

PACSnumbers: 71.10.Pm, 71.70.Ej, 74.20.Mn, 75.30.Fv, 75.30.Kz, 75.47.Lx, 75.50.-y, 75.60.Ej

**Эволюция пик–холм-особенностей намагниченности  
в  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  вблизи температуры перехода  
в сверхпроводящее состояние  $T_c \approx 41$  К,  
вызванная ростом внешнего магнитного поля**

Ф. Н. Буханько, А. Ф. Буханько

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
просп. Науки, 46,  
03028 Киев, Украина*

В данной работе были исследованы пик–холм-особенности температурных зависимостей намагниченности  $M(T)$  манганитов  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренных в полях  $H = 7, 100, 350, 1050$  и  $3500$  Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур  $4,2 \leq T \leq 100$  К. Предполагается, что обнаруженные в слабом поле  $H = 100$  Э два острых пика  $M(T)$  различной интенсивности при близких температурах  $T_1$  и  $T_2$  чуть выше критической температуры  $T_c \approx 41$  К фазового перехода в сверхпроводящее состояние соответствуют расходимости Линдхарда температурной зависимости магнитной восприимчивости электронов  $\chi_L(q_{nest})$  при модулях волнового вектора  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} = 2k_{F2}$  в двух пространственно разделённых областях образца (условно «металлической» и «диэлектрической» нанофаз) с большой и малой плотностью состояний свободных носителей на уровне Ферми  $N_1(E_F) \ll N_2(E_F)$ . Появление таких областей можно объяснить формированием в  $ab$ -плоскостях при температурах  $T < 60$  К пространственной модуляции электронных и магнитных свойств в виде фрагментов двух флуктуирующих квазиодномерных волн зарядовой/спиновой плотности, несоизмерных с кристаллической решёткой, с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$ . Это приводит к фазовому разделению образца на квазиодномерные «металлические» ФМ- и «диэлектрические» АФМ-нанофазы, сосуществующие в динамическом режиме в виде наномасштабных квазиодномерных ферромагнитных и антиферромагнитных спиновых корреляций. Полученные в данной работе экспериментальные результаты подтверждают тесную связь между формированием в  $ab$ -плоскостях периодических корреляций носителей заряда/спина в виде двумерных наноячеек и возникновением высокотемпературной сверхпроводимости.

У даній роботі було досліджено пік–пагорб-особливості температурних залежностей намагнетованости  $M(T)$  манганітів  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , вимі-

ряних у полях  $H = 7, 100, 350, 1050$  і  $3500$  Е в ZFC-режимі мірянь в інтервалі температур  $4,2 \leq T \leq 100$  К. Передбачається, що виявлені в слабкому полі  $H = 100$  Е два гострих піки  $M(T)$  різних інтенсивностей при близьких температурах  $T_1$  і  $T_2$  трохи вище критичної температури  $T_c \approx 41$  К фазового переходу в надпровідний стан відповідають Ліндхардівій розбіжності температурної залежності магнетної сприйнятливості електронів  $\chi_L(q_{nest})$  при модулях хвильового вектора  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  і  $q_{nest2} = 2k_{F2}$  у двох просторово розділених областях зразка (умовно «металічної» та «діелектричної» нанофаз) з великою та малою густиною станів вільних носіїв на рівні Фермі  $N_1(E_F) \ll N_2(E_F)$ . Появу таких областей можна пояснити формуванням у  $ab$ -площинах при температурах  $T < 60$  К просторової модуляції електронних і магнетних властивостей у вигляді фрагментів флюктувальних квазиодновимірних хвиль зарядової/спінової густини, несумірних із кристалічною ґратницею з хвильовими векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  і  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$ . Це приводить до фазового розділення зразка на квазиодновимірні «металеві» ФМ- і «діелектричні» АФМ-нанофази, що співіснують у динамічному режимі у вигляді наномасштабних квазиодновимірних феромагнетних і антиферомагнетних спінових кореляцій. Одержані в даній роботі експериментальні результати підтверджують тісний зв'язок між формуванням в  $ab$ -площинах ХЗГ/ХСГ кореляцій носіїв заряду/спіну у вигляді двовимірних нанокмірок і появою високотемпературної надпровідності.

In this paper, the peak–hill-features of the temperature dependences of magnetization  $M(T)$  of  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  manganites, measured in fields of  $H = 7, 100, 350, 1050$ , and  $3500$  Oe in ZFC-measurements' mode in the temperature interval  $4.2 \leq T \leq 100$  K, are investigated. As assumed, the two sharp peaks of  $M(T)$  with different intensities detected in a weak field of  $H = 100$  Oe at near temperatures,  $T_1$  and  $T_2$ , which are slightly higher than the critical temperature,  $T_c \approx 41$  K, of the phase transition to the superconducting state, correspond to the Lindhard divergence of the temperature dependence of the electron magnetic susceptibility  $\chi_L(q_{nest})$  at wave-vectors' magnitudes,  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  and  $q_{nest2} = 2k_{F2}$ , in two spatially separated areas of the sample (conditionally 'metallic' and 'dielectric' nanophases) with the large and small densities of free-carriers' states at the Fermi level,  $N_1(E_F) \ll N_2(E_F)$ . The appearance of such areas can be explained by the formation of the spatial modulation of the electronic and magnetic properties in the form of the charge/spin density waves' fragments with wave vectors  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  and  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$  in the  $ab$  plane at temperature  $T < 60$  K, which are incommensurate with the crystal lattice. This leads to phase separation of the sample to quasi-one-dimensional 'metallic' FM and 'dielectric' AFM nanophases coexisting in a dynamic mode as the nanoscale quasi-one-dimensional ferromagnetic and antiferromagnetic spin correlations. Experimental results obtained in this work confirm the close relation between the formation of the periodic charge/spin correlations in the form of two-dimensional nanocells in the  $ab$  plane and the emergence of high-temperature superconductivity.

**Ключевые слова:** квантовая спиновая жидкость, высокотемпературная сверхпроводимость, нестинг поверхности Ферми, волны зарядовой (спиновой) плотности,  $2D$ -наноячейки.

**Ключові слова:** квантова спінова рідина, високотемпературна надпровідність, нестінг поверхні Фермі, хвиля зарядової (спінової) густини.

**Keywords:** quantum spin liquid, high-temperature superconductivity, nesting of Fermi surface, charge (spin) density waves, 2D nanocells.

(Получено 25 февраля 2019 г.)

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что для широкого класса квазинизкоразмерных систем характерна электрон-решёточная неустойчивость в виде образования волны зарядовой плотности (ВЗП), тесно связанная с нестингом поверхности Ферми (ФП). В основе этой неустойчивости лежит понижение энергии электронов в системе в результате появления спонтанной периодической модуляции кристаллической решётки с волновым вектором  $q = q_{nest}$ , вызванным появлением псевдощели в спектре носителей заряда вблизи  $E_F$ . Физические свойства ВЗП состояния очень чувствительны к электронной структуре исследуемого материала и геометрии поверхности Ферми. Волны зарядовой плотности были исследованы ранее экспериментально многими авторами в квазиодномерных соединениях, в слоистых сверхпроводниках, в высокотемпературных сверхпроводниках, в манганитах и других квазинизкоразмерных материалах различными методами — фотоэмиссионной спектроскопии, дифракции рентгеновских лучей, электронной микроскопии, оптического отражения (прохождения), а также с помощью измерений температурных зависимостей сопротивления, теплопроводности и магнитной восприимчивости. Наиболее детально механизмы нестинга ФП и формирования ВЗП в манганитах были исследованы в двухслойных манганитах методом фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (ARPES) [1–7].

Ранее нами были обнаружены характерные признаки сосуществования наномасштабной сверхпроводимости (СП) и флуктуирующего АФМ-состояния типа спиновой жидкости в фрустрированных манганитах  $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $\delta \cong 0,1$ ,  $y = 0,85, 1,0$ ) в виде макроскопического квантования магнитных свойств в слабых магнитных полях [8]. Были обнаружены резкое падение и осцилляции близких по величине критических температур переходов во флуктуирующее антиферромагнитное ( $T_A$ ) и сверхпроводящее ( $T_{c0}$ ) состояния с ростом напряжённости внешнего магнитного поля. Обнаружены и детально исследованы квантовые осцилляции намагниченности и магнитной восприимчивости вблизи критических температур флуктуирующих антиферромагнитных фазовых переходов А- и СЕ-типов. Было показано, что исследованные образцы имеют свойства

многокомпонентного композита, в котором при температурах  $T < 60$  К в слабых магнитных полях сосуществуют флуктуирующие зарядовые и АФМ-корреляции  $A$ - и  $CE$ -типов со свойствами спиновой жидкости и небольшая доля сверхпроводящей фазы в виде изолированных и связанных туннельными джозефсоновскими контактами сверхпроводящих контуров с малыми критическими токами. Предполагалось существование в образцах с  $y \geq 0,8$  при температурах ниже 60 К нового неоднородного состояния допированных манганитов типа магнитоэлектронных жидких кристаллов с сильными квантовыми флуктуациями магнитного и электронного параметров порядка, подобного электронным жидким кристаллам в слабодопированных ВТСП-купратах [9–11].

Известно, что когда дырки допируются в АФМ-изоляторы они формируют медленно флуктуирующие построения из «топологических дефектов» (металлических страйпов) в которых движение дырок проявляет самоорганизованный квазиодномерный электронный характер. При этом в окружающей среде индуцируется спиновая щель или псевдощель, связанная с образованием волны спиновой плотности (ВСП). В работе [9] было показано, что в высокотемпературных сверхпроводниках с малым уровнем допирования существует локальное разделение спинов и зарядов. Подвижные дырки в отдельном страйпе проявляют наличие спиновой щели, возникающей вследствие прыжков дырочных пар между страйпом и его ближайшим окружением, что является магнитным аналогом обычного для сверхпроводников эффекта близости.

Этим путём может реализоваться «магнитный» механизм спаривания свободных носителей заряда, несмотря на кулоновское отталкивание между дырками. Согласно [9], новым механизмом спаривания носителей в ВТСП-образцах является генерация спиновой щели в диэлектрических областях вблизи металлических страйпов. При достаточно больших плотностях страйпов джозефсоновская связь между ними приводит к изменению размерности системы и переходу в состояние с дальнедействующей сверхпроводящей фазовой когерентностью. В работе [10] отмечается, что характер основного состояния в АФМ-изоляторе фундаментально меняется при добавлении даже небольшого количества заряда. Добавленный заряд концентрируется в доменных стенках, в которых индуцируется  $\pi$  сдвиг фазы спиновых корреляций. В  $2D$ -антиферромагнетике эти доменные стенки формируют полосы, которые могут быть как диэлектрическими, так и металлическими.

В одномерных металлах взаимодействие между страйпами приводит с понижением температуры к зарядовому упорядочению типа волны зарядовой плотности. Однако такой фазовый переход металлических страйпов в диэлектрическое состояние не может произойти, если энергия поперечных квантовых флуктуаций страйпов зна-

чительно больше энергии ВЗП связи между страйпами. В результате конкуренции этих взаимодействий в 2D-антиферромагнетике, в области низких температур возникают электронные квантовые жидкостно-кристаллические фазы, которые можно рассматривать как новое состояние вещества. Согласно [11], эти фазы могут быть или высокотемпературными сверхпроводниками, или двумерными анизотропными «металлическими» не-Ферми жидкостями. Электронные жидкие кристаллы можно считать квантовым аналогом классических жидких кристаллов, в которых основное состояние является промежуточным между жидкостью, в которой квантовые флуктуации большие, и кристаллом, в котором они малы.

В данной работе проведено исследование эволюции пик-холм-особенностей *dc*-намагниченностей  $M(T)$  для  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ -образцов, измеренных в полях  $H = 7, 100, 350, 1050$  и  $3500$  Э в ZFC-режиме измерений, которые мы связываем с формированием в *ab*-плоскостях фрагментов двух флуктуирующих квазиодномерных ВЗП/ВСП с  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$ , несоизмерных с кристаллической решёткой при температурах чуть выше критической температуры  $T_c \approx 41$  К фазового перехода образцов в сверхпроводящее состояние. Проведён качественный анализ аномалий температурных и полевых зависимостей намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  на основе существующих моделей наномасштабного фазового разделения в манганитах и экспериментальных результатов, полученных ранее нами и другими авторами, а также идентификация магнитных фазовых превращений в интервале температур 4,2–20 К, индуцированных ростом напряжённости  $H$  внешнего магнитного поля в интервале полей  $0 \leq H \leq 3,5$  кЭ.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Образцы самодопированных манганитов  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  были получены из высокочистых окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрическом соотношении. Синтезированный порошок прессовали под давлением 10 кбар в диски диаметром 6 мм и толщиной 1,2 мм и спекали на воздухе при температуре 1170°C в течение 20 ч с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/ч. Полученные таблетки представляли собой однофазную по рентгеновским данным керамику. Рентгенографические исследования проводили при 300 К на дифрактометре ДРОН-1.5 в излучении  $\text{NiK}_{\alpha_1+\alpha_2}$ . Симметрия и параметры кристаллической решётки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решётки типа перовскита. Измерения температурных зависимостей намагниченности образцов производились на вибрационном магнитометре VSM EGG, Princeton Applied Research в интервале температур 4,2–250 К и непромышленном маг-

нитометре в постоянных магнитных полях 7 Э, 100 Э, 350 Э, 1050 Э и 3500 Э. В данной работе температурные зависимости намагниченности были получены в ZFC-режиме измерений, при котором образцы предварительно охлаждались в нулевом измерительном поле до 4,2 К с последующим их нагревом до 100 К в магнитных полях с различной напряжённостью.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В работах [12–14] было показано, что в основе многих явлений, связанных с образованием различных видов спинового и зарядового упорядочения, лежат процессы формирования и разрушения локальных электронных корреляций. Периодическая структура зарядов и спинов становится стабильной только тогда, когда концентрация электронов удовлетворяет условию соразмерности с кристаллической решёткой. Моттовский изолятор является наиболее ярким примером таких соразмерных структур, в нем концентрация электронов в зоне проводимости  $n = 1 - x$  равна простому дробному или целому числу.

Получено, что диэлектрическое состояние с соразмерным зарядовым упорядочением стабилизируется при простых дробных значениях  $0,5 < n < 1$ . В то же время, квантовые флуктуации разрушают зарядовое упорядочение для  $n < 0,5$  по мере роста концентрации дырок  $x$ . Диэлектрическая антиферромагнитная (АФМ) структура в состоянии с зарядовым порядком с критической температурой  $T_{c0}$  плавится с ростом геометрической фрустрации, определяемой параметром фрустрации  $t'/t$ . При этом вблизи фазового перехода металл–диэлектрик появляются два новых немагнитных состояния: диэлектрическая жидкость спинов и парамагнитный (ПМ) металл (газ свободных носителей). Это предполагает возможность уменьшения локального магнитного момента вплоть до его исчезновения. В манганитах аналогичное состояние с геометрической фрустрацией обычно реализуется в образцах с почти половинным заполнением зоны проводимости.

В области низких температур в этих образцах существует диэлектрическое состояние с зарядовым/орбитальным упорядочением. Это состояние является устойчивым только в узком интервале концентраций электронов, удовлетворяющих условию соразмерности. Основным магнитным состоянием этих систем является антиферромагнитная  $SE$ -фаза, состоящая из ферромагнитных (ФМ) зигзагообразных цепочек, связанных антиферромагнитно. По мнению авторов [15], формирование этого состояния обусловлено конкуренцией между кинетической энергией электронов и энергией магнитного обмена. Квантовый беспорядок, вызванный орбитальными флуктуациями, может быть заморожен магнитными, решёточными и заря-

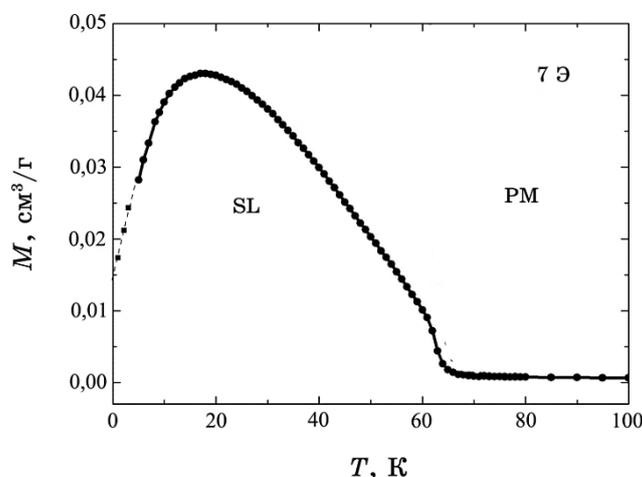
довыми нестабильностями. Комбинированное действие этих трёх нестабильностей приводит к эффективному  $1D$ -диэлектрическому состоянию с зарядовым упорядочением при  $T \leq T_{c0}$  и необычными магнитными свойствами.

В ряде работ было показано, что под воздействием внешних факторов типа допинг или давление соразмерная ВЗП переходит в несоразмерную ВЗП-фазу через образование доменных стенок (процесс доменизации). Начало появления несоразмерной с кристаллической решёткой ВЗП-фазы совпадает с началом появления сверхпроводимости. Это свидетельствует о важности несоразмерности для формирования сверхпроводящей фазы.

Согласно рисунку 1, в образце  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в слабом внешнем магнитном поле  $H = 7$  Э при температурах ниже 60 К реализуется диэлектрическое немагнитное состояние типа щелевой квантовой спиновой жидкости (КСЖ), формирование которой было обнаружено ранее в системе  $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  с ростом концентрации Sm [16].

В образцах с  $y = 0,6$  и  $0,7$  кривые  $M(T)$ , полученные в ZFC-режиме измерений в поле  $H = 7$  Э, представляли собой суперпозицию узкого пика намагненности вблизи критической температуры  $T_A = T_{c0} \approx 60$  К фазового перехода в упорядоченное АФМ-состояние А-типа и широкого пика с вершиной вблизи температуры  $T_{CE} \approx 20$  К фазового перехода в АФМ-состояние СЕ-типа.

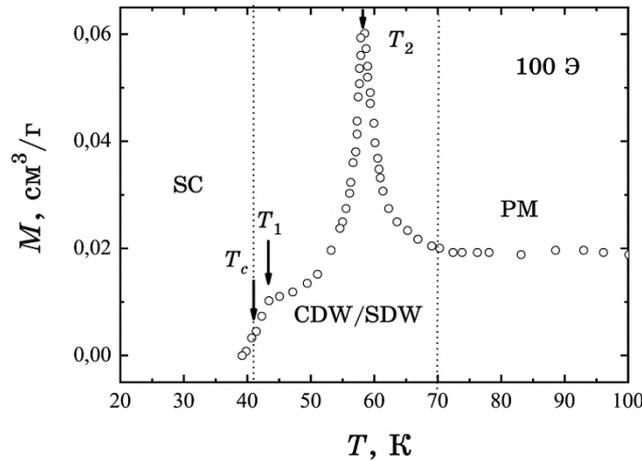
В образцах с  $y = 0,9$  и  $1,0$  в ZFC-режиме измерений наблюдался только один очень слабый широкий пик намагненности с вершиной вблизи 20 К, размазанный в интервале температур  $0 < T \leq 60$  К.



**Рис. 1.** Температурная зависимость намагненности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 7 Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур 4,2–100 К.<sup>1</sup>

Это свидетельствует о практически полном разрушении упорядоченной структуры спинов марганца с дальним АФМ-порядком в этих образцах и формировании в них экзотического состояния КСЖ с флуктуирующим в пространстве и времени ближним порядком в виде корреляций электронов/спинов при  $T \leq 60$  К. В ZFC режиме измерений в слабом магнитном поле  $H = 7$  Э температурная зависимость намагниченности в  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  при температурах ниже 60 К также имеет вид характерный для щелевой квантовой спиновой жидкости в виде слабого широкого пика намагниченности с вершиной вблизи 20 К.

Однако даже незначительный рост напряжённости магнитного поля до 100 Э привёл к радикальным изменениям температурной зависимости намагниченности. Как видно из рис. 2, с ростом  $H$  появилась пик-холм-особенность намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  вблизи средней температуры 50 К, которая накладывается на резкое падение температурной зависимости намагниченности  $M(T)$  до нуля при дальнейшем понижении температуры до критического значения  $T_c \approx 41$  К фазового перехода в СП-состояние. Появление пик-холм-особенности намагниченности при температурах чуть выше  $T_c$  мы связываем с формированием в образцах в полях  $H \geq 100$  Э фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности несоразмерных с кристаллической решёткой. Предполагается, что обнаруженные в слабом поле  $H = 100$  Э два острых пика  $M(T)$  различной интенсивности при близких температурах  $T_1$  и  $T_2$  чуть выше критической температуры  $T_c \approx 41$  К фазового перехода в сверхпроводящее состояние соответствуют расхождению Линдхарда температурной зави-

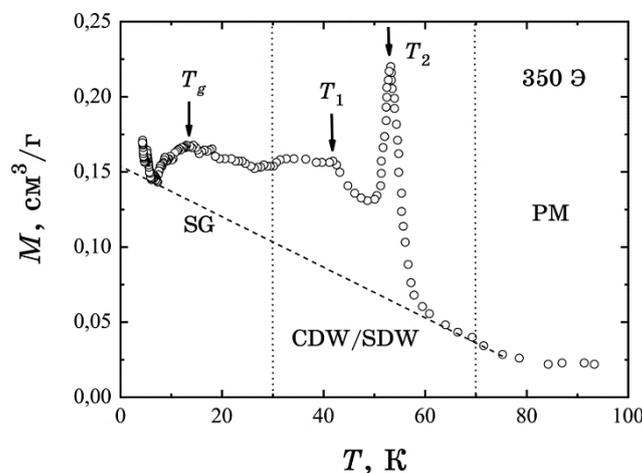


**Рис. 2.** Пик-холм-особенности температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в поле 100 Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур 20–100 К.<sup>2</sup>

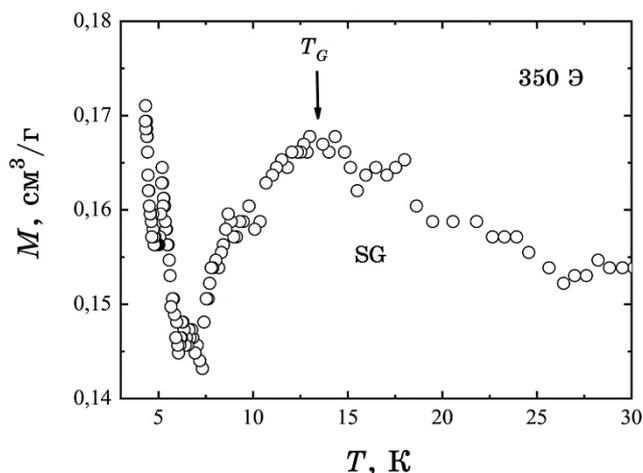
симости магнитной восприимчивости электронов  $\chi_L(q_{nest})$  при значениях волнового вектора  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} = 2k_{F2}$  в двух пространственно разделённых областях образца (условно «металлическая» и «диэлектрическая» фазы) с большой и малой плотностью состояний свободных носителей на уровне Ферми  $N_1(E_F) \ll N_2(E_F)$ . Появление и эволюция подобных пиковых особенностей плотности состояний носителей заряда на  $E_F$  под влиянием различных внешних воздействий хорошо исследованы ранее в металлической и диэлектрической фазах в допированных манганитах [1–7].

Появление таких областей можно объяснить формированием в  $ab$ -плоскостях  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  при температурах  $T < 60$  К пространственной модуляции электронных и магнитных свойств в виде фрагментов флуктуирующих квазиодномерных волн зарядовой/спиновой плотности несоизмеренных с кристаллической решёткой с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$ . Это приводит к фазовому разделению образца на квазиодномерные «металлические» ФМ- и «диэлектрические» АФМ-нанофазы, сосуществующие в динамическом режиме в виде наномасштабных квазиодномерных ферромагнитных и антиферромагнитных спиновых корреляций. По-видимому, наличие таких взаимодействующих между собой корреляций в слабых магнитных полях приводит к появлению двумерных сверхпроводящих контуров ответственных за локальную сверхпроводимость в фрустрированных манганитах [8, 16].

Рост напряжённости магнитного поля до 350 Э (рис. 3, 4) не привёл к существенным изменениям формы и интенсивностей острых пиков намагниченности вблизи  $T_1$  и  $T_2$ . Вместе с тем, исчез отрица-



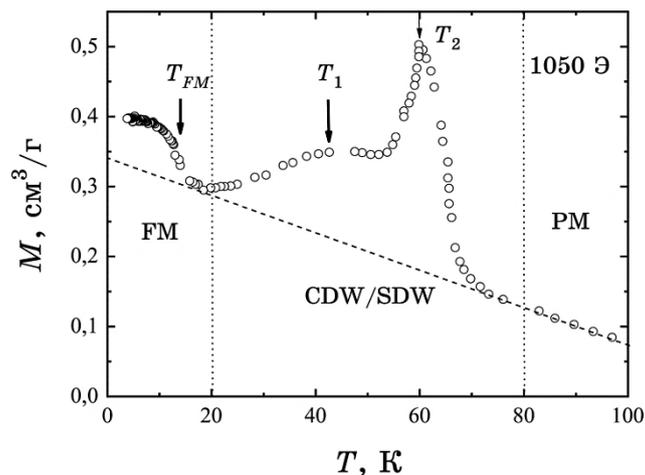
**Рис. 3.** Температурная зависимость намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 350 Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур 4,2–100 К.<sup>3</sup>



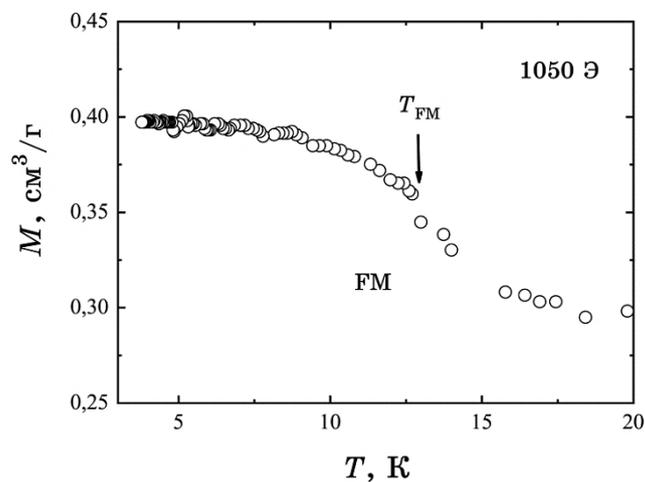
**Рис. 4.** Пиковая особенность температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 350 Э в ZFC-режиме измерений вблизи температуры  $T_G \approx 12$  К фазового перехода в состояние спинового стекла.<sup>4</sup>

тельный вклад локальной сверхпроводимости в суммарную намагниченность образца и появился положительный вклад в намагниченность, практически линейно растущий с понижением температуры от 80 К до 4,2 К. Дополнительный вклад в намагниченность обусловлен, по-видимому, смещением широкого пика плотности состояний квазичастиц с энергией меньшей  $E_F$  и тесно связан с уменьшением псевдощели в непрерывном спектре элементарных носителей заряда/спина вблизи  $E_F$ , вызванным ростом напряжённости внешнего магнитного поля. Подобная «металлизация» спектра носителей заряда/спина в результате роста уровня допирования свободными дырками наблюдалась ранее в двухслойных манганитах [1–7].

Более того, в магнитном поле 350 Э на дополнительный квазилинейный рост намагниченности  $M(T)$  с понижением температуры до 4,2 К накладывается пиковая особенность вблизи 12 К, которую мы связываем с фазовым переходом образца в неупорядоченное состояние спинов типа спинового стекла, индуцированный слабым ростом внешнего магнитного поля с температурой «замерзания» спинов  $T_G \approx 12$  К (рис. 4). Резкий рост намагниченности при температурах ниже 7 К, по-видимому, обусловлен формированием в поле 350 Э ферромагнитных кластеров спинов Mn, которые вносят существенный «суперпарамагнитный» вклад в намагниченность образцов при температурах близких к  $T = 0$  К. Намагниченность образца кардинально изменилась при измерениях в магнитном поле  $H = 1050$  Э (рис. 5). Во-первых, произошло сильное уширение пиков при  $T_1$  и  $T_2$  и выравнивание их интенсивностей.



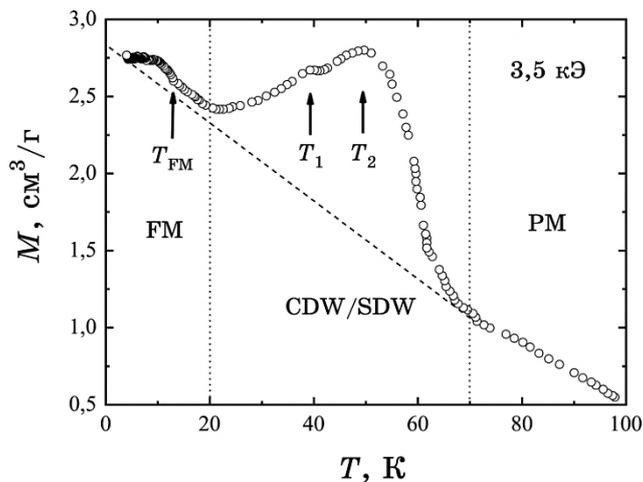
**Рис. 5.** Температурная зависимость намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 1050 Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур 4,2–100 К.<sup>5</sup>



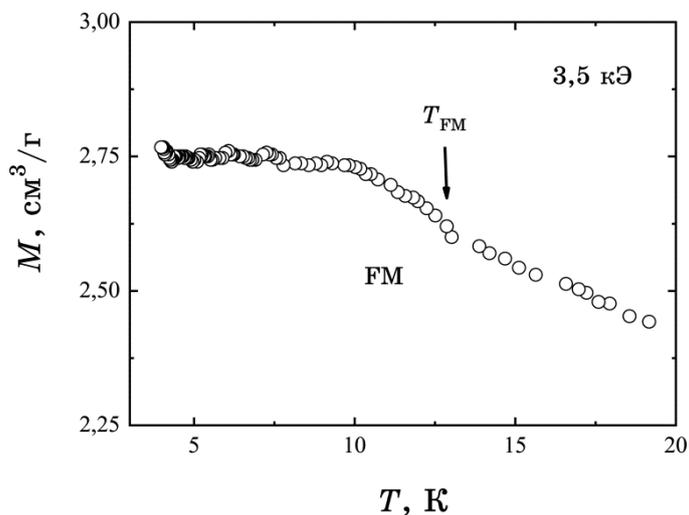
**Рис. 6.** Пороговая особенность температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 1050 Э в ZFC-режиме измерений вблизи температуры  $T_{FM} \approx 12$  К фазового перехода в ферромагнитное состояние.<sup>6</sup>

Во-вторых, вместо пиковой особенности вблизи 12 К возникла пороговая особенность, характерная для фазового перехода в металлическую ФМ-микрофазу (рис. 6). Квазилинейный вклад в намагниченность в интервале температур 4,2–100 К существенно вырос.

Завершающим этапом эволюции температурных зависимостей



**Рис. 7.** Температурная зависимость намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 3500 Э в ZFC-режиме измерений в интервале температур 4,2–100 К.<sup>7</sup>



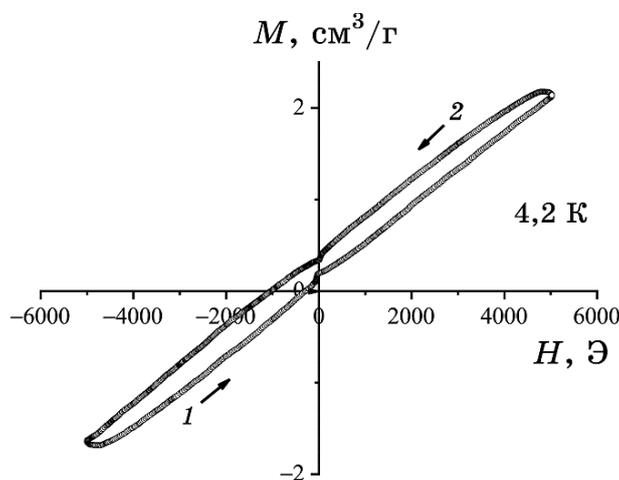
**Рис. 8.** Пороговая особенность температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренная в магнитном поле 3500 Э в ZFC-режиме измерений вблизи температуры  $T_{\text{FM}} \approx 12$  К фазового перехода в ферромагнитное состояние.<sup>8</sup>

намагниченности  $M(T)$  в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  с ростом напряжённости внешнего магнитного поля можно считать результаты измерений, представленные на рис. 7, 8.

Согласно рисунку 7, низкотемпературный пик намагниченности

вблизи температуры  $T_1 = 40$  К практически исчезает. Доминирующий вклад в намагниченность образца вносит широкий пик с вершиной вблизи температуры  $T_2 = 50$  К, размазанный в интервале температур 20–70 К. Следует отметить также рост величины квазилинейного вклада в намагниченность в интервале температур 4,2–100 К. Таким образом, рост напряжённости  $H$  внешнего магнитного поля в интервале полей  $350 \leq H \leq 3500$  Э приводит к росту плотности состояний свободных носителей заряда/спина на  $E_F$ , что означает подавление псевдощели в спектре квазичастиц магнитным полем. Как видно из рис. 8, существенных изменений в температурной зависимости намагниченности в интервале температур 4,2–20 К с ростом поля до 3,5 кЭ не произошло.

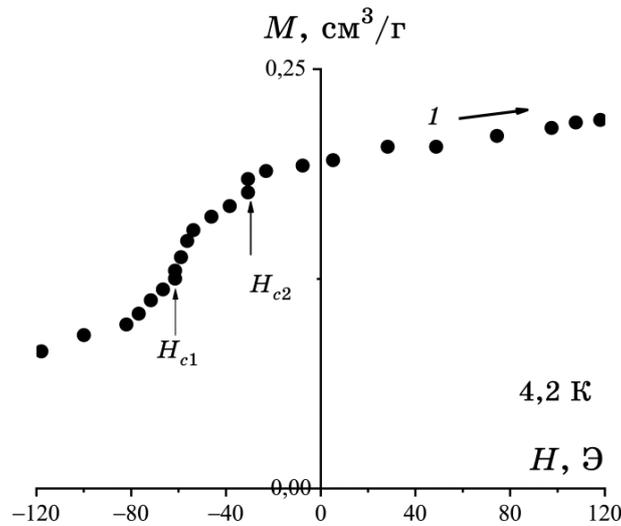
На рисунке 9 показаны полевые зависимости намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренные при 4,2 К в интервале полей  $\pm 5$  кЭ. Скачки изотерм 1 и 2 вблизи нулевого магнитного поля, линейный рост намагниченности при дальнейшем росте напряжённости магнитного поля до 5 кЭ и наличие небольшого гистерезиса изотерм вблизи  $H = 0$  Э подобны поведению полевых зависимостей  $M(H)$ , измеренных нами ранее при 4,2 К в процессе последовательного намагничивания-размагничивания бесщелевой КСЖ в  $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$  [17]. Скачкообразные изменения изотерм намагничивания, измеренных в  $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$  в интервале полей  $\pm 75$  кЭ, были объяснены квантовыми фазовыми переходами основного состояния бесщелевой  $Z_2$ -спиновой жидкости в фазу с топологическим порядком в слабых



**Рис. 9.** Скачкообразные особенности полевых зависимости намагниченности  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренные при 4,2 К в полях вблизи нулевого магнитного поля в процессе намагничивания-размагничивания в диапазоне полей  $\pm 5$  кЭ.<sup>9</sup>

магнитных полях вблизи  $H = 0$  Э и поляризованную фазу в сильных полях. Существенная разница критических полей и величины скачков намагниченности в изотермах  $M(H)$  свидетельствует о возникновении гистерезисных явлений в процессах намагничивания размагничивания бесщелевой квантовой спиновой жидкости, вызванных различием процессов локализации–делокализации  $2D$ -вихревых пар, индуцированных магнитным полем в основном состоянии КСЖ со структурным беспорядком. Как видно из рис. 10, критические поля  $0 < |H_{c1}| \leq |H_{c2}| < 100$  Э квантовых фазовых переходов щелевой КСЖ в фазу с топологическим порядком в поле  $H > H_{c1}$  и поляризованную фазу в поле  $H > H_{c2}$ , индуцированных ростом магнитного поля, близки по величине и на порядок меньше, чем в бесщелевой квантовой спиновой жидкости.

Известно, что внешнее воздействие (допинг, давление, магнитное поле) может существенно повлиять на устойчивость ВЗП/ВСП и псевдощель в манганитах за счёт изменения геометрии ФП. Число работ, посвящённых этому вопросу, огромно. Поэтому мы ограничимся результатами лишь нескольких работ, которые, по нашему мнению, имеют прямое отношение к полученным нами экспериментальным результатам. В работе [2] было получено, что зависимость спектрального веса эмитированных электронов от энергии связи  $E$  относительно уровня  $E_F$  имеет широкий максимум около  $E \cong 1$  эВ. С



**Рис. 10.** Скачкообразные особенности полевой зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренные при 4,2 К вблизи квантовых фазовых переходов щелевой спиновой жидкости в фазу с топологическим порядком в полях  $H > H_{c1}$  и поляризованную фазу в полях  $H > H_{c2}$ , индуцированных ростом магнитного поля.<sup>10</sup>

ростом угла эмиссии широкий пик смещается в сторону  $E_F$ , уменьшается по интенсивности и практически не наблюдаем для энергии связи  $< 0,3$  эВ. Этот результат был объяснён существованием вблизи  $E_F$  псевдощели в спектре носителей заряда, в которой теряется 90% спектрального веса. Предполагается, что причиной образования псевдощели в спектре дырок являются плоские участки ФП, которые способствуют появлению всякого рода неустойчивостей связанных с нестингом, что характерно для квазиодномерных систем. Это предположение подтверждается хорошо известным в литературе формированием в этих соединениях квазиодномерных структур (страйпов) с пространственной модуляцией электронных, магнитных и структурных свойств. Связь плоских участков поверхности Ферми осуществляется при определённых модулях волнового вектора  $k_{nest}$  и сопровождается появлением диэлектрической щели  $\Delta$  в спектре носителей заряда, а также периодической деформацией кристаллической решётки вызванной нестингом ФП.

Для одномерного электронного газа была найдена функция отклика газа  $\chi_L(q) = -e^2 n(E_F) \ln|(q + 2k_F)/(q - 2k_F)|$ , которая расходится при  $q = 2k_F$ . Расходимость Линдхарда восприимчивости электронного газа вызвана тем, что волновое число  $q = 2k_F$  связывает сегменты поверхности Ферми с одинаковой энергией, при этом для одномерного газа знаменатель  $\chi(q)$  обращается в ноль, а числитель остаётся конечной величиной. В двух или трёхмерном электронном газе поведение  $\chi_L(q)$  при  $q \rightarrow 2k_F$  другое, и восприимчивость газа сохраняет конечное значение. Было установлено, что неустойчивость ФП в  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  к изменениям  $q$  создаёт несоразмерную с постоянной кристаллической решётки  $a$  зарядовую/орбитальную модуляцию с периодом  $3,3a$ , которая объединяется с периодическими искажениями Яна-Теллера кристаллической решётки в виде волны зарядовой/орбитальной плотности. Согласно данным рентгеновского и нейтронного рассеяния, орбитальная периодическая структура реально существует в  $ab$ -плоскостях с длиной когерентности  $\cong 20$  Å. Наличие только короткодействующего ВЗП-упорядочения в  $\text{La}_{1,2}\text{Sr}_{1,8}\text{Mn}_2\text{O}_7$  можно было ожидать, так как период пространственной модуляции этой волны несоразмерен с постоянной кристаллической решётки. Такую пространственную модуляцию электронных свойств слоистых манганитов можно рассматривать как наномасштабное разделение фаз в динамическом режиме диэлектрических зарядово-упорядоченных и металлических нанофаз.

Как было показано в работах [3], в образце с  $x = 0,38$  при  $T = 20$  К была экспериментально построена 2D-поверхность Ферми. Полученная зависимость энергии связи квазичастиц от величины волнового вектора  $k_x$  имеет вид параболической дисперсии  $E(k_x)$  с широким максимумом спектрального веса вокруг энергии связи  $E \cong 0,4$  эВ относительно  $E_F$ . Вблизи  $E_F$  зависимость энергии связи от  $k_x$  стано-

вится резкой и, по-видимому, ренормализована сильной связью дырок с фононами по сравнению с параболической дисперсией характерной для обычных металлов. Результатом этой ренормализации является формирование узкого пика спектрального веса в непосредственной близости от  $E_F$ , который впервые был обнаружен в образцах  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  с  $x = 0,36-0,38$  и практически отсутствует в слоистых манганитах с  $x \geq 0,4$  с большей анизотропией электронных свойств. В образцах с  $x = 0,36-0,38$  отсутствуют признаки существования псевдощели в виде широкого провала спектрального веса вблизи  $E_F$ , что характерно для обычных металлов.

В работе [4] исследовалась природа электронной щели в двухслойных манганитах  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  ( $0,3 \leq x \leq 0,5$ ) путём изучения спектра оптической проводимости. Было установлено, что особенности зависимости зарядовой щели от  $x$  нельзя объяснить только в терминах зарядовых/решёточных корреляций. Предполагается, что необычное поведение щели соответствует кооперативной связи между зарядовыми/орбитальными корреляциями и квазиодномерной зоной вблизи  $E_F$ . Известно, что зарядовая щель количественно измеряет локализацию носителей в манганитах с решёткой типа перовскита. Стабильность локализации заряда благодаря появлению зарядовых/орбитальных корреляций отражается в величине зарядовой щели. В  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  рост зарядовой щели с ростом  $x$  обычно относится к сильным зарядовым/орбитальным флуктуациям  $SE$ -типа, возникающим из-за близости к бикритической точке; в  $\text{La}_{2-2x}\text{Sr}_{1+2x}\text{Mn}_2\text{O}_7$  рост зарядовой щели вблизи  $x = 0,4$  нельзя объяснить в рамках этой модели. Связь между зарядовой щелью и устойчивостью зарядовых/орбитальных корреляций в этом соединении напоминает сценарий волны зарядовой плотности. Когда ВЗП уже сформирована, величина щели пропорциональна решёточным смещениям.

Интенсивность пика сверхрешётки возникающего вследствие зарядовой/решёточной модуляции пропорциональна квадрату решёточного смещения. Это подтверждается результатами работы [4]. Более того, ранее проведённые ARPES-измерения показали, что для  $x = 0,4$  имеется квазиодномерная зонная структура вблизи  $E_F$ , необходимая для образования ВЗП [5, 2]. Однако обычная ВЗП-модель не может объяснить некоторые результаты: размер найденной щели  $\cong 0,3$  эВ слишком велик для ВЗП щели; края щели пологие, что не характерно для ВЗП; размеры зарядовых/орбитальных корреляций составляют лишь несколько нанометров; с понижением температуры интенсивность рентгеновского и нейтронного рассеяния подавлена.

Авторы предлагают новое коллективное взаимодействие между локализацией связанной с образованием зарядовых или орбитальных корреляций и делокализацией вследствие странствующего движения носителей в  $ab$ -плоскостях как возможное объяснение аномальной зависимости щели от  $x$ . В то время как зарядовые или решёточные

корреляции ослабевают при уменьшении  $x$ , подвижность носителей заряда возрастает. При этом спектральный вес квазичастиц с энергией  $\leq 0,1$  эВ также растёт, что уменьшает размер щели. Для  $x \approx 0,4$  при температурах выше  $T_c$  короткодействующие или динамические ФМ-спиновые корреляции сохраняются; поэтому подвижность носителей заряда не исчезает. При этом формируется квазиодномерная поверхность Ферми, которая сосуществует с короткодействующей модуляцией зарядовой плотности и кристаллической решётки [2].

Краткий обзор результатов предыдущих исследований условий формирования и свойства ВЗП в слоистых манганитах указывает на сложность проблемы и необходимость дальнейшего комплексного изучения. Особый интерес представляет вопрос о влиянии ВЗП/ВСП-упорядочения на возникновение сверхпроводимости в манганитах и купратах.

Результаты проведённых в работе [8] исследований аномалий температурных и полевых зависимостей  $dc$ -намагниченности образцов  $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  с концентрацией самария  $y = 0,85$  и  $1,0$  в интервале температур  $4,2-100$  К свидетельствуют о существовании в этих образцах когерентных джозефсоновских наноструктур в виде СП-контуров со средним линейным размером  $\langle a \rangle \cong 1,4 \cdot 10^2$  нм. Присутствие подобных джозефсоновских наноструктур (микродоменов с размерами порядка длины когерентности) было обнаружено ранее во многих ВТСП купратах и имеет различную природу.

Так, например, в работе [18] по данным измерения сопротивления и намагниченности образцов были обнаружены когерентные джозефсоновские наноструктуры в  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  тонких плёнках с высоким критическим током  $J_c$ . Наноструктуры были обнаружены ранее также в монокристаллах  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta < 0,1$ ) при исследовании структуры кристаллической решётки при  $300$  К с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [19]. Помимо хорошо известных границ двойникования расположенных на расстоянии  $\cong 500$  Å, было обнаружено существование в  $ab$ -плоскостях наноячеек с линейными размерами  $\cong 10-20$  Å, связанных джозефсоновскими туннельными переходами. Наноячейки формируют неравномерную сетку со стенками ячеек ориентированными вдоль направлений, составляющим угол  $45^\circ$  по отношению к осям  $(100)$  и  $(010)$ . Появление наноструктуры автор связывает с локальным возмущением распределения зарядовой плотности в  $ab$ -плоскостях. Это, по-видимому, универсальное свойство для YBCO ( $\delta < 0,1$ ) образцов, приготовленных в различных условиях. Наноячейки связываются в сетку слегка разориентированных доменов, чтобы уменьшить внутренние напряжения. Грубый порядок наноячеек в каждом исследованном кристалле подразумевает воздействие полей далекодействующих деформаций кристаллической решётки. Двумерные сетки наноячеек скоррелированы вдоль  $c$ -оси. Эти экспериментальные результаты поддерживают

дискретные теоретические модели, предложенные для объяснения различных физических свойств высокотемпературных сверхпроводников, таких как: теплоёмкость в магнитном поле [20], сопротивление магнитного потока, фазовые переходы в сверхпроводнике с коллонообразными дефектами, эффект флуктуаций фазы [21]. В каждом случае использовалось дискретное представление, в котором сверхпроводящие слои были описаны как построения из очень маленьких «гранул» с размерами сравнимыми с длиной когерентности и связанных вместе джозефсоновскими переходами.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований позволили предположить, что джозефсоновские наноструктуры в  $ab$ -плоскостях YBCO должны действовать на все физические свойства этого высокотемпературного сверхпроводника. Согласно [22], вследствие наличия препятствий в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях, вызванных слабыми связями, туннельное перемещение заряженных частиц может имитировать  $d$ -волновую сверхпроводимость благодаря туннельным состояниям внутри СП-щели и спин-флип-туннельному процессу.

#### 4. ВЫВОДЫ

Предполагается, что обнаруженные в  $\text{La}_{0,15}\text{Sm}_{0,85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в слабом поле  $H = 100$  Э два острых пика  $M(T)$  различной интенсивности при близких температурах  $T_1$  и  $T_2$  чуть выше критической температуры  $T_c \approx 41$  К фазового перехода в сверхпроводящее состояние соответствуют расходимости Линдхарда температурной зависимости магнитной восприимчивости электронов  $\chi_L(q_{nest})$  при модулях волнового вектора  $q_{nest1} \approx 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} \approx 2k_{F2}$  в двух пространственно разделённых областях образца (условно «металлическая» и «диэлектрическая» фазы) с большой и малой плотностью состояний свободных носителей на уровне Ферми  $N_1(E_F) \ll N_2(E_F)$ . Появление таких областей можно объяснить формированием в  $ab$ -плоскостях при температурах  $T < 60$  К пространственной модуляции электронных и магнитных свойств в виде фрагментов флуктуирующих квазиодномерных волн зарядовой/спиновой плотности несоизмерных с кристаллической решёткой с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel \mathbf{b}$ . Это приводит к фазовому разделению образца на квазиодномерные «металлические» ФМ- и «диэлектрические» АФМ-нанофазы, сосуществующие в динамическом режиме в виде наномасштабных квазиодномерных ферромагнитных и антиферромагнитных спиновых корреляций. С ростом напряжённости магнитного поля до критического значения  $H = 1050$  Э происходит сильное уширение и выравнивание интенсивностей пиков намагниченности вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$ , что объясняется в работе уменьшением псевдощели  $\Delta$  в спектре носителей заряда с ростом  $H$ , которое сопровождается изменением плотности их состояний  $N_1(E_F)$  и  $N_2(E_F)$  в двух областях. В полях  $H > 1050$  Э

происходит почти полное подавление магнитного отклика  $\chi_L(q_{nest})$  с  $\mathbf{q}_1 \parallel \mathbf{a}$  вблизи  $T_1$ , которое сопровождается формированием при  $T < T_{FM} = 12,5$  К «металлической» ФМ-микрофазы. Рост напряжённости  $H$  внешнего магнитного поля приводит к росту плотности состояний свободных носителей заряда/спина на  $E_F$ , что означает подавление псевдощели в спектре квазичастиц магнитным полем. Полученные в данной работе экспериментальные результаты подтверждают тесную связь между формированием в  $ab$ -плоскостях периодических корреляций носителей заряда/спина в виде двумерных наноячеек и возникновением высокотемпературной сверхпроводимости. Критические поля  $0 < |H_{c1}| \leq |H_{c2}| < 100$  Э квантовых фазовых переходов щелевой КСЖ в фазу с топологическим порядком в поле  $H > H_{c1}$  и поляризованную фазу в поле  $H > H_{c2}$ , индуцированных ростом магнитного поля, близки по величине и на порядок меньше чем в бесщелевой квантовой спиновой жидкости.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. T. S. Dessau, T. Saitoh, C.-H. Park, Z.-X. Shen, P. Vaillella, N. Hamada, Y. Moritomo, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.*, **81**: 192 (1998); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.192>; T. Saitoh, D. S. Dessau, Y. Moritomo, T. Kimura, Y. Tokura, and N. Hamada, *Phys. Rev. B*, **62**: 1039 (2000); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.1039>.
2. Y.-D. Chuang, A. D. Gromko, D. S. Dessau, T. Kimura, and Y. Tokura, *Science*, **292**: 1509 (2001); <https://doi.org/10.1126/science.1059255>.
3. Z. Sun, Y.-D. Chuang, A. V. Fedorov, J. F. Douglas, D. Reznik, F. Weber, N. Aliouane, D. N. Argyriou, H. Zheng, J. F. Mitchell, T. Kimura, Y. Tokura, A. Revcolevschi, and D. S. Dessau, *Phys. Rev. Lett.*, **97**: 056401 (2006); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.056401>; Z. Sun, J. F. Douglas, Q. Wang, D. S. Dessau, A. V. Fedorov, H. Lin, S. Sahrakorpi, B. Barbiellini, R. S. Markiewicz, A. Bansil, H. Zheng, and J. F. Mitchell, *Phys. Rev. B*, **78**: 075101 (2008); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.075101>.
4. Myung Whun Kim, H. J. Lee, B. J. Yang, and K. H. Kim, Y. Moritomo, Jaejun Yu, and T.W. Noh, *Phys. Rev. Lett.*, **98**: 187201 (2007); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.187201>.
5. N. Mannella, W. L. Yang, X. J. Zhou, H. Zheng, J. F. Mitchell, J. Zaanen, T. P. Devereaux, N. Nagaosa, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Nature (London)*, **438**: 474 (2005); <https://doi.org/10.1038/nature04273>.
6. R. Saniz, M. R. Norman, and A. J. Freeman, *Phys. Rev. Lett.*, **101**: 236402 (2008); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.236402>.
7. J. Salafranca, G. Alvarez, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B*, **80**: 155133 (2009); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.155133>.
8. F. N. Bukhanko and A. F. Bukhanko, *Fizika Tverdogo Tela*, **58**: 506 (2016) (in Russian).
9. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zahar, *Phys. Rev. B*, **56**: 6120 (1997); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.6120>.
10. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and J. M. Tranquada, *PNAS*, **96**: 8814 (1999).

11. S. A. Kivelson, E. Fradrin, and V. J. Emery, *Nature*, **393**: 550 (1998); <https://doi.org/10.1038/31177>.
12. T. Kashima and M. Imada, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **70**: 3052 (2001); <https://doi.org/10.1143/JPSJ.70.3052>.
13. M. Morita, S. Watanabe, and M. Imada, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **71**: 2109 (2002); <https://doi.org/10.1143/JPSJ.71.2109>.
14. M. Imada, *Phys. Rev. B*, **72**: 075113 (2005); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.075113>.
15. J. Brink, G. Khaliullin, and D. Khomskii, *Phys. Rev. Lett.*, **83**: 5118 (1999); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.5118>.
16. F. N. Bukhanko and A. F. Bukhanko, *Fizika Tverdogo Tela*, **57**: 1098 (2015) (in Russian).
17. F. N. Bukhanko and A. F. Bukhanko, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **15**, No. 1: 1 (2017) (in Russian).
18. H. Darhmaoui and J. Jung, *Phys. Rev. B*, **57**: 8009 (1998); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.8009>.
19. J. Etheridge, *Philos. Mag.*, **A73**: 643 (1996).
20. C. Ebner and D. Stroud, *Phys. Rev. B*, **39**: 789 (1989); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.789>.
21. V. J. Emery and S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.*, **74**: 3253 (1995); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3253>.
22. J. Halbritter, *J. Low Temp. Phys.*, **105**: 1249 (1996); <https://doi.org/10.1007/BF00753871>.

---

*Donets'k Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin N.A.S. of Ukraine,  
46, Nauky Ave.,  
UA-03028 Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup> **Fig. 1.** Temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 7 Oe in ZFC-measurements mode in a temperature interval of 4.2–100 K.

<sup>2</sup> **Fig. 2.** Peak–hill features of temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 100 Oe in ZFC-measurements mode in a temperature interval of 20–100 K.

<sup>3</sup> **Fig. 3.** Temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 350 Oe in ZFC-measurements mode in a temperature interval of 4.2–100 K.

<sup>4</sup> **Fig. 4.** Peak feature of temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 350 Oe in ZFC-measurements mode near to the temperature  $T_G \approx 12$  K phase transition to a spin-glass state.

<sup>5</sup> **Fig. 5.** Temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 1050 Oe in ZFC-measurements mode in a temperature interval of 4.2–100 K.

<sup>6</sup> **Fig. 6.** Threshold feature of temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 1050 Oe in ZFC-measurements mode near to the temperature  $T_{FM} \approx 12$  K phase transition to a ferromagnetic state.

<sup>7</sup> **Fig. 7.** Temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 3500 Oe in ZFC-measurements mode in a temperature interval of 4.2–100 K.

<sup>8</sup> **Fig. 8.** Threshold feature of temperature dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured in a magnetic field of 3500 Oe in ZFC-measurements mode near to the temperature  $T_{FM} \approx 12$  K phase transition to a ferromagnetic state.

<sup>9</sup> **Fig. 9.** Step-like features of field dependences of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization measured at 4.2 K in fields near to the zero magnetic field in the process of magnetization–demagnetization in the range of  $\pm 5$  kOe fields.

<sup>10</sup> **Fig. 10.** Step-like features of field dependence of the  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  magnetization at 4.2 K measured near quantum phase transitions of gapped spin liquid to phase with a topological order in the fields  $H > H_{c1}$  and to the polarized phase in the fields  $H > H_{c2}$  induced by the magnetic field increase.