watanabe et al., *Nature (London)* **337**, 347 (1989).
36. Y. Tokura, H. Takagi, H. Watabe et al., *Phys. Rev. B* **40**, 2568 (1989).
37. C. V. Parker, P. Aynajian, E. H. da Silva Neto et al., *Nature* **468**, 677 (2010).