

# ЗАРЯДОВОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ, СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И СТРАЙПЫ В ДОПИРОВАННОМ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

*К. В. Мицен\*, О. М. Иваненко*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 апреля 2004 г.

В рамках модели ВТСП, предполагающей, что механизмом, ответственным за аномальные свойства этих соединений, является взаимодействие электронов с двухатомными отрицательными U-центрами, рассмотрены особенности фазовых диаграмм  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Предложена микроструктурная модель, предполагающая сосуществование в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  доменов с различными типами упорядочения ионов допанта. Показано, что в рамках данной модели основные особенности экспериментальных фазовых диаграмм  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  отражают лишь геометрические соотношения, существующие в квадратной решетке, и конкуренцию между различными типами упорядочения допанта. Хорошее совпадение рассчитанных «сверхпроводящей» и «магнитной» фазовых диаграмм с экспериментальными может служить важным аргументом в пользу предложенной модели ВТСП.

PACS: 74.20.Mn, 74.25.Dw, 74.25.Na

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее [1] нами была предложена модель ВТСП, предполагающая, что механизмом, ответственным за многие аномальные свойства ВТСП, включая собственно высокотемпературную сверхпроводимость, является взаимодействие электронов с двухатомными отрицательными U-центрами (NUC). Как было показано, формирование последних оказывается возможным благодаря жесткой локализации допированных зарядов в окрестности примесных ионов. Электронное спаривание, ответственное за сверхпроводимость, возникает в такой модели за счет сильной перенормировки эффективного межэлектронного взаимодействия при учете процессов рассеяния с промежуточными виртуальными связанными состояниями NUC. Подобный механизм был предложен впервые в работе [2] и затем неоднократно обсуждался в литературе применительно к различным системам, включая ВТСП [3–10].

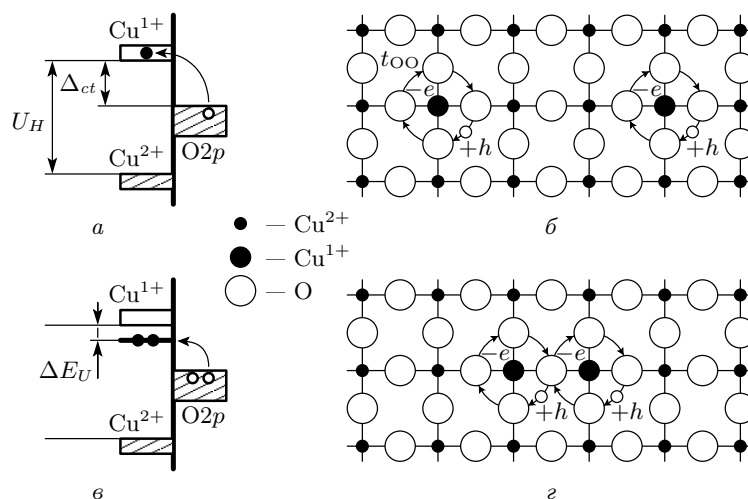
Предложенный механизм взаимодействия электронов с парными состояниями будет эффективным лишь при формировании перколяционных кластеров из NUC. В общем случае, однако, при случай-

ном распределении ионов допанта трудно ожидать образования таких протяженных кластеров. В настоящей работе мы хотим показать, что в ВТСП имеет место своеобразное упорядочение ионов допанта, вследствие чего и возникают условия для формирования перколяционных кластеров из NUC в широком интервале концентраций. С этой целью мы предлагаем модель такого упорядочения, которая позволит объяснить фазовую диаграмму  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Будет показано также, что в определенных интервалах концентраций допанта такое упорядочение в случае  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  сопровождается образованием магнитных спиновых текстур, имитирующих страйповую картину [11].

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ U-ЦЕНТРОВ В ВТСП

В работе [1] мы предложили механизм формирования двухатомных NUC на паре соседних катионов меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ . Идея предлагаемого механизма состоит в следующем. Известно, что электронная структура диэлектрической фазы ВТСП в окрестности энергии Ферми  $E_F$  хорошо описывается моделью диэлектрика со щелью, связанной с переносом заряда. На рис. 1а приведен электронный

\*E-mail: mitsen@sci.lebedev.ru



**Рис. 1.** Электронный спектр недопированной плоскости  $\text{CuO}_2$  (*a*),  $U_H$  — энергия отталкивания двух электронов на ионе меди. Щель  $\Delta_{ct}$  для возбуждения с наименьшей энергией соответствует переносу электрона с кислорода на ближайший ион меди с образованием дырки, распределенной по четырем окружающим ионам кислорода (*b*),  $t_{OO}$  — интеграл перескока между  $p\sigma$ -орбиталями ближайших кислородных ионов. Энергия двух таких псевдоатомных возбуждений может быть понижена на  $\Delta E_U$  (*c*), если они находятся рядом и образуют псевдомолекулу (*d*)

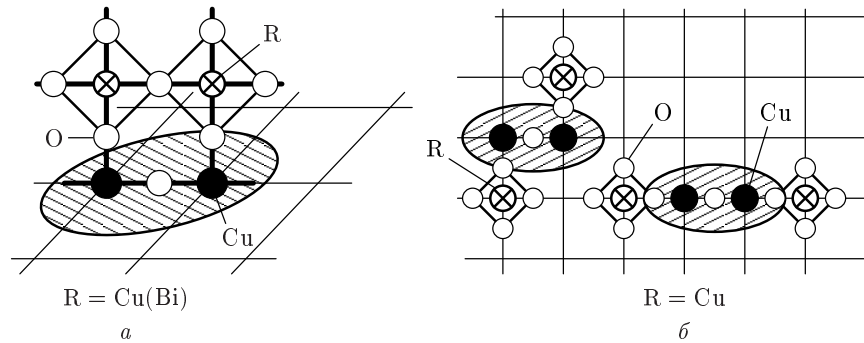
спектр недопированного ВТСП. В этой схеме энергия возбуждения  $\Delta_{ct}$  (около 2 эВ) соответствует переносу электрона с кислорода на соседний ион меди. Дырка при этом распределена по четырем окружающим кислородным ионам вследствие перекрытия орбиталей соседних кислородных ионов (рис. 1*b*). Это возбуждение (электрон на меди и дырка на окружающих кислородных ионах) напоминает водородный атом. Можно пойти дальше и предположить, что энергия двух возбуждений будет меньше, если два таких псевдоатома находятся рядом и как бы образуют псевдомолекулу водорода (рис. 1*d*). Это оказывается возможным при определенных условиях за счет образования связанного состояния (гайтлер-лондоновского типа) двух электронов на соседних ионах меди и двух дырок, возникающих в ближайшей окрестности этой пары катионов.

Помимо чисто внешнего сходства, дополнительным основанием для такого предположения служит тот факт, что в ВТСП расстояние  $a = 3.7\text{--}4.0 \text{ \AA}$  между катионами меди, что приблизительно равно произведению  $R_0\varepsilon_\infty$ , где  $R_0 = 0.8 \text{ \AA}$  — расстояние между ядрами в молекуле  $\text{H}_2$ , а  $\varepsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая постоянная, которая для всех ВТСП равна 4.5–5.0, т. е. в ВТСП природа создала условия для формирования внутри кристалла таких псевдомолекул.

Рассмотрим теперь, при каких условиях на данной паре ионов меди в плоскости  $\text{CuO}_2$  формируется

NUC. Для этого рассмотрим фрагмент кристаллической структуры (рис. 2), общий для всех купратов с дырочным допированием. Таким фрагментом является кластер  $\text{Cu}_2\text{R}_2\text{O}_n$ , где ионы меди «встроены» в плоскость  $\text{CuO}_2$ , а ион  $\text{R} = \text{Cu}$  в плоскости  $\text{CuO}_2$  для  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ,  $\text{R} = \text{Bi}$  для  $\text{Bi}_2\text{SrCaCu}_2\text{O}_x$ . Наше утверждение состояло в том, что в таком кластере на паре ионов меди в плоскости  $\text{CuO}_2$  формируются NUC при условии, что в каждом из кислородных квадратов, окружающих R-ионы, локализована допированная дырка (рис. 2). Это требование в случае  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  означает, что NUC на данной паре Cu-ионов формируется при заполнении в цепочке  $\text{CuO}_3$  над этими ионами трех кислородных позиций подряд. Для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , где локализованные допированные дырки находятся в плоскости  $\text{CuO}_2$  (на четырех ионах кислорода, принадлежащих кислородному октаэдру, смежному с ионом стронция [12, 13]), указанное требование выполняется, когда расстояние между R-ионами (или, что то же, между проекциями ионов стронция на плоскость  $\text{CuO}_2$ ) равно  $3a$  или  $a\sqrt{5}$  ( $a$  — постоянная решетки в плоскости  $\text{CuO}_2$ ).

В работе [1] для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  мы выделили различные типы взаимного расположения допированных зарядов, определяющие локальные свойства кристалла. Согласно простым оценкам [1], локализованная в плоскости  $\text{CuO}_2$  допированная дырка пони-



**Рис. 2.** Атомные кластеры  $\text{Cu}_2\text{R}_2\text{O}_n$ , общие для всех купратных ВТСП с дырочным допированием: *а*) в YBCO (BSCCO) ионы меди встроены в плоскость  $\text{CuO}_2$ , а ионы R — это ионы Cu (Bi), которые находятся в цепочках  $\text{CuO}_3$  (плоскостях BiO); *б*) в  $\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_4$  ( $\text{M} = \text{Ba}, \text{Sr}$ ) весь кластер встроен в плоскость  $\text{CuO}_2$ , а ионы R — это ионы Cu, находящиеся внутри кислородного октаэдра, смежного с ионом M. В  $\text{La}_{2-x}\text{M}_x\text{CuO}_4$  возможны два типа таких кластеров, с расстоянием между R-ионами  $3a$  или  $a\sqrt{5}$ . Эллипсы ограничивают области локализации дополнительных дырочных пар, возникающих при переходе электронной пары на NUC

жает величину  $\Delta_{ct}$  для четырех ближайших ионов меди примерно на 1.8 эВ. Для случаев, когда допированные дырки, локализованные в плоскости  $\text{CuO}_2$  внутри кислородных октаэдров, находятся на расстоянии  $a\sqrt{5}$  и  $3a$ , они понижают величину  $\Delta_{ct}$  для внутренней пары соседних ионов меди настолько, что становятся возможны двухэлектронные переходы на эту пару ионов с окружающими ионов кислорода. Эти два варианта взаимного расположения допированных зарядов отвечают образованию NUC на паре соседних ионов меди.

В промежуточном случае, когда расстояние между допированными зарядами равно  $a\sqrt{8}$ , нет такой пары соседних ионов меди, чтобы по соседству с каждым из них находилась допированная дырка, и NUC не формируется. Этот случай отвечает изолятору и, как будет видно далее, является причиной «1/8»-аномалии.

При расположении допированных дырок на расстоянии  $2a$  щель  $\Delta_{ct}$  для внутреннего иона меди закрывается также и для одноэлектронных переходов. Этот случай соответствует обычному металлу.

Как видно на рис. 1, NUC играют роль парных акцепторов, приводя к генерации дополнительных дырочных пар, также локализованных в окрестности NUC. Проводимость в такой системе будет иметь место, если эти области локализации дырочных пар образуют в плоскости  $\text{CuO}_2$  перколяционный кластер, т. е. при превышении порога перколяции по цепочке NUC.

Поскольку в кристалле при случайном распределении допанта возможно одновременное сосуществование различных типов взаимного расположе-

ния допированных зарядов, трудно было бы ожидать существования больших кластеров, свойства которых определялись бы целиком каким-либо одним из четырех рассмотренных вариантов конфигураций. Однако, как мы хотим далее показать, в случае  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  имеет место упорядочение допантов по узлам квадратных решеток с различными постоянными, зависящими от концентрации. Это делает возможным формирование на таких решетках протяженных перколяционных сетей ломаных с длиной звеньев  $a\sqrt{5}$ ,  $3a$ ,  $a\sqrt{8}$  и  $2a$ . Первые два случая отвечают, согласно нашему рассмотрению, проводящей (ВТСП) фазе, третий — изолятору, а четвертый — обычному металлу.

### 3. МОДЕЛЬ ЗАРЯДОВОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

#### 3.1. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  допирующие ионы кислорода упорядочены изначально, поскольку имеют собственную кристаллографическую позицию. Согласно [1], NUC в какой-либо данной ячейке  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  образуется при наличии в цепочке  $\text{CuO}_3$  трех заполненных кислородных позиций подряд (см. рис. 2). Концентрация таких ячеек при случайном распределении кислородных ионов в цепочках равна  $\delta^3$ . Перколяция наступает при превышении порога перколяции  $p_c$  по узлам для квадратной решетки, который равен 0.593 [14]. Если предположить, что такие тройки распределены независимо (что, строго говоря, неверно),

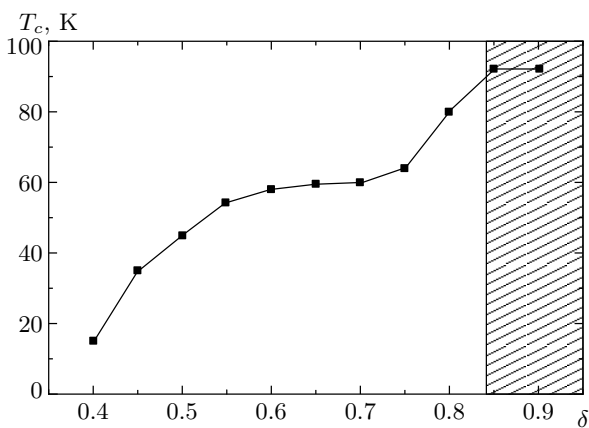


Рис. 3. Фазовая диаграмма  $T_c$ - $\delta$  для  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  [15]. Область перколяции по NUC заштрихована

то  $\delta_c^3 = 0.593$  и  $\delta_c = 0.84$ , где  $\delta_c$  — значение  $\delta$ , соответствующее порогу перколяции. С учетом того, что на самом деле такие тройки кислородных ионов распределены не независимо, значение  $\delta_c$  отличается от 0.84, но незначительно.

На рис. 3 приведена фазовая диаграмма  $T_c$ - $\delta$  для образцов  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  с различным содержанием кислорода [15]. Область  $0.84 < \delta < 1$ , где имеет место перколяция по цепочке NUC, заштрихована. Видно, что интервал концентраций, соответствующий перколяции по цепочке NUC, совпадает с областью высокотемпературной сверхпроводимости с  $T_c \approx 92$  К.

### 3.2. $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

Здесь мы хотим предложить и обосновать модель упорядоченного распределения ионов стронция по позициям лантана в  $La_2CuO_4$ , которая позволит нам объяснить диаграмму  $T_c$ - $x$  для  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$  и даст возможность рассмотреть особенности возникающих при таком упорядочении магнитных спиновых текстур.

Сначала остановимся на особенностях кристаллической структуры  $La_2CuO_4$  и рассмотрим, как и где образуются допированные заряды (дырки). На рис. 4а показана элементарная ячейка  $La_2CuO_4$ , включающая две формульные единицы. Как видно из рис. 4а, в решетке  $La_2CuO_4$  существуют две различные позиции лантана (например, в LaO-плоскостях I и II), смещенные одна относительно другой на  $a/\sqrt{2}$  в направлении диагонали ячейки. Из эксперимента следует [12, 13], что допированные дырки жестко локализованы в плоскости  $CuO_2$  на четырех ионах кислорода, принадлежащих кислородному октаэдру, смежному с ионом

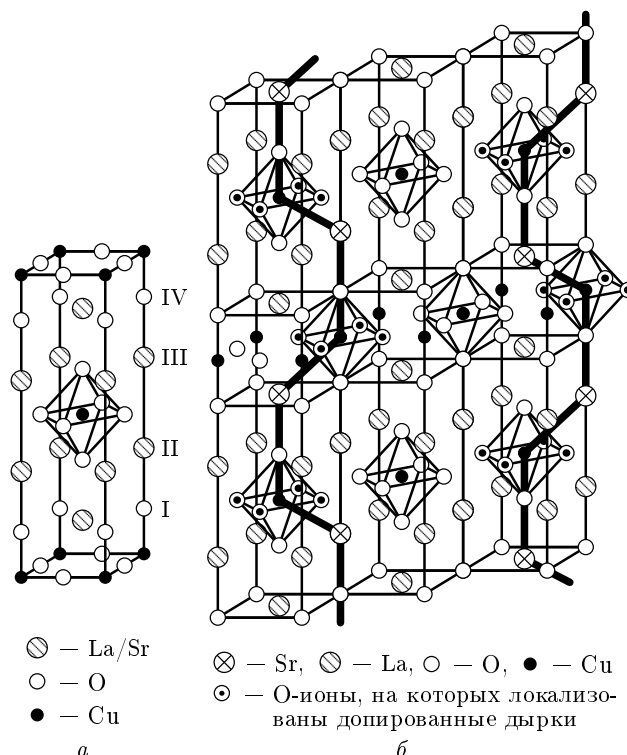


Рис. 4. Упорядочение ионов стронция в  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ : а — элементарная ячейка  $La_2CuO_4$ . Цифры справа обозначают номер плоскости LaO (см. текст); б — отрицательно заряженные ионы стронция вместе с «приписанными» к ним допированными дырками представляют собой диполи, которые притягиваются друг к другу противоположными концами, образуя колеччатые цепочки

допанта (рис. 4а), т.е. дырки в центральную плоскость  $CuO_2$  допируются ионами, находящимися в плоскостях I и IV, и локализованы в непосредственной окрестности иона допанта<sup>1)</sup>. Результатом этого является существенное отличие локальной электронной структуры ВТСП от средней. Это последнее обстоятельство является ключевым для нашей модели [1].

В рассмотренной схеме допирования система, состоящая из иона стронция и дырки, локализованной в кислородном квадрате, представляет собой электрический диполь, который взаимодействует с другими такими же диполями через дальнедействующую

<sup>1)</sup> Можно рассмотреть и другой случай, когда дырки в центральную плоскость  $CuO_2$  допируются ионами стронция, находящимися в плоскостях II и III. Но, как будет видно из дальнейшего, это не изменит хода последующих рассуждений и конечных результатов.

щий кулоновский потенциал. В подобных системах между диполями возникает ориентационное взаимодействие, в результате которого диполи выстраиваются противоположными полюсами друг к другу. Исходя из кристаллической структуры соединения можно предположить, что замещение лантана на стронций в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  будет происходить таким образом, чтобы возникающие диполи образовывали цепочки (напоминающие колеччатый вал), вытянутые вдоль оси  $c$  (рис. 4б). Такое расположение одновременно снимает вопрос о том, какие ионы стронция (из плоскостей I, IV или II, III на рис. 4а) допируют дырки в центральную плоскость.

Будем полагать, что цепочки плоские и выстраиваются параллельно друг другу. Расчет энергии электростатического взаимодействия цепочек диполей показывает, что две ближайшие цепочки (рис. 4б) будут притягиваться друг к другу при расстоянии между допированными дырками  $l_{com} \geq \sqrt{2}$ , а следующие за ближайшими будут отталкиваться<sup>2)</sup>. Следствием такого характера взаимодействия будет упорядочение цепочек диполей, в результате которого в плоскости  $\text{CuO}_2$  допированные дырки (или проекции ионов стронция) будут занимать позиции в узлах квадратной решетки с неким параметром  $l_{com}$ , соизмеримым с постоянной решетки  $a$  в плоскости  $\text{CuO}_2$ . Из расчета следует, что энергии конфигураций с  $l_{com} = 2, \sqrt{5}, \sqrt{8}, 3$  близки с точностью порядка  $10^{-2}e^2/\epsilon a$  в расчете на один диполь ( $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная) и потому возможно их одновременное сосуществование в виде микродоменов, в которых допированные дырки заполняют позиции в решетках с различными значениями  $l_{com}$ .

Домены с данным расстоянием  $l_{com}$  могут существовать лишь в определенном интервале концентраций  $x$ . Сверху этот интервал ограничен значением  $x_{com} = 1/l_{com}^2$ , выше которого существование физически значимых доменов с данной величиной  $l_{com}$  не отвечает условию постоянства средней концентрации. При  $x < x_{com}$  цепочки диполей разрываются и в квадратных решетках проекций появляются вакансии (рис. 5). Микродомены с данным расстоянием  $l_{com}$  будут сохраняться до некоторого значения  $x = x_l$ , которое при случайном распределении соответствует порогу двумерной перколяции по вакансиям с концентрацией  $c_v = 1 - x_l = 0.593$ . Соответственно, существование доменов с данным значени-

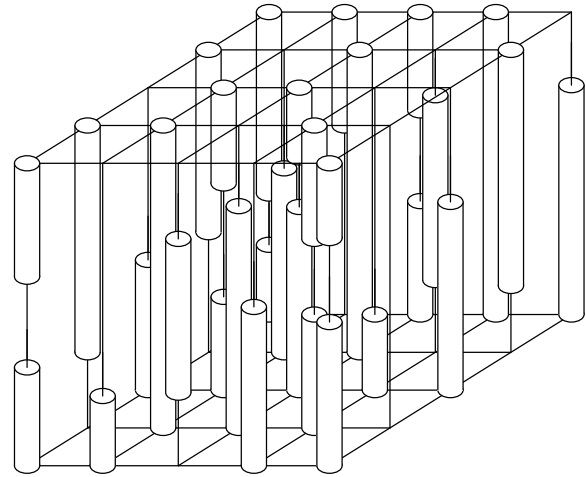


Рис. 5. Картина упорядочения цепочек диполей при  $x < x_{com}$ . Столбиками обозначены цепочки диполей, вытянутые вдоль оси  $c$ . При  $x < x_{com}$  цепочки диполей разрываются и в квадратных решетках проекций ионов стронция на плоскость  $\text{CuO}_2$  появляются вакансии

ем  $l_{com}$  возможно при концентрациях, удовлетворяющих условию

$$\frac{0.407}{l_{com}^2} < x \leq \frac{1}{l_{com}^2}. \quad (1)$$

Диапазоны концентраций, в которых возможно существование доменов с данным значением  $l_{com}$ , приведены в таблице.

В свою очередь, для произвольных значений концентрации  $x$  возможно существование различных типов доменов, в которых имеет место упорядочение с заполнением узлов различных решеток проекций со значением  $l_{com}$ , удовлетворяющим условию

$$\frac{0.638}{\sqrt{x}} < l_{com} \leq \frac{1}{\sqrt{x}}. \quad (2)$$

Например, для  $x = 1/9$  возможно существование доменов с  $l_{com} = 3$  (полное заполнение решетки проекций ионов стронция) и с  $l_{com} = \sqrt{8}, \sqrt{5}, 2$  в объемных соотношениях, определяемых как отклонением данного  $x$  от  $x_{com}$ , так и условиями приготовления образцов. В дальнейшем домен, в котором идет заполнение свободных узлов квадратной решетки с  $l_{com}$ , будем характеризовать соответствующим значением  $l_{com}$ . С ростом  $x$  доля занятых узлов изменяется примерно от 0.4 (при  $x = 0.407/l_{com}^2$ ) до единицы (при  $x = 1/l_{com}^2$ ).

Размеры упорядоченных доменов зависят от концентрации (точнее, от близости  $x$  к  $x_{com}$ ) и до-

<sup>2)</sup> Это соответствует экспериментально определяемому пределу растворимости примеси стронция в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , равному  $x_{lim} \approx 0.25$ .

Интервалы существования и пороги перколяции по узлам для доменов с различными значениями  $l_{com}$

| $l_{com}$  | $x_0$ | $x_p$ | $x_m$ | Свойства                                 |
|------------|-------|-------|-------|--|
| $> 3$      |       |       |       | диэлектрик                               |
| 3          | 0.045 | 0.066 | 0.111 | ВТСП (в области перколяции)              |
| $\sqrt{8}$ | 0.05  | 0.075 | 0.125 | диэлектрик                               |
| $\sqrt{5}$ | 0.08  | 0.12  | 0.20  | ВТСП (в области перколяции)              |
| 2          | 0.10  | 0.15  | 0.25  | нормальный металл (в области перколяции) |

*Примечание:*  $x_0$  и  $x_m$  — нижняя и верхняя границы диапазона концентраций, при которых возможно существование доменов с данным  $l_{com}$ ,  $x_0 = 0.407x_m$ ,  $x_m = 1/l_{com}^2$ ;  $x_p = 0.593x_m$  — порог перколяции на решетке с периодом  $a$ , когда становится возможным существование перколяционных цепочек с  $l = l_{com}$ ; в последней колонке приведены отличительные свойства микродоменов с данным  $l_{com}$ .

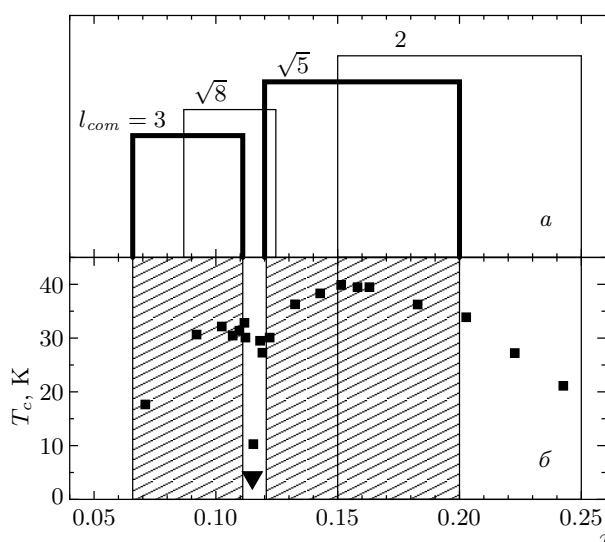
стигают 200–600 Å в плоскости  $\text{CuO}_2$ . В направлении оси  $c$  размер упорядоченного домена составляет, по-видимому, несколько постоянных решетки, вследствие того что каждый тип упорядочения допированных зарядов повторяется в каждой второй плоскости  $\text{CuO}_2$ . Естественно, что помимо доменов с упорядоченным распределением допантов должны существовать и области, где имеет место неупорядоченное их распределение.

При малых  $x$  (при среднем расстоянии между проекциями допантов  $l > 3$ ) будем полагать, что цепочки диполей группируются в плоскостях, параллельных оси  $c$  и орторомбической оси  $a$  таким образом, чтобы расстояние между допированными дырками (или проекциями ионов стронция) вдоль оси  $a$  равнялось  $\sqrt{8}$ , т. е. соответствовало минимуму энергии взаимодействия.

#### 4. ПЕРКОЛЯЦИЯ И ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА $T_c-x$ ДЛЯ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

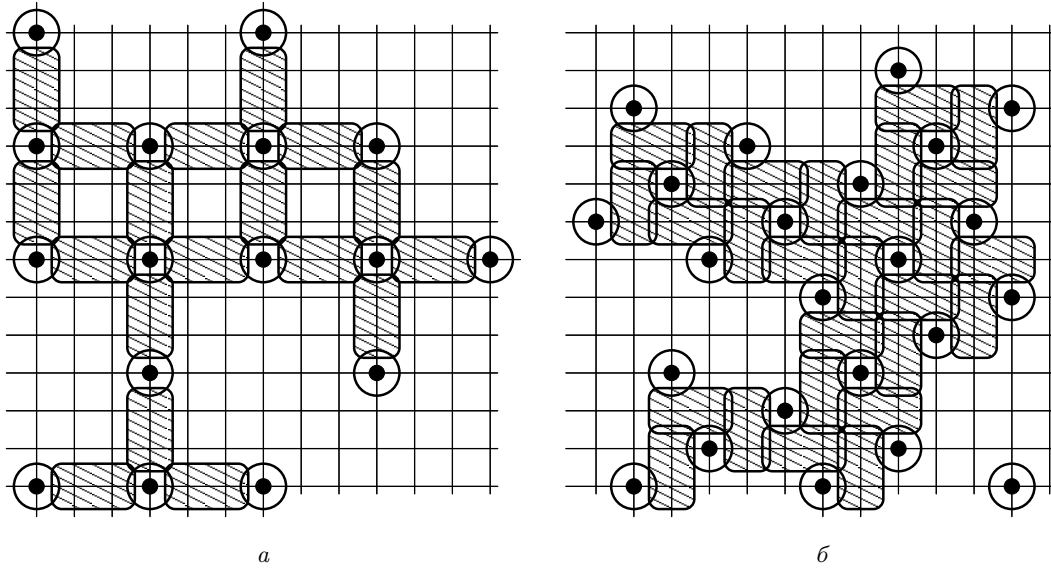
Как следует из изложенного выше, кристалл  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  следует представлять как совокупность взаимопроникающих доменов, в которых ионы стронция упорядочены таким образом, что допированные дырки заполняют (частично или полностью) узлы квадратных решеток с различными значениями  $l_{com}$ , определяемыми концентрацией.

Можно определить области перколяции по узлам для решеток с различными  $l_{com}$ , т. е. области концентраций, соответствующие существованию непрерывных кластеров различных фаз. Концентрация стронция  $x_p$ , соответствующая порогу перколяции, для данного  $l_{com}$  при случайном распределении по узлам



**Рис. 6.** а) — Интервалы концентраций, соответствующие перколяции по узлам в доменах с  $l_{com} = 3, \sqrt{8}, \sqrt{5}, 2$ . Сплошными линиями показаны границы областей перколяционных ломаных с длиной звена  $l_{com}$ . Жирными линиями отмечены границы существования перколяционных кластеров НУС. б) Экспериментальная фазовая диаграмма  $T_c-x$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [18]. Черным треугольником на диаграмме отмечен состав ( $x = 0.115$ ), для которого сверхпроводимость не наблюдалась до 4.2 К

составляет  $x_p = 0.593/l_{com}^2$  [14]. На рис. 6а приведены интервалы концентраций, соответствующие двумерной перколяции по узлам в доменах с  $l_{com} = 3, \sqrt{8}, \sqrt{5}, 2$ , т. е. интервалы, где, согласно сказанному выше, возможно существование двумерных перколяционных кластеров с  $l_{com} = 3, \sqrt{5}$  (цепочек НУС),



**Рис. 7.** Перколяционные кластеры областей локализации синглетных дырочных пар:  $a - l_{com} = 3$ ;  $b - l_{com} = \sqrt{5}$ . Черные кружки — проекции ионов допанта на плоскость  $\text{CuO}_2$ . Окружности — области локализации допированной дырки, прямоугольники — области локализации дырочных пар вокруг NUC

кластера с  $l_{com} = 2$ , соответствующего фазе обычного металла, и кластера с  $l_{com} = \sqrt{8}$ , соответствующего диэлектрической фазе. На рис. 6а сплошными линиями показаны границы областей существования перколяционных ломаных с длиной звена  $l_{com}$ . Жирными линиями выделены области перколяции по доменам с  $l_{com} = 3, \sqrt{5}$ , т. е. по цепочкам NUC. Рисунок 7 иллюстрирует перекрытие областей локализации синглетных дырочных пар вдоль перколяционных кластеров с  $l_{com} = 3$  (а) и  $l_{com} = \sqrt{5}$  (б). Отметим, что, как видно на рис. 7а, в случае  $l_{com} = 3$  токоперенос будет осуществляться в основном вдоль связей  $\text{Cu}-\text{O}$ . Это согласуется с результатами работ [16, 17], где на основании данных ARPES, а также ИК- и рамановской спектроскопии кристаллов  $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$  сделан вывод именно о таком характере движения носителей.

Как видно на рис. 6а, объемная сверхпроводимость (домены с перколяционными цепочками NUC) существует в областях  $0.066 < x < 0.11$  и  $0.12 < x < 0.20$ . В области  $0.15 < x < 0.20$  существуют как сверхпроводящие домены (в которых имеются перколяционные кластеры с  $l_{com} = \sqrt{5}$ ), так и домены нормального металла, причем с ростом  $x$  число нормальных доменов растет. Это соответствует переходу в состояние, когда сверхпроводимость осуществляется лишь за счет эффекта близости, с монотонным понижением  $T_c$  с ростом  $x$ .

На рис. 6б для сравнения приведена экспериментальная фазовая диаграмма  $T_c-x$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [18]. Совпадение интервалов сверхпроводимости на экспериментальных фазовых диаграммах с интервалами перколяции для  $l_{com} = \sqrt{5}$  и  $l_{com} = 3$  подтверждает вывод о том, что за сверхпроводимость в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ответственны именно рассматриваемые фрагменты, включающие пары соседних ионов меди в плоскости  $\text{CuO}_2$ , и является свидетельством в пользу предложенной модели ВТСП. Следует отметить, что «провал» на диаграмме  $T_c-x$  при  $0.11 < x < 0.12$ , связанный с отсутствием перколяции вдоль цепочек NUC, накладывается на узкую область существования (при  $x \rightarrow 1/8$ ) полностью упорядоченной решетки  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  допированных зарядов, которая отвечает диэлектрической фазе. Именно это, как будет показано в следующем разделе, позволяет наблюдать в этой области статическую несоизмеримую магнитную текстуру [11].

Как следует из проведенного выше рассмотрения, микроструктуру образца  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  следует представлять как множество кластеров NUC различных размеров, погруженных либо в диэлектрическую (при  $x < 0.125$ ), либо в металл-диэлектрическую (при  $0.125 < x < 0.20$ ) матрицу. Поэтому проводящий кластер при  $x < 0.2$  может включать в себя диэлектрические участки, на которых проводимость имеет место за счет про-

цессов квантового туннелирования в комбинации с переносом вдоль оси  $c$ . Поэтому истинная металлическая проводимость возможна только при  $x \rightarrow 0.2$ . Это соответствует результатам работы [19], где для  $x < 0.17$  при  $T \rightarrow 0$  наблюдается логарифмическая расходимость в сопротивлении при подавлении сверхпроводимости магнитным полем.

Таким образом, можно сделать вывод, что все особенности, наблюдаемые на фазовых диаграммах  $T_c - x$  в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , всего лишь отражают геометрические соотношения, существующие в квадратной решетке, и конкуренцию между различными типами упорядочения ионов стронция.

### 5. НЕСОРАЗМЕРНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ЗАРЯДОВ И СПИНОВ В $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

За последние годы во многих работах, посвященных исследованию дырочно-допированных купратных ВТСП, для анализа результатов в той или иной форме была использована концепция страйпов [20–31], предполагающая существование несо-размерной модуляции спиновой антиферромагнитной (АФМ) структуры в виде антифазных доменов АФМ-упорядоченных спинов, разделенных узкими протяженными полосками допированных дырок.

В экспериментах по магнитному рассеянию нейтронов такая модуляция, которая характеризуется волновым вектором  $\mathbf{Q}$ , должна наблюдаться в виде двух несо-размерных пиков, смещенных относительно антиферромагнитного волнового вектора  $\mathbf{Q}_{AF}(1/2, 1/2, 0)$  на величину  $\varepsilon = 1/T$  в направлении вектора модуляции. Здесь  $T$  — период магнитной структуры в единицах постоянной решетки. Соответственно, для зарядовой модуляции период должен быть равен  $T/2$ , а связанная с этим несо-размерная модуляция зарядовой плотности проявляется в возникновении дополнительных пиков, смещенных на  $2\varepsilon$ .

Результаты нейтронографических исследований магнитной текстуры соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{La}_{1.6-x-y}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [11, 32–36] можно суммировать в виде фазовой диаграммы (рис. 8а). Как видно на рис. 8а, несо-размерные пики упругого рассеяния, связанные со статической модуляцией (на рисунке заштрихованы), наблюдаются при концентрации стронция  $x < 0.07$  и  $0.11 < x < 0.12$ . В интервале  $0.07 < x < 0.11$  и при  $x > 0.13$  наблюдаются несо-размерные пики в неупругом нейтронном рассеянии, свидетельствующие о наличии динамической модуляции спиновой текстуры. При  $x < 0.07$  существу-

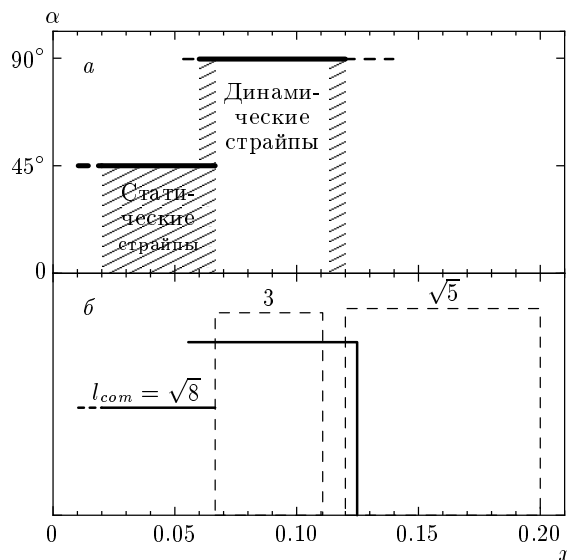
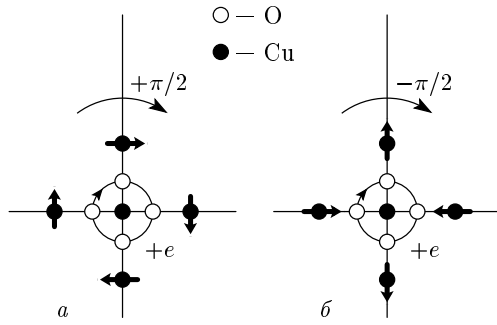


Рис. 8. а) Экспериментальная магнитная фазовая диаграмма  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [11, 32–36]. Угол  $\alpha = 45^\circ$  соответствует диагональным страйпам,  $\alpha = 90^\circ$  — вертикальным страйпам. Заштрихованные области — интервалы наблюдения статических страйпов. б) Рассчитанная страйповая фазовая диаграмма  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Штриховые линии ограничивают области перколяции по цепочкам NUC с  $l_{com} = 3$  и  $l_{com} = \sqrt{5}$  (динамические страйпы); жирные линии выделяют области существования микродоменов с упорядочением допированных дырок в решетку  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  ( $0.05 < x < 0.12$ ) и диагональных строчек допированных дырок ( $x < 0.066$ )

ют диагональные страйпы с единственным вектором модуляции, направленным вдоль орторомбической оси  $b$ , в то время как для параллельных страйпов ( $x > 0.055$ ) модуляция имеет место всегда в двух направлениях, параллельных тетрагональным осям. В промежуточной области  $0.055 < x < 0.07$  наблюдаются оба типа модуляции. Чтобы иметь возможность сравнивать спиновые структуры, возникающие в случаях как диагональных, так и параллельных страйпов, и те, и другие рассматривают в тетрагональных координатах. При этом параметр несо-размерности спиновой модуляции составляет  $\delta = \varepsilon$  для параллельных и  $\delta = \varepsilon/\sqrt{2}$  для диагональных страйпов. В этом случае для  $x < 0.12$  экспериментально наблюдается удивительно простая связь между параметром несо-размерности и концентрацией:  $\delta \approx x$ .

Теоретически возникновение страйповой структуры, обусловленное конкуренцией между электронным фазовым расслоением и дальнедействующим





**Рис. 9.** Вращения направлений спинов ионов меди (жирные стрелки) в окрестности допированной дырки (локализованной в плоскости  $\text{CuO}_2$  на четырех ионах кислорода вокруг иона меди), соответствующие различным топологическим зарядам скирмиона  $Q = 1$  (а) и  $Q = -1$  (б)

кулоновским отталкиванием, было исследовано в работах [20–27]. Альтернативный механизм образования диэлектрической «страйповой» фазы в слабодопированном ВТСП вследствие нестинга поверхности Ферми был предложен в работах [28–31]. Обе теории, однако, испытывают определенные трудности при описании всей совокупности экспериментов. Главные из них:

- 1) переход от диагональных к параллельным страйпам в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  при  $x \approx 0.06$ ;
- 2) возникновение статических корреляций в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в узкой области концентраций при  $x \approx 0.12$  (так называемый пиннинг страйпов);
- 3) одномерный характер диагональных страйпов и двумерный характер параллельных страйпов;
- 4) соотношение  $\delta \approx x$  для  $x \leq 0.12$  и  $\delta = \text{const}$  при  $x \geq 0.12$ . Поскольку в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  величина  $x$ , как следует из холловских измерений, не равна концентрации дырочных носителей (которая к тому же сильно зависит от температуры), соотношение  $\delta \approx x$  скорее указывает на связь параметров спиновой текстуры с концентрацией ионов стронция, а не с плотностью носителей.

В попытке преодолеть трудности, возникающие при анализе результатов нейтронных экспериментов, Гудинг с сотр. [37, 38] предложил физическую модель спинового стекла, в основе которой лежит предположение о хаотическом распределении локализованных допированных дырок. Согласно работе [38], в фазе спинового стекла допированные дырки локализованы в плоскости  $\text{CuO}_2$ . Такая локализованная в некоторой области дырка создает вокруг себя дальнедействующее поле спиновых искажений. Возникающие искажения АФМ-фона мож-

но описать как рождение топологического возбуждения наподобие скирмиона [39, 40] с топологическими зарядами  $Q = \pm 1$ , отвечающего вращению (твистированию) АФМ-параметра порядка (рис. 9) в окрестности локализованной дырки.

Таким образом, допирование разрушает дальний АФМ-порядок и приводит к образованию разориентированных АФМ-упорядоченных микродоменов, границы между которыми (доменные стенки) задаются локализованными допированными дырками, а направления АФМ-упорядочения в соседних микродоменах повернуты друг относительно друга на некоторый угол (так называемое спиновое твистирование). Эта модель позволила дать объяснение различным особенностям спиновой текстуры  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , наблюдаемым в фазе спинового стекла [41].

Далее мы дадим альтернативное объяснение наблюдаемой спиновой и зарядовой модуляции, используя некоторые положения модели работ [37, 38] в сочетании с развитыми нами представлениями о механизме формирования NUC, упорядочении допантов и перколяции. С этой целью мы сначала попытаемся угадать вид спиновой текстуры (отличный от классической страйповой картины) для некоторых строго упорядоченных распределений допированных дырок с концентрацией  $x = x_{com}$ , приводящий к экспериментально наблюдаемой картине спиновой модуляции. Это можно делать, так как нет оснований ожидать, что при упорядоченном распределении страйповая модель неверна. Более того, из эксперимента [36] следует, что в интервале  $0.06 < x < 0.12$  (область параллельных страйпов) корреляционная длина возрастает с  $25 \text{ \AA}$  при  $x \approx 0.06$  до  $200 \text{ \AA}$  при  $x \approx 0.12$ . Естественно связать увеличение размеров корреляционной области с упорядочением отдельных АФМ-доменов и предположить, что последнее связано, в свою очередь, с упорядочением допированных дырок и, соответственно, ионов допанта.

Далее мы рассмотрим, как угаданная нами текстура трансформируется при уменьшении  $x < x_{com}$  и отходе от строго упорядоченного распределения дырок. Затем мы покажем, что в некотором диапазоне концентраций  $x_p < x < x_{com}$  сохраняются основные (экспериментально определяемые) соотношения, существующие в идеальной решетке дырок для  $x = x_{com}$ .

### 5.1. Параллельные страйпы

Рассмотрим случай полного упорядочения для  $x_{com} = 1/8$ . Будем предполагать, что 1) каждая дырка циркулирует по кислородному квадрату, окружающему ион меди; 2) вследствие взаимодействия дырочного тока и спинов четырех ближайших ионов меди, последние поляризуются, а возникающие искажения АФМ-фона можно описать как рождение скирмиона с топологическими зарядами  $Q = \pm 1$  (рис. 9).

На рис. 10а показано возможное упорядочение проекций направлений спинов меди на плоскость  $\text{CuO}_2$  для полностью упорядоченного расположения локализованных дырок при  $x = x_{com} = 1/8$ , когда они образуют квадратную решетку  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$ . При этом плоскость  $\text{CuO}_2$  разбивается на отдельные четырехугольные АФМ-упорядоченные микродомены, углы которых определяются локализованными допированными дырками. Проекция на плоскость  $\text{CuO}_2$  направлений спинов ионов меди, находящихся в узлах решетки, показаны стрелками. Возникающее в этом случае согласованное упорядочение характеризуется АФМ-упорядочением самих микродоменов, а также упорядоченным чередованием скирмионов с зарядами  $Q = \pm 1$ . Такое упорядочение, как видно на рис. 10а, приводит к имитации магнитной страйповой текстуры. Период магнитной модуляции в данном случае равен суммарному размеру двух антифазных доменов в направлении вектора модуляции и на длине периода в полосе шириной  $l_{com}/\sqrt{2}$  содержатся два узла:

$$T = 2\sqrt{2}l_{com} = 8, \quad (3)$$

и  $\delta = 1/8 = x$  в соответствии с экспериментом. Такая картина согласуется с наблюдаемой в работе [42], где методом  $\mu\text{SR}$ -релаксации в  $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$  обнаружено существование АФМ-упорядоченных микродоменов размером 15–30 Å, направления намагниченности в которых скоррелированы на масштабах до 600 Å. Отметим, что, как видно на рис. 8а, зарядовых страйпов в том виде, как это предсказывается теорией, в данном случае нет. Однако следует заметить, что в рассмотренном случае мы получили соразмерную модуляцию, которая не дает сателлитных пиков на дифрактограммах. Сателлитные рефлексы могут возникать лишь в случае несоразмерной модуляции. Кроме того, в эксперименте [11] наблюдается и зарядовая модуляция в виде несоразмерного расщепления решеточных пиков  $(2 \pm 2\epsilon, 0, 0)$  и  $(0, 2 \pm 2\epsilon, 0)$ .

Чтобы понять, почему это происходит, перейдем от полностью упорядоченной решетки допированных дырок при  $x = 1/8$  к их распределению при  $x < 1/8$ . Сначала рассмотрим экспериментальные данные, полученные в области существования статических параллельных страйпов при  $x \approx 0.12$  [36, 43]. Это даст возможность провести детальное сравнение результатов эксперимента с нашей моделью.

В работе [43] на образце  $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$  наблюдалась модуляция спиновой текстуры с параметром несоразмерности  $\delta = 0.118$ . Это соответствует среднему периоду текстуры  $T \approx 8.5$  (в единицах  $a$ ), т. е. чередованию двух периодов  $T_1 = 8$  и  $T_2 = 9$ . На рис. 10б показана предлагаемая нами картина упорядоченного распределения допированных дырок (а следовательно, и проекций допантов) для средней концентрации  $x = 0.118$ , полученная разрезанием полностью упорядоченного распределения для  $x = 0.125$  вдоль орторомбической оси  $a$  и смещением одной части относительно другой на вектор  $\mathbf{q} = (1, 1)$ . Такой сдвиг сохраняет когерентность упорядочения в доменах по обе стороны дислокации и сдвигает систему параллельных страйпов при переходе через разрез на одну ячейку<sup>3)</sup>. Такая структура (рис. 10б) даст на дифрактограммах характерные рефлексы, отвечающие несоразмерной модуляции как спина (с параметром несоразмерности  $\delta$ ), так и заряда (с параметром несоразмерности  $2\delta$ ). Из условия сохранения средней концентрации имеем

$$T_d x_l = (T_d + 1)\bar{x}, \quad (4)$$

где  $T_d$  — средний период дислокаций в единицах  $a$ ,  $x_l$  — локальная концентрация дырок внутри домена. Для соблюдения средней концентрации  $\bar{x} = 0.118$  и при локальной концентрации внутри домена  $x_l = 0.125$  вводимые диагональные дислокации должны иметь средний период  $T_d = T_1 + T_2 = 17$ . Такие квазипериодические дислокации, приводящие к несоразмерной модуляции как кристаллической, так и спиновой текстур, обеспечивают возможность наблюдения несоразмерных рефлексов в дифракционных экспериментах.

Особенность возникающей картины упорядочения в том, что, как видно из рис. 10б, параллельные страйпы смещаются на одну постоянную решетку, т. е. они как бы наклонены под углом  $\theta_\gamma = 1/17 \approx 3.3^\circ$  к тетрагональной оси  $b$ . Именно

<sup>3)</sup> Фактически мы предполагаем, что цепочки диполей (а следовательно, и вакансий) имеют тенденцию выстраиваться вдоль орторомбической оси  $a$ , что, как мы считаем, обусловлено требованием минимизации деформационных напряжений.

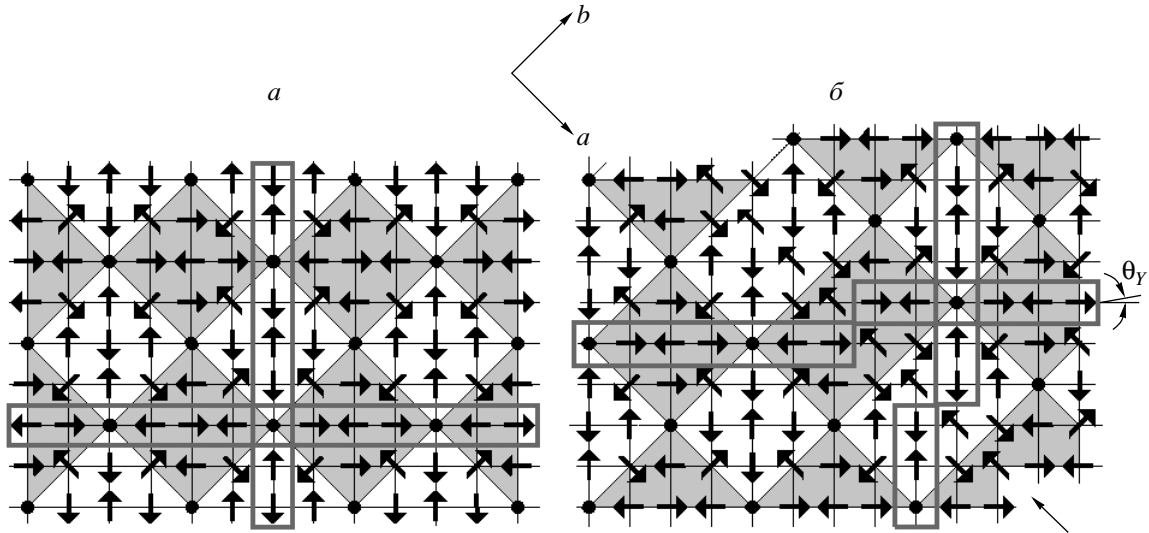


Рис. 10. а) Проекция направлений спинов для  $x = 1/8$  при упорядочении допированных дырок в решетку  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$ . Микродомены, формирующие горизонтальные страйпы, заштрихованы; жирными линиями обозначены направления страйпов. б) То же для  $x < 1/8$ . Плоскость разбивается на домены, разделенные диагональными дислокациями, которые являются зародышами диагональных страйпов. Возникающее на каждой дислокации смещение вертикальных страйпов на одну ячейку приводит к эффективному наклону вертикальных страйпов на угол  $\theta_y$

такие наклонные параллельные страйпы с углом наклона  $3^\circ$  наблюдались в  $\text{La}_{1.88}\text{Sr}_{0.12}\text{CuO}_4$  [43].

Рассмотрим теперь случай произвольных значений  $x < 1/8$ . Картина распределения в этом случае может быть получена из полностью упорядоченного распределения для  $x = 1/8$  последовательным удалением некоторого числа узлов. Текстура, имитирующая параллельные страйпы, может возникать, если существует перколяционный кластер, связывающий микродомены  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  в единый АФМ-упорядоченный кластер. Такие микродомены, как видно из таблицы, могут существовать до  $x \approx 0.05$ .

Пусть в решетке существуют скореллированные остаточные фрагменты параллельной страйповой текстуры, генетически связанные с микродоменами  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  (рис. 11). На нейтронограмме при этом будут наблюдаться характерные рефлекссы, определяемые средним периодом остаточной текстуры. В свою очередь, средний период  $T$  этой текстуры, определяемый как расстояние между серединами однофазных магнитных микродоменов, включает два заполненных узла, как и в случае полного упорядочения. Следовательно, в прямоугольнике площадью  $Tl_{com}/\sqrt{2} = 2T$  (на рис. 11 заштрихован) должны находиться два узла, откуда

$$2Tx = 2, \quad \delta = 1/T = x. \quad (5)$$

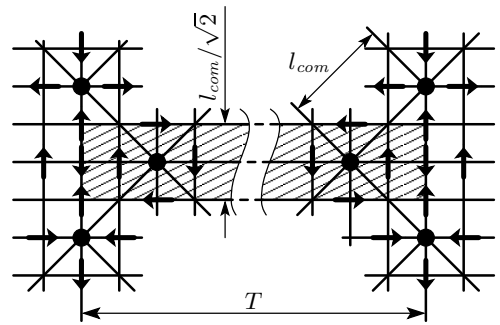


Рис. 11. Фрагмент магнитной страйповой текстуры. Черные кружки — проекции ионов стронция на плоскость  $\text{CuO}_2$ . Стрелками показаны направления проекций спинов в узлах  $\text{Cu}$ . В полосе шириной  $l_{com}/\sqrt{2}$  на длине  $T$  периода магнитной структуры находятся два заполненных узла (прямоугольник площадью  $Tl_{com}/\sqrt{2}$  заштрихован)

Таким образом, соотношение  $\delta = x$  является в некотором смысле случайным и связано с тем, что в случае параллельных страйпов дырки находятся на прямых, отстоящих друг от друга на расстояние  $2a$ .

### 5.2. Диагональные страйпы

Как видно на рис. 10а, вводимые дислокации являются фактически зародышами диагональных

страйпов, вытянутых вдоль орторомбической оси  $a$ . Они будут проявляться в виде квазипериодической структуры при  $x < 0.05$ , когда исчезнут остатки текстуры  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  и останутся лишь диагональные строчки примесных диполей с расстоянием между последними  $l_{com} = \sqrt{8}$  и с расстоянием между самими строчками  $l_{com} \geq 2\sqrt{8}$ . Поэтому диагональные страйпы всегда будут направлены вдоль орторомбической оси  $a$ , а вектор модуляции, соответственно, вдоль другой орторомбической оси  $b$ .

Период  $T$  диагональной спиновой модуляции (в тетрагональных осях) в случае, если все допированные дырки упорядочены в диагональные зарядовые страйпы, должен равняться  $T = 1/\sqrt{2}x$  (или  $\delta = \sqrt{2}x$ ). Поскольку часть допированных дырок может оставаться в пространстве между зарядовыми страйпами, период наблюдаемой спиновой текстуры будет больше чем  $1/\sqrt{2}x$ , а  $\delta$ , соответственно, меньше чем  $\sqrt{2}x$ . Полученное из эксперимента [34] значение  $\delta$  колеблется в области  $0.01 < x < 0.05$  от  $\delta \approx 0.7x$  до  $\delta \approx 1.4x$ .

### 5.3. Динамические страйпы

Последний вопрос, который мы обсудим в этом разделе, касается статических и динамических страйпов. Выше на рис. 8б показаны области концентраций, где возможно существование АФМ-скоррелированных кластеров из микродоменов  $\sqrt{8} \times \sqrt{8}$  и диагональных строчек диполей. Штрихами обозначены области существования перколяционных цепочек с  $l_{com} = \sqrt{5}$  и  $l_{com} = 3$ . Такие цепочки допированных дырок в плоскости  $\text{CuO}_2$  могут граничить с кластером из АФМ-микродоменов. Согласно изложенному выше, в областях, отвечающих существованию перколяционных кластеров с  $l_{com} = 3$  и  $l_{com} = \sqrt{5}$  на парах соседних ионов меди формируются NUC, играющие роль парных акцепторов. В этих областях возникает проводимость вдоль соответствующих цепочек NUC, расположенных на перколяционных кластерах. Возникновение проводимости приводит к нарушению статических спиновых корреляций в окружающих областях за счет движения зарядов, разрушающих магнитный порядок вдоль своей траектории. В этом случае спиновые корреляции можно наблюдать лишь в неупругом нейтронном рассеянии как динамические несоизмеримые магнитные флуктуации. Замечательно (см. рис. 8б), что помимо области  $x < 0.07$  существует узкий интервал концентраций  $0.11 < x < 0.125$ , где отсутствует перколяция по NUC, и именно здесь

снова наблюдаются статические несоизмеримые корреляции.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена микроструктурная модель соединения  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , которая с учетом результатов нашей предыдущей работы [1] позволила качественно и количественно объяснить все детали его фазовой диаграммы  $T_c-x$ , в частности,

- 1) экспериментально наблюдаемую пространственную неоднородность на наноскопических масштабах;
- 2) существование двух диапазонов концентраций, в которых имеет место объемная высокотемпературная сверхпроводимость ( $0.066 < x < 0.11$  и  $0.12 < x < 0.2$ );
- 3) «провал» на кривой  $T_c(x)$  при  $x \approx 1/8$ ;
- 4) последовательный переход от режима недодопирования (при  $x < 0.12$ , где перколяционные кластеры отрицательных U-центров «погружены» в диэлектрическую матрицу) к оптимальному допированию ( $x \approx 0.15$ ) и, далее, к режиму передопирования (при  $x > 0.15$ , где перколяционные кластеры отрицательных U-центров сосуществуют с кластерами обычного металла);
- 5) переход сверхпроводник–диэлектрик в магнитном поле в недодопированных образцах;
- 6) постепенное снижение до нуля температуры  $T_c$  с ростом  $x$  в области передопирования (при  $x > 0.15$ ).

Чтобы проверить справедливость предложенной модели упорядочения, мы рассмотрели магнитные спиновые текстуры, которые могут наблюдаться при условии, что предлагаемый нами характер упорядочения допирующих ионов имеет место. Оказалось, что возникающие в этом случае спиновые текстуры полностью имитируют так называемую страйповую модуляцию (электронное фазовое расслоение на полосы зарядов и АФМ-диэлектрика), которая, как ранее считалось, является причиной появления несоизмеримых рефлексов на нейтронных магнитных дифрактограммах.

Одновременно удалось объяснить переход от диагональных страйпов к вертикальным и от статических страйпов к динамическим страйпам и обратно. При этом предсказанные области концентраций, в которых согласно модели должны наблюдаться диагональные ( $x < 0.05$ ), вертикальные ( $0.05 < x < 0.12$ ) и динамические ( $0.066 < x < 0.11$ )

страйпы, в точности совпадают с экспериментальными интервалами.

Из представленной модели, в качественном и количественном согласии с экспериментом, следует также возможность наблюдения наклонных страйпов с углом наклона, зависящим от параметра несоизмеримости  $\delta$ . Также естественным образом из модели следует экспериментально установленная связь параметра несоизмеримости  $\delta$  и концентрации,  $\delta = x$ , справедливая, согласно модели, лишь в области  $0.05 < x < 0.12$ , как и следует из эксперимента.

Тот факт, что предложенная модель исключительно детально описывает наблюдаемые в эксперименте спиновые текстуры, позволяет говорить о ее справедливости применительно к  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , а следовательно, и о правомерности ее применения к анализу фазовой диаграммы  $T_c-x$ . С другой стороны, при построении обеих фазовых диаграмм («сверхпроводящей» и «магнитной») наряду с моделью упорядочения использованы развитые нами представления об отрицательных U-центрах. Поэтому совпадение экспериментальных и расчетных фазовых диаграмм можно рассматривать как свидетельство правильности сделанных предположений и ключевой роли отрицательных U-центров предлагаемого типа в механизме ВТСП.

Авторы благодарят Е. Г. Максимова, П. И. Арсеева, а также всех участников семинара по теории твердого тела Отделения теоретической физики Физического института им. П. Н. Лебедева РАН за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке федерального агентства по науке РФ (ФЦНТП «Теоретические и экспериментальные исследования механизмов ВТСП»).

## ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, ЖЭТФ **118**, 666 (2000).
2. E. Simanek, Sol. St. Comm. **32**, 731 (1979).
3. C. S. Ting, D. N. Talwar, and K. L. Ngai, Phys. Rev. Lett. **45**, 1213 (1980).
4. H.-B. Schuttler, M. Jarrell, and D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett. **58**, 1147 (1987).
5. J. Yu, S. Massida, A. J. Freeman et al., Phys. Lett. **122A**, 203 (1987).
6. Б. А. Волков, В. В. Тугушев, Письма в ЖЭТФ **46**, 193 (1987).
7. Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **46** (приложение), 94 (1987).
8. И. О. Кулик, ФНТ **8**, 879 (1987).
9. П. И. Арсеев, ЖЭТФ **101**, 1246 (1992).
10. J. Ranninger and A. Romano, Phys. Rev. B **66**, 94508 (2002).
11. J. M. Tranquada, J. D. Axe, N. Ichikawa et al., Phys. Rev. B **54**, 7489 (1996).
12. V. Polinger, D. Haskel, and E. A. Stern, AIP Conf. Proc. **483**, 241 (1999).
13. P. C. Hammel, B. W. Statt, R. Lmartinye et al., Phys. Rev. B **57**, R712 (1998).
14. R. M. Ziff, Phys. Rev. Lett. **69**, 2670 (1992).
15. R. Beyers, B. T. Ahn, G. Gorman et al., Nature **340**, 619 (1989).
16. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura et al., Phys. Rev. B **65**, 094504 (2002).
17. F. Venturini, Q.-M. Zhang, R. Hackl et al., Phys. Rev. B **66**, 060502 (2002).
18. K. Kumagai, K. Kawano, I. Watanabe et al., J. Supercond. **7**, 63 (1994).
19. Y. Ando, G. S. Boebinger, A. Passner et al., Phys. Rev. B **56**, R8530 (1997).
20. J. Zaanen and O. Gunnarson, Phys. Rev. B **40**, 7391 (1989).
21. D. Poilblanc and T. M. Rice, Phys. Rev. B **39**, 9749 (1989).
22. S. A. Kivelson, V. J. Emery, and H.-Q. Lin, Phys. Rev. B **42**, 6523 (1990).
23. H. Schulz, Phys. Rev. Lett. **64**, 1445 (1990).
24. M. Inui and P. Littlewood, Phys. Rev. B **44**, 4415 (1991).
25. G. An and J. M. van Leeuwen, Phys. Rev. B **44**, 9410 (1991).
26. V. J. Emery and S. A. Kivelson, Physica C **209**, 597 (1993).
27. C. C. Castellani, C. Di Castro, and M. Grilli, Phys. Rev. Lett. **75**, 4650 (1995).
28. Q. Si, Y. Zha, K. Levin, and J. P. Lu, Phys. Rev. B **47**, 9055 (1993).

29. T. Tanamoto, H. Kohno, and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 3739 (1994).
30. R. S. Markiewicz, *Phys. Rev. B* **56**, 9091 (1997).
31. V. I. Belyavsky and Y. V. Kopaev, *Phys. Lett.* **287A**, 152 (2001).
32. K. Yamada, C. H. Lee, K. Kurahashi et al., *Phys. Rev. B* **57**, 6165 (1998).
33. K. Yamada, C. H. Lee, Y. Endoh et al., *Physica C* **282–287**, 85 (1997).
34. M. Matsuda, M. Fujita, K. Yamada et al., *Phys. Rev. B* **65**, 134515 (2002).
35. M. Fujita, K. Yamada, H. Hiraka et al., *Phys. Rev. B* **65**, 64505 (2002).
36. M. Fujita, H. Goka, K. Yamada et al., *Phys. Rev. B* **66**, 184503 (2002).
37. R. J. Gooding, N. M. Salem, and A. Mailhot, *Phys. Rev. B* **49**, 6067 (1994).
38. R. J. Gooding, N. M. Salem, R. J. Birgeneau et al., *Phys. Rev. B* **55**, 6360 (1997).
39. А. А. Белавин, А. М. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 503 (1975).
40. R. J. Gooding, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2266 (1991).
41. R. J. Birgeneau, A. Cassanho, C. Y. Chen et al., *Phys. Rev. B* **46**, 14034 (1992).
42. A. T. Savici, Y. Fudamoto, I. M. Gat et al., *Phys. Rev. B* **66**, 14524 (2002).
43. H. Kimura, H. Matsushita, K. Hirota et al., *Phys. Rev. B* **61**, 14366 (2000).