

05,11

Признаки высокотемпературной сверхпроводимости в фрустрированных манганитах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($y = 0.85, 1$)

© Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина

E-mail: buhanko@mail.fti.ac.donetsk.ua, afbuhanko@mail.ru

(Поступила в Редакцию 30 марта 2015 г.)

В окончательной редакции 25 августа 2015 г.)

Впервые обнаружены характерные признаки сосуществования наномасштабной сверхпроводимости и флуктуирующего антиферромагнитного (АФМ) состояния типа спиновой жидкости в фрустрированных манганитах $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($\delta \sim 0.1$, $y = 0.85, 1.0$) в виде макроскопического квантования магнитных свойств в слабых магнитных полях. Были обнаружены резкое падение и осцилляции близких по величине критических температур переходов в флуктуирующее антиферромагнитное (T_A) и сверхпроводящее (T_{c0}) состояния с ростом напряженности внешнего магнитного поля. Обнаружены и детально исследованы квантовые осцилляции намагниченности и магнитной восприимчивости вблизи критических температур флуктуирующих антиферромагнитных фазовых переходов A - и CE -типов. 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 петель с малыми критическими токами. Предполагается существование в образцах с $y \geq 0.8$ при температурах ниже 60 К нового неоднородного состояния допированных манганитов типа магнито-электронных жидких кристаллов с сильными квантовыми флуктуациями магнитного и электронного параметров порядка, подобного электронным жидким кристаллам в слабодопированных ВТСП-купратах.

1. Введение

Хорошо известно, что в сложных окислах таких, как купраты, манганиты и кобальтиты, при определенных условиях могут возникать неоднородные состояния спинов, зарядов и d -орбиталей обычно в виде капель или страйпов. Подобные явления часто называют магнито-электронным фазовым разделением или просто фазовым разделением (ФР). Фазовое разделение играет ключевую роль в таких необычных свойствах металлоксидов, как высокотемпературная сверхпроводимость в купратах и колоссальное магнетосопротивление в манганитах. Сильная конкуренция между несколькими основными состояниями этих материалов с особыми электронными и магнитными свойствами приводит к пространственному сосуществованию разнообразных фаз даже при отсутствии химической неоднородности. Экспериментальное изучение ФР производилось с использованием многих прямых методов исследования — сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия, электронная микроскопия, магнито-оптическое изображение, дифракция нейтронов, малоугловое рассеяние нейтронов и рентгеновских лучей, ЯМР и ЭПР, а также косвенных методов — измерения намагниченности и электрического сопротивления образцов. Количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных фазовому разделению в металлоксидах, огромно и нашло свое отражение в многочисленных обзорных статьях и моно-

графиях, поэтому мы ограничились во введении кратким рассмотрением лишь нескольких основных результатов. Эти результаты позволяют получить общее представление о причинах и некоторых интересных последствиях ФР в купратах и манганитах, которые приводят к появлению магнитных и электронных смешанных состояний с необычными физическими свойствами, в том числе и к высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), обсуждаемой в данной работе.

Согласно Эмери и Кивельсону [1], купратные высокотемпературные сверхпроводники находятся вблизи неустойчивости ансамбля свободных дырок и локализованных спинов типа электронного и магнитного разделения фаз, которому препятствует дальнедействующая часть кулоновского взаимодействия. В состоянии с фазовым разделением дырки создают ферромагнитные кластеры, при этом оставшаяся часть образца находится в антиферромагнитном (АФМ) состоянии и не содержит дырок. Фазовое разделение согласно t - J -модели не может быть реализовано во всем объеме образца из-за кулоновского взаимодействия между зарядами. Однако такая тенденция образца к фазовому разделению может быть реализована локально за счет формирования периодической доменной структуры, состоящей из доменных стенок (страйпов), разделенных АФМ упорядоченной средой в виде доменов или других пространственно-модулированных структур типа волны зарядовой плотности (ВЗП). Связь дырок с заряженны-

ми дефектами кристаллической решетки способствует образованию страйпов. Ранее было установлено, что с ростом допирования купратов на границе между фрустрированной неелевской АФМ и зарождающейся сверхпроводящей (СП) фазой возникает неупорядоченное страйповое состояние, ответственное по мнению многих авторов за появление СП в купратах [1–4]. Появление этого необычного состояния сопровождается ростом низкоэнергетических флуктуаций плотности дырок большой амплитуды. Согласно [1], в отсутствие дальнедействующего кулоновского взаимодействия (нейтральные дырки) при малой концентрации носителей заряда, система неустойчива к фазовому разделению. В то же время, при фазовом разделении АФМ-порядок может заменяться на зарядовый порядок, соразмерный с кристаллической решеткой. В присутствии дальнедействующего кулоновского отталкивания система не может быть макроскопически разделенной на фазы до тех пор, пока носители заряда остаются подвижными. Однако при умеренной величине кулоновского взаимодействия, локальная тенденция к разделению фаз (электроны-дырки) возможна. В этом случае возможно существование больших областей флуктуаций плотности заряда, то есть система будет состоять из металлических областей (плотность дырок выше средней) и АФМ-капель (плотность дырок ниже средней). В некоторых случаях эта электронная структура может быть заморожена или закреплена дефектами кристаллической решетки. В другом случае, локальная плотность заряда может медленно флуктуировать во времени. При этом возникает коллективная мода типа ВЗП с большой амплитудой, характерная для фрустрированного фазового разделения. В купратах статический страйповый порядок конкурирует со сверхпроводимостью. Критическая температура перехода в ВТСП-состояние и энергия конденсации сильно подавляются в материалах, имеющих статический страйповый порядок. Однако флуктуирующий во времени страйповый порядок может сосуществовать со стабильной сверхпроводимостью и быть включенным в механизм спаривания. В работе [2] было показано, что когда дырки допируются в АФМ-диэлектрик, они формируют медленно флуктуирующее построение из „топологических дефектов“ (металлических страйпов), в которых движение дырок проявляет самоорганизованный квазиодномерный электронный характер. При этом в соседних диэлектрических областях индуцируется состояние со спиновой щелью (псевдощелью). В работе построена теория ВТСП, а также показано, что в страйпах имеет место локальное разделение спинов и зарядов. Подвижные дырки в отдельных страйпах приобретают спиновую щель благодаря прыжкам дырочных пар между страйпами и окружающей средой, то есть за счет магнитного аналога эффекта близости в обычных сверхпроводниках. Таким образом, механизмом спаривания является генерация спиновой щели в пространственно-ограниченных диэлектрических областях вблизи металлических страйпов. При достаточной плот-

ности страйпов джозефсоновская связь между страйпами производит изменение размерности к состоянию с дальнедействующей СП-фазовой когерентностью. В более поздней работе [3] авторы показали, что взаимодействие между страйпами приводит к появлению при достаточно низких температурах диэлектрического состояния типа волны зарядовой плотности. Этот переход исчезает, если энергия поперечных флуктуаций страйпов превышает энергию ВЗП-связи между страйпами. Следствием этого будет существование электронных квантовых фаз типа жидких кристаллов, которые могут быть или ВТСП или двумерными анизотропными не-Ферми жидкостями.

В обзорной статье [5] было показано, что для манганитов с малым уровнем допирования носителями заряда характерна неоднородность основного состояния, которая приводит к сосуществованию в образце ферромагнитных (ФМ) металлических и АФМ диэлектрических областей с зарядовым и орбитальным упорядочением. Появление двухфазного смешанного основного состояния в допированных манганитах имеет две причины: 1) электронное разделение между фазами с различной концентрацией носителей заряда, которое приводит к сосуществованию в образце наномасштабных кластеров и 2) индуцированное беспорядком разделение фаз с равной концентрацией свободных носителей заряда вблизи фазового перехода металл–диэлектрик первого рода. Во втором случае кластеры могут достигать микронных размеров. Электронное разделение фаз впервые было исследовано Нагаевым в рамках одноорбитальной модели в антиферромагнитных полупроводниках, где допирование электронами создает металлические ФМ-области, внедренные в диэлектрическую АФМ-матрицу [6]. В обзоре [7] было отмечено, что если две фазы имеют противоположный заряд, то кулоновское взаимодействие будет изменять макроскопические кластеры в наномасштабные. Когда число этих ФМ-кластеров мало, система подобна вигнеровскому кристаллу и сохраняет диэлектрические свойства, однако с ростом концентрации ФМ-кластеров происходит их перекрытие и соответственно металлизация образца. Следует отметить, что при отсутствии сильного беспорядка ФМ-кластеры сохраняют регулярное расположение, поэтому металлизация образца не описывается обычными моделями перколяции, в которых случайное расположение кластеров играет ключевую роль. В работе [8] аномальные свойства недопированного манганита LaMnO_3 были объяснены наличием зарядовой неустойчивости типа переноса заряда и конкуренцией между двумя фазами: диэлектрической АФМ-фазой А-типа и динамически диспропорционированной металлической ФМ-фазой, стабильной при температурах $T > T_{\text{disp}} = T_{\text{JT}} \approx 750 \text{ K}$. Необычная высокотемпературная фаза имеет свойства хорошо известной в облученных полупроводниках типа Ge, Si металлической электрон-дырочной жидкости (ЭДЖ). По мнению автора, ЭДЖ-фаза в LaMnO_3 возникает в результате неустойчивости типа переноса заряда и развивается из самозахваченных электрон-

дырочных (ЭД) димеров, которые являются зародышами ферромагнитной фазы. При температурах ниже 600 К высокотемпературная ЭДЖ-фаза неустойчива, однако она продолжает существовать в виде статических и динамических ЭДЖ-капель. Занимаемый металлическими каплями объем немонотонно уменьшается с понижением температуры образца. Модель неустойчивости типа переноса заряда LaMnO_3 к электронному фазовому разделению нашла свое подтверждение в ряде различных экспериментальных работ. Так например, при исследовании оптического отклика исходного и допированного носителями заряда LaMnO_3 были обнаружены две низкоэнергетические особенности в виде пиков вблизи 0.10–0.15 eV и 0.3–0.6 eV [9,10], которые могут быть отнесены соответственно к переходам, обусловленным неустойчивостью типа переноса заряда внутри неподвижных ЭД-димеров и переходам, активизирующих их транспорт. По мнению автора [8], слабое неизовалентное замещение лантана, облучение светом, внешнее давление или магнитное поле могут привести к электронному ФР, результатом которого будет образование ЭД-димеров или их кластеров в виде ЭДЖ-металлических капель, что может быть причиной появления в слабодопированных дырками манганитах признаков локальной ВТСП.

Сверхпроводящая керамика обычно представляет из себя композит, состоящий из СП-металлических частиц (гранул), помещенных в среду со свойствами нормального металла или диэлектрика. Свойства сверхпроводящего композита принято рассматривать в рамках относительно простой модели сверхпроводящего стекла Эбнера–Струода [11–13]. Для такого композита характерно наличие двух фазовых переходов: 1) переход отдельных металлических наночастиц или микрочастиц в СП-состояние с критической температурой T_{c0} ; 2) переход всего образца в сверхпроводящее состояние с дальним порядком при температурах ниже критической температуры $T_c < T_{c0}$. В композите с диэлектрической матрицей переход в когерентное СП-состояние с дальним порядком при температурах ниже T_c происходит вследствие появления слабой джозефсоновской связи между СП-частицами за счет туннелирования куперовских пар через тонкие диэлектрические прослойки. В нулевом внешнем магнитном поле джозефсоновская связь действует подобно ферромагнитному взаимодействию между псевдоспинами. Внешнее магнитное поле разрушает ферромагнитное упорядочение псевдоспинов вдоль одного избранного направления, что приводит к их случайной пространственной ориентации. Рост напряженности поля сопровождается последовательной фрустрацией дальнего СП-порядка и приводит к появлению неупорядоченного состояния псевдоспинов, подобного спиновому стеклу в магнетиках. Так как гамма-тонниан, описывающий слабую джозефсоновскую связь, является периодической функцией магнитного поля с периодом, равным одному кванту магнитного потока на элементарную ячейку, то следует ожидать,

что такие макроскопические свойства СП-композита, как критическая температура T_c , электросопротивление выше T_c , критический ток и намагниченность образцов также будут периодическими функциями напряженности внешнего магнитного поля. Предполагается также, что критическая температура $T_c(H)$ будет уменьшаться с ростом H с выходом на плато в сильных магнитных полях. Согласно [12], в СП-композите существуют кластеры связанных сверхпроводящих петель, в которых сверхтоки экранируют внешнее магнитное поле. Большой кластер может поддерживать много токовых состояний с почти равной энергией, но энергетические барьеры между этими состояниями препятствуют прыжкам между ними при достаточно низких температурах. Аналогичная ситуация наблюдается также в спиновых стеклах. Намагниченность кластеров из СП-петель с ростом напряженности внешнего магнитного поля изменяется в виде ступенек с разрывами в полевых зависимостях $M(H)$, соответствующих увеличению потока в отдельной СП-петле на один квант потока Φ_0 .

Ранее в системе самодопированных манганитов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($\delta \sim 0.1$, $0 \leq y \leq 1$) были исследованы структурные, электронные и магнитные фазовые превращения в интервале температур 4.2–300 К, индуцированные изовалентным замещением La^{3+} на редкоземельный ион Sm^{3+} с меньшим радиусом r_R [14]. По данным рентгеноструктурного анализа найдено, что замещение La на Sm сопровождается сильным ростом искажений кристаллической решетки GdFeO_3 -типа и ЯТ-типа. При температуре 300 К с ростом y был обнаружен концентрационный фазовый переход из псевдокубической O^* -фазы в орторомбическую O' -фазу и s -образная аномалия параметра a кристаллической решетки при концентрациях $y \geq 0.4$, а также аномальный пик концентрационной зависимости электросопротивления $R(y)$ вблизи $y \approx 0.85$. По результатам измерений температурных зависимостей dc намагниченности $M(T)$ была построена магнитная $T - y = \langle r_A \rangle$ фазовая диаграмма $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$.

Отсутствие в исходном образце $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ сильного ромбического искажения элементарной ячейки, характерного для стехиометрического LaMnO_3 при 300 К, и довольно высокая температура перехода в ферромагнитное состояние $T_c \sim 160$ К свидетельствуют о наличии отклонения этого образца и, соответственно, всей исследованной системы от стехиометрии. Нестехиометрия системы $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ связана с образованием вакансий La и Mn. При 300 К исходное соединение $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ имеет ромбоэдрическую кристаллическую структуру $R3c$ и расположено вблизи границы между ромбоэдрической R и орторомбической O^* фазами, что является следствием самодопирования исследованной системы с уровнем $\delta \sim 0.1$. Эта оценочная величина уровня самодопирования δ была получена путем сравнения результатов данной работы с результатами ранее проведенных исследований влияния уровня самодопирования в $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ на структурные и маг-

нитные свойства образцов [15]. Как было установлено в результате многочисленных исследований дефектной структуры $\text{LaMnO}_{3+\delta}$, нестехиометрия вызвана образованием катионных вакансий в процессе синтеза образцов, что приводит к смешанному валентному состоянию $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ ионов марганца. Поэтому уместна более общая химическая формула этого соединения $\text{LaMn}_{1-2\delta}^{3+}\text{Mn}_{2\delta}^{4+}\text{O}_{3+\delta}$ [16], из которой следует, что при уровне нестехиометрии $\delta \sim 0.1$ можно ожидать концентрацию ионов Mn^{4+} в образце $\text{LaMnO}_{3+\delta}$ порядка 20%, а для ионов Mn^{3+} порядка 80%. Так как все 11 образцов системы $\text{La}_{1-y}\text{Nd}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ были получены в одинаковых условиях, то можно считать, что величина отношения концентраций ионов $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ остается постоянной во всех исследованных ранее образцах. В манганитах с таким соотношением ионов $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ ожидается концентрация свободных дырок в e_g -зоне проводимости $x \sim 0.2$, что соответствует металлическому ФМ основному состоянию исходного образца исследованной системы.

В образцах с $y \leq 0.8$ ($\langle r_A \rangle \sim 1.13 \text{ \AA}$) были обнаружены признаки плавления модулированных АФМ-структур А- и СЕ-типа в виде аномального падения критической температуры перехода в фрустрированное АФМ-состояние и намагниченности образцов с ростом y . В образцах с $y = 1.0$ был обнаружен аномальный диамагнетизм и периодические скачки dc намагниченности $M(T)$, полученные в ZFC- и FC-режимах измерений при температурах ниже 20 К. Необычные экспериментальные результаты измерений намагниченности в образцах с $y \geq 0.8$ были объяснены сосуществованием в области температур ниже 60 К хорошо известных в литературе квантовой спиновой и электрон-дырочной жидкостей.

В данной работе было проведено более детальное экспериментальное исследование обнаруженных ранее в фрустрированных $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ манганитах со средним ионным радиусом А-позиции перовскитоподобной кристаллической решетки ($\langle r_A \rangle \approx 1.13 \text{ \AA}$) аномального поведения dc намагниченности, восприимчивости и критических температур электронных и магнитных фазовых переходов в образцах с $y = 0.85$ и 1.0. Полученные результаты были объяснены в рамках существующих представлений о формировании в этих образцах при температурах ниже 60 К сетки высокотемпературного сверхпроводящего состояния, состоящей из отдельных СП-петель с включенными в них джозефсоновскими контактами.

2. Методика эксперимента

Серия образцов манганитов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($0 \leq y \leq 1$, $\delta \sim 0.1$) была получена из высокочистых окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрических соотношениях. Синтезированный порошок прессовали под давлением 10 kbar в диски диаметром 6 mm, толщиной 1.2 mm

и спекали на воздухе при температуре 1170°C в течение 20 h с последующим снижением температуры со скоростью 70°C/h. 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 решетки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решетки типа перовскита. Измерения температурных $M(T)$ и полевых $M(H)$ зависимостей намагниченности образцов производились в основном на вибрационном магнитометре VSM EGG, Princeton Applied Reserch в интервале температур 4.2–250 К в диапазоне постоянных магнитных полей $7 \text{ Oe} \leq H \leq 5 \text{ kOe}$. Критическая температура Кюри перехода образцов в ферромагнитное состояние определялась по точке перегиба кривых $M(T)$, а критические температуры переходов в фрустрированное АФМ-состояние определялись по положению пиков кривых $M(T)$. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ были измерены при нагреве образцов, предварительно охлажденных до 4.2 К в нулевом поле (ZFC-режим), а также во внешнем поле (FC-режим).

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 показана эволюция температурных зависимостей намагниченности с ростом напряженности измерительного поля от 7 Oe до 5 kOe в ZFC-режиме измерений. Характерной особенностью полученных кривых $M(T)$ является аномально высокая чувствительность низкотемпературного фазового перехода в АФМ-состояние СЕ-типа к изменениям H в слабых магнитных полях. Обращает на себя внимание резкое падение низкотемпературного пика намагниченности уже в поле 10 Oe вплоть до полного исчезновения низкотемпературной намагниченности в поле 100 Oe. Наибольший интерес вызывают аномальные температурные зависимости намагниченности образцов с $y = 0.85$ и 1.0 в измерительном поле $\sim 100 \text{ Oe}$, рассмотренные ранее в работе [14]. Для них характерно наличие резкого падения намагниченности $M(T)$ до нуля в образце с $y = 0.85$ при $T < 43 \text{ K}$ и аномального диамагнитного отклика в виде отрицательной магнитной восприимчивости образца с $y = 1.0$ в интервале температур $\sim 20\text{--}50 \text{ K}$. При концентрации самария $y = 0.85$ в температурной зависимости намагниченности образца наблюдался острый пик при критической температуре $T_A \sim 60 \text{ K}$ высокотемпературного магнитного фазового перехода в синусоидально модулированное состояние А-типа и локального упорядочения зарядов ионов $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$. При дальнейшем понижении температуры было обнаружено падение намагниченности до нуля при температурах меньших критической температуры 43 К. Предполагается, что резкое падение намагниченности образца до

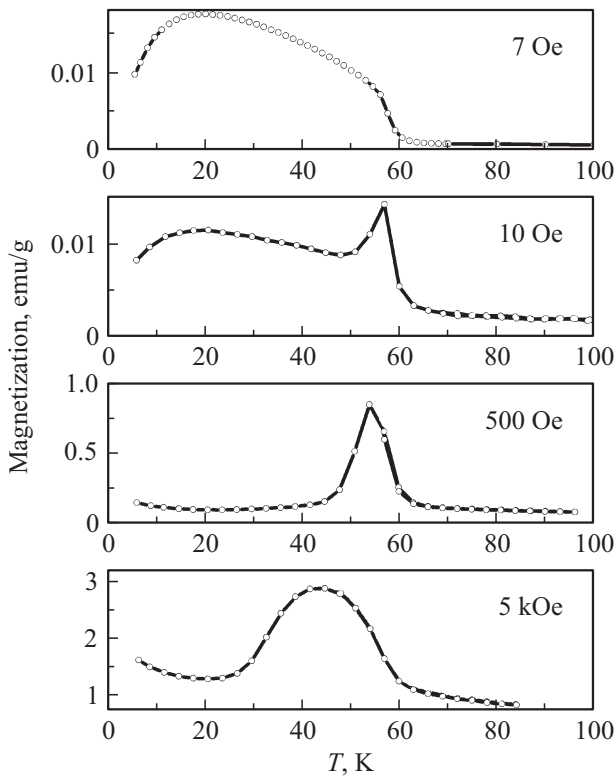


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности образца с $y = 1.0$, полученные в ZFC-режиме измерений в магнитных полях $7 \text{ Oe} \leq H \leq 5 \text{ kOe}$.

нуля при температурах $T < 43 \text{ K}$ вызвано появлением диамагнетизма вследствие перехода небольшой части образца с $y = 0.85$ в сверхпроводящее состояние (неполный эффект Мейснера). Подтверждением существования локальной сверхпроводимости в образцах с концентрациями самария $y > 0.8$ при температурах ниже 43 K является также anomalous поведение намагниченности в образце с $y = 1.0$ в виде резкого падения намагниченности при температурах ниже $T_A \approx 60 \text{ K}$ и anomalous перехода образца в состояние с отрицательной намагниченностью в интервале температур $20\text{--}50 \text{ K}$.

Очень информативным оказался проведенный в данной работе анализ полевых зависимостей критических температур фазовых переходов и интенсивности пиков магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(T_A, T_{CE}) = M/H$ от напряженности измерительного поля вблизи критических температур фазовых переходов (рис. 2). Как видно из рис. 2, а, в образце с $y = 1.0$ в полях $H < 1 \text{ kOe}$ существует затухающая с ростом напряженности измерительного поля осцилляция критической температуры $T_A(H)$ с периодом колебания $\sim 1 \text{ kOe}$. В полях $H > 1 \text{ kOe}$ критическая температура T_A , линейно уменьшается до $\sim 43 \text{ K}$ с ростом поля. Качественное объяснение необычного поведения критической температуры $T_A(H)$ образцов системы $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ с концентрацией самария, близкой к единице, можно, по-видимому, получить в рамках модели сверхпроводящего стекла [11–13], ши-

роко использованной ранее для объяснения макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводящих композитах. В работе [11] поведение ансамбля СП-гранул в композите описано в рамках модели псевдоспинов. Согласно модели, каждая СП-гранула при температурах ниже T_{c0} начала перехода в сверхпроводящее состояние приобретает параметр порядка в виде комплексной энергетической щели $\psi_i = \Delta_i \exp(i\varphi_i)$, которая ведет себя как двухкомпонентный спин. Величина этой щели Δ_i зафиксирована характеристиками каждой i -ой гранулы, но ее фаза φ_i не зафиксирована при отсутствии межгранульной связи. Слабая джозефсоновская связь между гранулами действует как ферромагнитный обмен между спинами при отсутствии приложенного магнитного поля. При более низкой критической температуре T_c происходит переход в когерентное состояние, в котором фазы щели обеспечивают фазовый переход в сверхпроводящее состояние с дальним порядком. Было показано, что критическая температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние в системе СП-зерен со слабыми связями является периодической функцией магнитного поля. Рассмотрен ансамбль СП-зерен с комплексной энергетической щелью ψ_i , размер которых мал по сравнению с лондоновской глубиной проникновения магнитного поля. Зерна связаны между собой слабыми связями с энергией $E_{ij} = -J_{ij} \cos(\varphi_i - \varphi_j)$, где амплитуда периодических изменений энергии связи J_{ij} зависит от свойств среды, разделяющей СП-зерна. В случае диэлектрической прослойки связь между зернами осуществляется за счет джозефсоновского туннелирования, при этом энергия связи $J_{ij} = h/2e \cdot I_{ij}$, где $I_{ij} \propto \Delta(T) \cdot \text{tg} h[\Delta(T)/2k_B T]$ — джозефсоновский ток между идентичными i и j гранулами с одинаковой щелью $\Delta(T)$. Джозефсоновский ток между гранулами $I_{ij} = (2eJ_{ij}/h) \sin(\varphi_i - \varphi_j - A_{ij})$ синусоидально зависит от изменений фазового фактора A_{ij} , который появляется во внешнем магнитном поле. Фазовый фактор A_{ij} , индуцированный внешним магнитным полем с напряженностью H , пропорционален отношению H/Φ_0 , где $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока. Было получено, что в случае упорядоченного расположения зерен критическая температура $T_c(H)$ перехода композита в СП-состояние будет периодической функцией поля H с периодом, равным кванту магнитного потока Φ_0 через элементарную ячейку СП-композита. При наличии слабого беспорядка в расположении зерен, модель предсказывает резкое снижение температуры перехода с характерными затухающими квантовыми осцилляциями температуры $T_c(H)$ в слабых магнитных полях. С ростом напряженности магнитного поля происходит плавное уменьшение T_c и насыщение полевой зависимости $T_c(H)$ композита при величине значительно меньшей, чем $T_c(0)$. В пределе сильного магнитного поля по мнению авторов реализуется состояние подобное спин-стекольному. В случае сильного позиционного беспорядка снижение температуры СП-перехода с ростом H происходит монотонно и также сопровож-

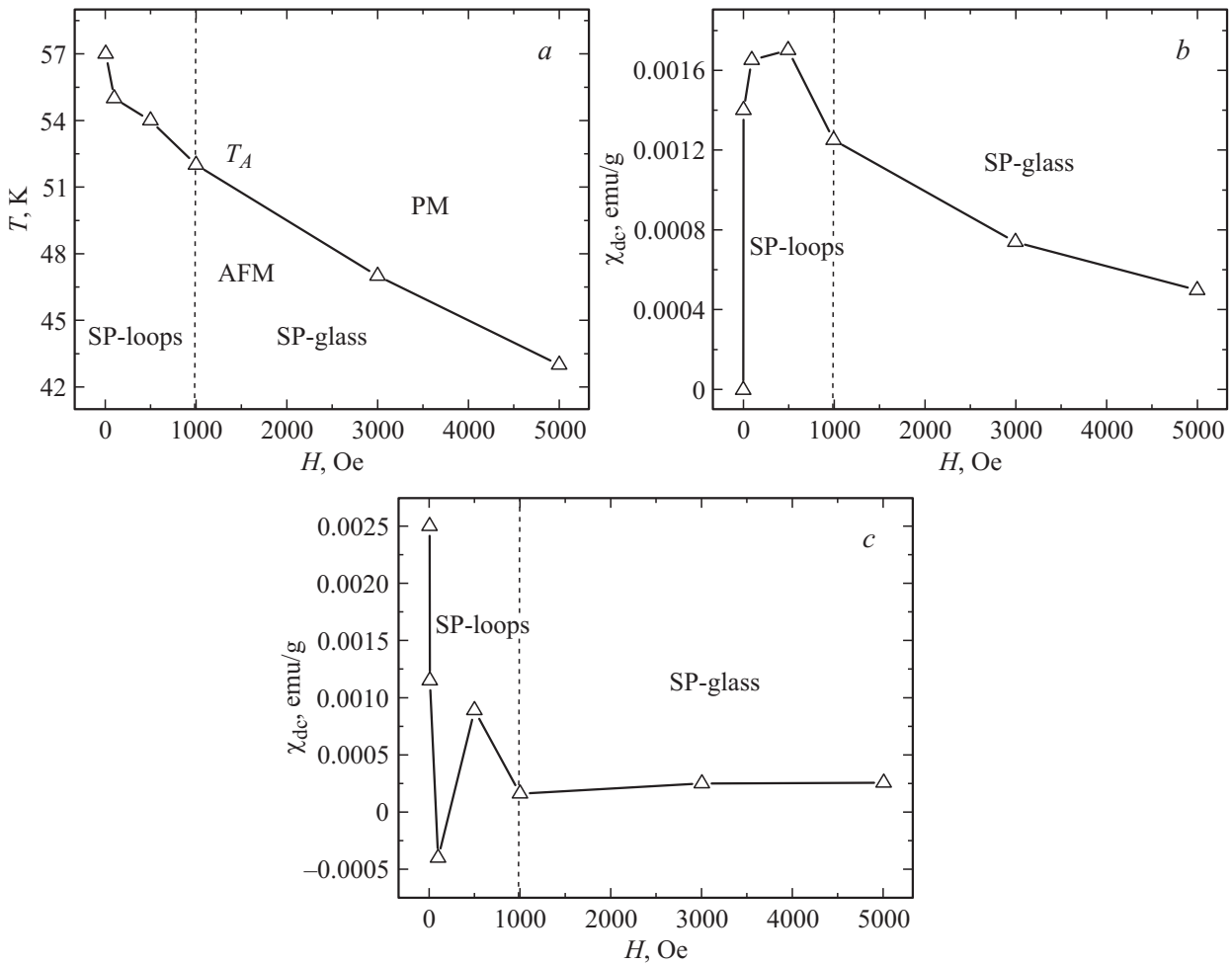


Рис. 2. *a)* Полевая зависимость критической температуры фазового перехода $T_A(H)$ образца с $y = 1.0$ в фрустрированное АФМ-состояние А-типа. Пунктирная линия отделяет когерентное состояние отдельных СП-петель в диэлектрической АФМ-матрице от СП-стекольного состояния. *b)* Полевая зависимость dc магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(H)$ образца с $y = 1.0$ вблизи критической температуры $T_A(H)$ перехода образца в фрустрированное АФМ-состояние А-типа. Штриховая линия отделяет когерентное состояние отдельных СП-петель в диэлектрической АФМ-матрице от СП-стекольного состояния. *c)* Полевая зависимость dc магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(H)$ образца с $y = 1.0$ вблизи критической температуры $T_{CE}(H)$ перехода образца в фрустрированное АФМ-состояние CE -типа. Штриховая линия отделяет когерентное состояние отдельных СП-петель в диэлектрической АФМ матрице от СП-стекольного состояния.

дается переходом к сильнополевому спин-стекольному режиму. Таким образом, представленное на рис. 2, *a* необычное поведение полевой зависимости критической температуры $T_A(H)$ фазового перехода из неупорядоченного парамагнитного состояния спинов марганца ($T > T_A$) в фрустрированное антиферромагнитное состояние А-типа ($T < T_A$) с ростом напряженности измерительного поля H качественно совпадает с поведением полевой зависимости критической температуры $T_c(H)$ перехода композита в СП-состояние в модели сверхпроводящего стекла Эбнера–Строуда. Это позволяет предположить, что высокотемпературный фазовый переход образца с $y = 1.0$ в фрустрированное АФМ-состояние с короткодействующим зарядовым упорядочением при температурах ниже 57 К сопровождается появлением локальной сверхпроводимости.

Это предположение подтверждается также полевыми зависимостями величины и знака магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(H) = M(H)/H$ вблизи критических температур переходов T_A и T_{CE} в образце с $y = 1.0$, представленные на рис. 2, *b* и 2, *c*. Характерной особенностью полученных в данной работе кривых $\chi_{dc}(H)$ вблизи критических температур АФМ фазовых переходов является наличие четко выраженных осцилляций dc магнитной восприимчивости в полях $H \leq 1$ кОе. Подобные осцилляции dc магнитной восприимчивости СП-керамики были также предсказаны в рамках модели сверхпроводящего стекла. В работе [12] была представлена теория диамагнитного отклика слабосвязанных сверхпроводящих петель, образованных кластерами СП-гранул, в которых циркулируют незатухающие токи, индуцированные внешним магнитным полем. Ключевым

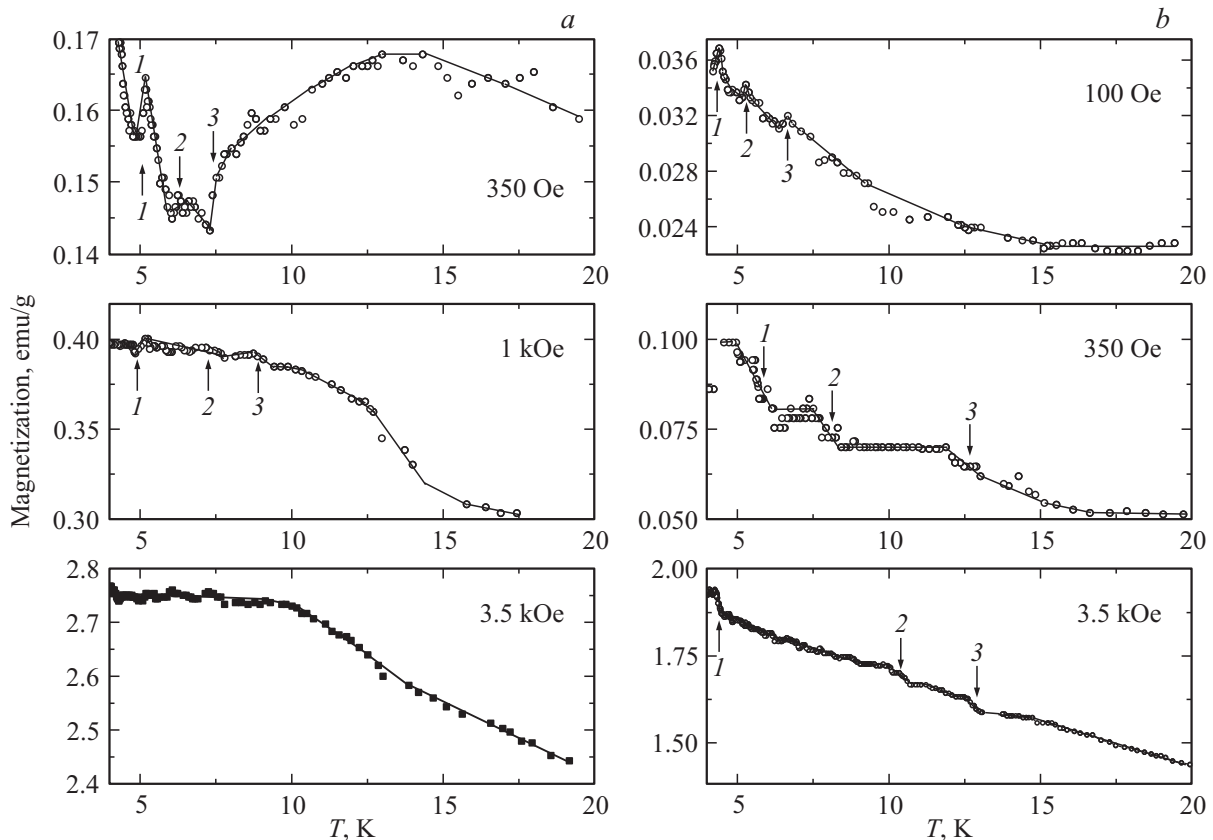


Рис. 3. *a)* Квантовые осцилляции dc намагниченности $M(T)$, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 0.85$ в интервале температур 4.2–20 К в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режиме измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока. *b)* Квантовые осцилляции dc намагниченности $M(T)$, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 1.0$ в интервале температур 4.2–20 К в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока.

словом этой модели типа спинового стекла является фрустрация, которое означает, что при $H \neq 0$ любой кластер, охваченный сверхпроводящей петлей, может находиться в состоянии, которое минимизирует одновременно все энергии связи. Фрустрация производится фазовыми факторами A_{ij} , которые делают некоторые связи ферромагнитными (то есть имеющими равные фазы φ_i и φ_j), а некоторые антиферромагнитными (то есть разность фаз $\varphi_{ij} = \pi$). Однако большинство сдвигов фаз окажется где-то в промежутке между этими двумя крайностями. Фрустрированный кластер с многочисленными охватывающими его СП-петлями может выбирать между конкурирующими основными состояниями с почти равными энергиями. Только одно из этих состояний является действительно основным. Другие состояния ансамбля СП-петель будут иметь несколько большую энергию. При изменении поля H система энергетических уровней будет изменяться, что приводит к прыжкам системы петель от одной конфигурации к другой и, соответственно, к резким изменениям намагниченности. Зависимость энергии основного состояния системы от магнитного поля $E(H)$ состоит из многих коротких

дуг с разрывами их наклона в точках, в которых они соприкасаются. В случае N гранул в петлях не связанных в „бесконечный“ кластер, энергия отдельной петли $E(H) \propto \cos(\varphi_{ij} + A_{ij}) = 1 - 1/2 \cdot (\varphi_{ij} + A_{ij})^2$, где $A_{ij} = 2\pi/N \cdot \Phi/\Phi_0$, Φ — магнитный поток через петлю. Полученная в [12] при $T = 0$ кривая $E(H)$ для регулярной джозефсоновской сетки петель в магнитном поле перпендикулярном плоскостям петель с одинаковой площадью S состоит из периодически расположенных дуг в виде чередующихся парабол с минимумами, соответствующими энергии сверхпроводящего состояния при $H = n\Phi_0/S$. В то же время намагниченность образца в dc магнитном поле $M = -(\partial E/\partial H)_T$ зигзагообразно зависит от H с периодом Φ_0/S . Согласно модели Эбнера–Строуда при $H = \Phi_0/2S$ намагниченность образца $M(H)$ изменяется от положительного значения к отрицательному с ростом напряженности внешнего магнитного поля. В более интересном для нас случае случайной ориентации петель с одинаковой площадью S энергия $E(H)$ ансамбля является периодической функцией напряженности внешнего поля с периодом Φ_0/S и амплитудой колебаний, быстро уменьшающейся с

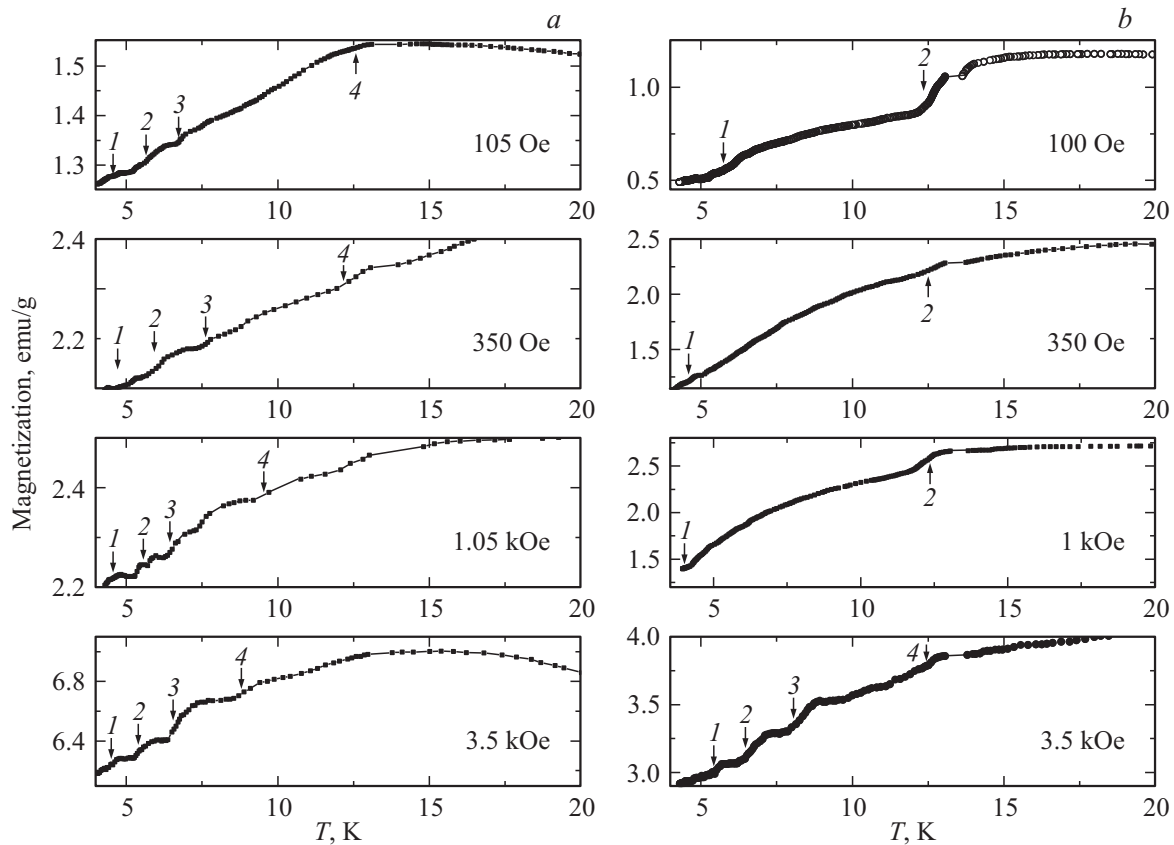


Рис. 4. *a)* Квантовые осцилляции dc намагниченности $M(T)$, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 0.85$ в интервале температур 4.2–20 К в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (FC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока. *b)* Квантовые осцилляции dc намагниченности $M(T)$, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 1.0$ в интервале температур 4.2–20 К в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (FC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока.

ростом поля. Периодические колебания энергии затухают значительно быстрее в случае ансамбля несвязанных петель с различными площадями и случайной ориентацией к внешнему полю. Аналогичное поведение ожидается в рамках модели Эбнера–Строуда и для зависимостей намагниченности и восприимчивости образцов СП-композиата от поля H . Представленные на рис. 2, *b* и 2, *c* осцилляции зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(H)$ имеют четко выраженную периодичность по магнитному полю с периодом $\Phi_0/S \approx 10^3$ Oe. Это позволяет оценить среднюю величину площади СП-петель как $\langle S \rangle \approx 0.02 \mu\text{m}^2$. В простейшем случае СП-петли в виде квадратного контура со стороной a можно предположить существование в образце с $y = 1.0$ при температурах ниже 57 К субмикронной ВТСП в контурах со средним линейным размером $\langle a \rangle \sim 1.4 \cdot 10^2$ nm.

Наиболее четким доказательством существования в исследованных образцах наномасштабной ВТСП являются квантовые осцилляции намагниченности в виде небольших дополнительных ступенек намагниченности, которые накладываются на кривые $M(T)$ вблизи критических температур T_A и T_{CE} магнитных фазовых

переходов. Мы предполагаем, что эти особенности вызваны изменениями внешнего магнитного потока через СП-петли в ходе резких изменений намагниченности вблизи АФМ-фазовых переходов, индуцированных изменениями температуры образца. Так как кривые $M(T)$ вблизи критических температур, исследованных в данной работе АФМ-переходов в диэлектрической матрице, имеют вид пиков намагниченности различной ширины и интенсивности, то можно ожидать, что изменения магнитного потока через СП-петли при медленных изменениях температуры вблизи переходов будут иметь различную величину и знак. Этим можно объяснить разнообразие форм и размеров дополнительных ступенчатых структур намагниченности вблизи АФМ-фазовых переходов, обнаруженное в данной работе. Как видно из рис. 3, *a* и 3, *b*, в температурных зависимостях $M(T)$ для образцов с $y = 0.85$ и 1.0, полученных в интервале температур $0 < T < 20$ К в ZFC-режиме измерений, присутствуют особенности, характерные для квантования магнитного потока в сетке джозефсоновских слабых связей. Однако особенно хорошо квантовые осцилляции намагниченности в интервале температур 4.2–20 К

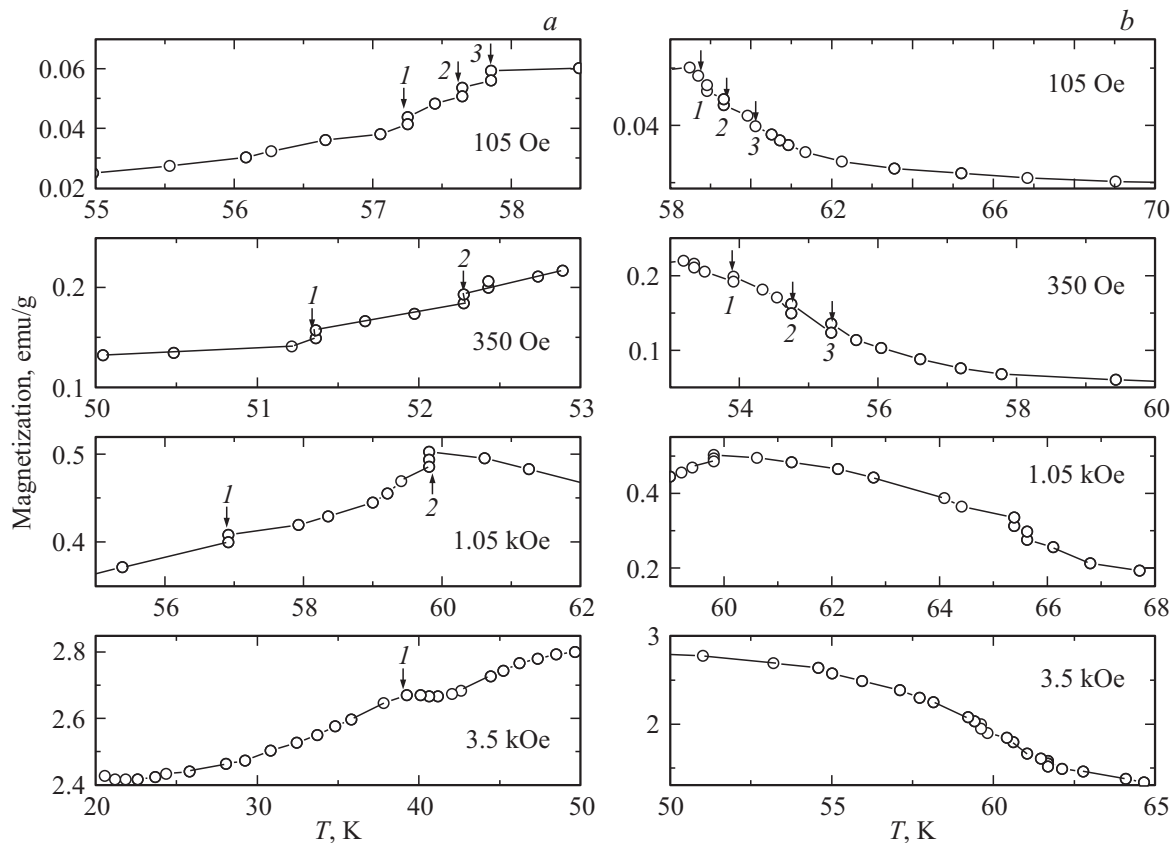


Рис. 5. *a)* Квантовые осцилляции, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 0.85$ при температурах ниже критической температуры T_A фазового перехода образца в диэлектрическое АФМ-состояние А-типа в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока. *b)* Квантовые осцилляции, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 0.85$ при температурах выше критической температуры T_A фазового перехода образца в диэлектрическое АФМ-состояние А-типа в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока.

проявились при измерениях в FC-режиме (рис. 4, *a* и 4, *b*). На рисунке четко показано, как с ростом измерительного поля происходит уменьшение высоты ступенек вплоть до их исчезновения. Появление квантовых осцилляций в температурных зависимостях образцов $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_{3+\delta}$ с $y > 0.8$ в интервале температур 4.2–20 К мы связываем с тепловыми возбуждениями намагниченности образцов вблизи критической температуры T_{CE} низкотемпературного фазового перехода. Периодический характер этих четко выраженных особенностей кривых $M(T)$ свидетельствует о существовании в образцах в области низких температур спектра равноудаленных по энергии электронных квантовых уровней, хорошо разрешенных по температуре. Начало формирования сверхпроводящей сетки в образцах с $y = 0.85$ и 1.0 происходит при значительно более высоких температурах. Как видно из рис. 5, *a* и 5, *b*, квантовые осцилляции намагниченности в ZFC-режиме измерений наблюдаются в образце с $y = 0.85$ как при температурах ниже критической температуры T_A перехода в флуктуирующее АФМ-состояние А-типа, так и при

температурах $T > T_A$. Дополнительные периодические ступеньки кривых $M(T)$ вблизи T_A были обнаружены также и при измерениях намагниченности в образце с $y = 1.0$ рис. 6, *a* и рис. 6, *b* при температурах ниже и выше T_A . Наиболее высокая температура (~ 60 К) появления характерных для изолированных СП-петель особенностей в виде слабых периодических ступенек была установлена в образце с $y = 0.85$ (рис. 5, *b*).

Дополнительная информация о захвате и динамике магнитного потока в СП-сетке с джозефсоновскими слабыми связями была получена при анализе гистерезисных кривых намагничивания образца с $y = 1.0$ при 4.2 К во внешних магнитных полях $H \leq 5$ кОе (рис. 7). Более детально ступенчатая структура полевых зависимостей dc намагниченности $M(H)$ образца с $y = 1.0$ при температурах 4.2 и 0.6 К показана на рис. 8, *a* (ZFC-режим измерений), а также на рис. 8, *b* (FC-режим измерений, $T = 4.2$ К) для слабых измерительных полей $H \leq \pm 1$ кОе. Как видно из рисунков, диамагнитный вклад сетки СП-петель в суммарную намагниченность СП-композиата очень слабый и

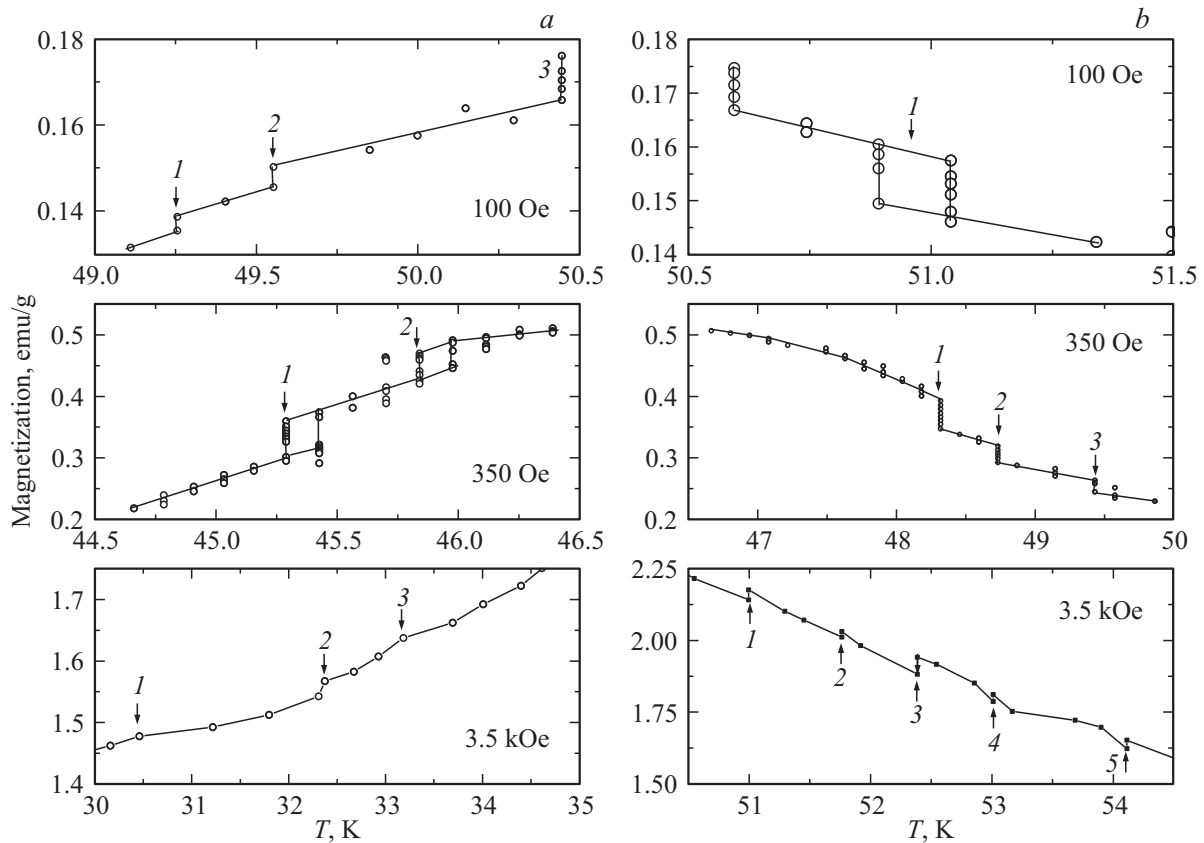


Рис. 6. а) Квантовые осцилляции, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 1.0$ при температурах ниже критической температуры T_A фазового перехода образца в диэлектрическое АФМ-состояние А-типа в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока. б) Квантовые осцилляции, возникающие в температурных зависимостях намагниченности образца с $y = 1.0$ при температурах выше критической температуры T_A фазового перехода в диэлектрическое АФМ-состояние А-типа в измерительных полях с различной напряженностью магнитного поля (ZFC-режим измерений). Стрелками указаны пороги в зависимостях $M(T)$, вызванные квантованием магнитного потока.

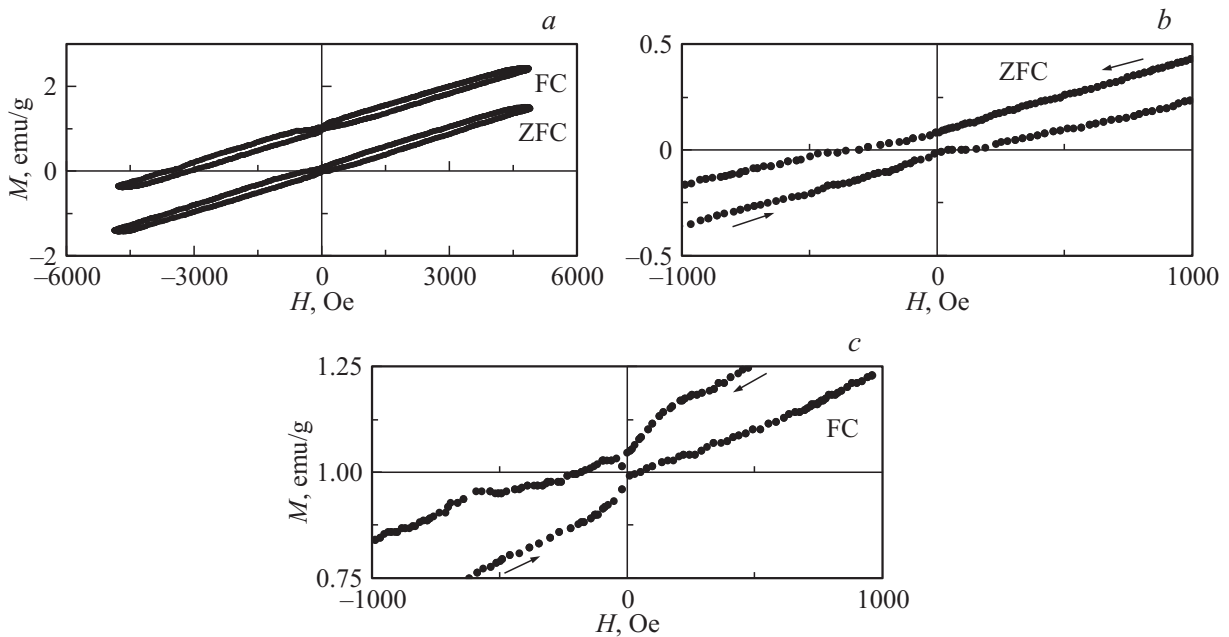


Рис. 7. Квантовые осцилляции намагниченности и захват магнитного потока в образце с $y = 1.0$ согласно изотермам $M(H)$, полученным при 4.2 К в ZFC- и FC-режимах измерений намагниченности в интервале полей ± 5 кОе (а) и ± 1 кОе (б, с).

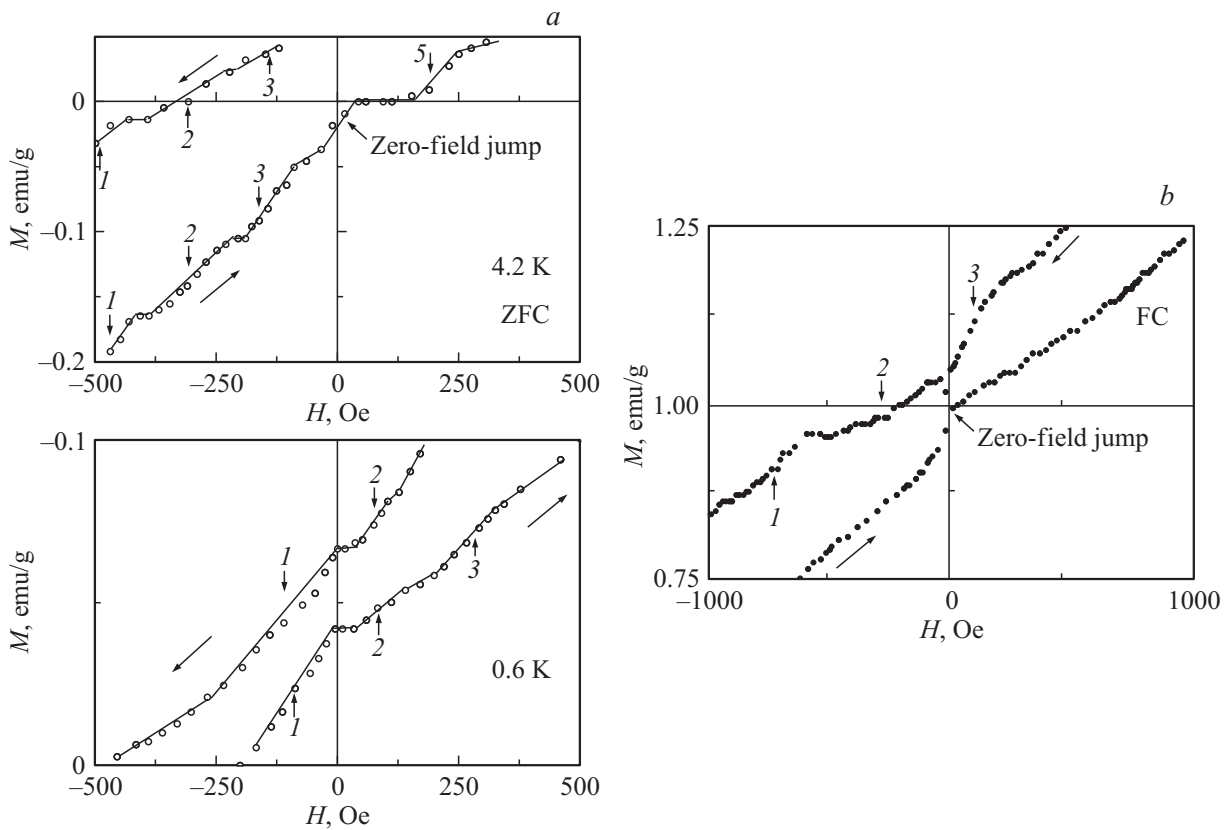


Рис. 8. *a)* Квантовые осцилляции намагниченности образца с $y = 1.0$ при 4.2 К и 0.6 К согласно изотермам $M(H)$, полученным в ZFC-режиме измерений намагниченности в интервале полей ± 500 Ое. *b)* Квантовые осцилляции намагниченности и захват магнитного потока в образце с $y = 1.0$ при 4.2 К согласно изотермам $M(H)$, полученным в FC-режиме измерений намагниченности в интервале полей ± 1 кОе.

проявляется только в некоторых аномальных ступенчатых особенностях кривых $M(H)$, не свойственных для обычного АФМ. Это свидетельствует о малости объема СП-фазы в этом образце. Однако очевидна большая разница в кривых $M(H)$, полученных в ZFC- и FC-режимах измерений, по-видимому, связанная с захватом магнитного потока в СП-петлях. Как видно из рис. 8, *a*, существует четко выраженная особенность изотермы намагниченности $M(H)$ при 4.2 К, полученной после охлаждения образца в нулевом поле, в виде плато с нулевой намагниченностью образца в интервале полей $0 < H < 250$ Ое. Аналогичные плато наблюдаются в температурных зависимостях $M(T)$ намагниченности образца с $y = 1.0$ при ZFC-режиме измерений в слабых магнитных полях (рис. 3, *b*). Особенно явно аномалии изотерм намагниченности при 4.2 К проявились в FC-режиме измерений в виде порога кривой $M(H)$ вблизи ~ 250 Ое (рис. 8, *b*). Подобные пороги намагниченности образца четко проявляются в рассмотренных выше температурных зависимостях $M(T)$ в интервале температур $4.2 < T < 20$ К при FC-режиме измерений (рис. 4, *b*). Сингулярности изотерм намагниченности в слабых полях при 4.2 К хорошо коррелирует также с поведением магнитной восприимчивости $\chi_{dc}(H)$ вблизи

критической температуры T_{CE} , и, по-видимому, тесно связаны с особенностями квантования магнитного потока и его динамики в СП-петлях джозефсоновской среды.

Согласно существующим в настоящее время представлениям, организация сверхпроводимости в керамических высокотемпературных сверхпроводниках происходит в несколько этапов. Вначале, внутри отдельных зерен, связанных между собой слабой джозефсоновской связью, при температурах ниже T_{c0} реализуется СП-состояние. При понижении температуры до критического значения T_c отдельные СП-петли связываются между собой, образуя многосвязную джозефсоновскую среду. Сверхпроводимость в СП-комposite осуществляется при температурах $T < T_c < T_{c0}$ по сверхпроводящим каналам (нитям), которые образуют сетку СП-состояния. Узлы этой сетки можно рассматривать как участки слабой связи. При температурах, близких к T_c , сетка сверхпроводящего состояния распадается на отдельные СП-петли с включенными в них джозефсоновскими контактами. При достаточно равномерном распределении СП-петель по размерам можно ожидать квантование магнитного потока через СП-петли. При анализе полученных в данной работе необычных результатов исследования dc намагниченности в керамике $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ для $y = 0.85$

и 1.0 вблизи критической температуры $T_A \sim T_{c0}$ перехода образцов в диэлектрическое АФМ-состояние можно воспользоваться существующими представлениями о поведении отдельных СП-петель во внешнем магнитном поле.

Процессы в отдельном джозефсоновском контуре во внешнем dc магнитном поле H при $T \sim T_{c0}$ хорошо изучены для контура в виде СП-кольца, содержащего джозефсоновский переход [17]. Простейший подход к проблеме состоит в предположении, что переход является линейной системой, то есть что он ведет себя точно так же, как и остальная часть кольца, если только ток не превышает критического значения I_c . Если кольцо возбуждается внешним потоком Φ_{ext} , то связь между внешним и внутренним (Φ) потоками определяется простым соотношением: $\Phi = \Phi_{ext} + LI_s$, где I_s — ток циркулирующий в кольце, L — индуктивность кольца. Для тока в кольце справедливо соотношение — $I_s = -I_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0)$. Этот ток создает магнитный поток LI_s , который направлен навстречу внешнему потоку Φ_{ext} . Полный поток через кольцо имеет при этом следующее значение $\Phi \sim LI_c \sin(2\pi\Phi/\Phi_0)$. Если $\Phi_{ext} = n\Phi_0$, то циркулирующий в кольце ток равен нулю, а $\Phi_{ext} = \Phi$. С ростом Φ_{ext} циркулирующий ток уменьшается до тех пор, пока не достигнет критического значения $\Phi_{ext,cr} = n\Phi_0 + (1 + \gamma)LI_s$, определяемого критическим током I_s . В этом случае при данном значении n по кольцу уже не может течь СП-ток и оно переходит из квантового состояния n в состояние $n + 1$. В эксперименте это обычно проявляется в виде скачков внутреннего потока в СП-кольце разнообразной формы и величины, индуцированных изменениями напряженности внешнего магнитного поля. Скачки потока в сверхпроводящих контурах должны проявляться в магнитных измерениях в виде скачкообразных изменений намагниченности (восприимчивости) образцов сверхпроводящей керамики с ростом напряженности поля. Если $I_c > \Phi_0/2\pi L$, то полученные в рамках нелинейной теории для трех значений I_c графики функций $\Phi(\Phi_{ext})$ и $LI_s(\Phi_{ext})$ могут быть многозначными [17], а переходы являются необратимыми аналогично тому, как это предсказывает линейная теория. Однако если $I_c < \Phi_0/2\pi L$, то нелинейная теория приводит к качественно иным выводам: оказывается, что Φ и LI_s будут непрерывными однозначными функциями Φ_{ext} . В этом случае резких переходов не возникает, СП-кольцо непрерывно переходит из одного квантового состояния в соседнее.

Таким образом, результаты проведенных в данной работе исследований аномалий температурных и полевых зависимостей dc намагниченности образцов с концентрацией самария $y = 0.85$ и 1.0 в интервале температур 4.2–100 К свидетельствуют о сосуществовании в этих образцах флуктуирующей АФМ-фазы со свойствами спиновой жидкости и джозефсоновских наноструктур в виде СП-петель со средним линейным размером $\langle a \rangle \sim 10^2$ nm. Следует отметить, что это оценочная

величина, не претендующая на высокую точность. Присутствие подобных джозефсоновских наночаек было обнаружено ранее во многих ВТСП-купратах и имеет различную природу. Так например, в работе [18] по результатам измерений сопротивления и намагниченности образцов были обнаружены джозефсоновские наноструктуры в $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ тонких пленках с высоким критическим током J_c . Наноструктуры были обнаружены ранее также в монокристаллах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta < 0.1$) при исследовании структуры кристаллической решетки при 300 К с помощью электронной микроскопии высокого разрешения [19]. Помимо хорошо известных границ двойникования, расположенных на расстоянии ~ 500 Å, было обнаружено существование в ab -плоскостях наночаек с линейными размерами ~ 10 – 20 Å, связанных джозефсоновскими туннельными переходами. Наночаечки формируют неравномерную сетку со стенками ячеек, ориентированных вдоль направлений, имеющих угол 45° 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. Наночаечки связываются в сетку слегка разориентированных доменов, чтобы уменьшить внутренние напряжения. Грубый порядок наночаек в каждом исследованном кристалле подразумевает воздействие полей дальнедействующих деформаций кристаллической решетки. Двумерные сетки наночаек скоррелированы вдоль c -оси. Эти экспериментальные результаты поддерживают дискретные теоретические модели, предложенные для объяснения различных физических свойств высокотемпературных сверхпроводников, таких как теплоемкость в магнитном поле [20], сопротивление магнитного потока, фазовые переходы в сверхпроводнике с колонообразными 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 воздействовать на все физические свойства этого высокотемпературного сверхпроводника. Согласно [22], вследствие наличия препятствий в 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. Заключение

Таким образом, в данной работе впервые были обнаружены характерные признаки наномасштабной высо-

котемпературной сверхпроводимости в виде квантовых осцилляций, близких по величине критических температур $T_A \sim T_{c0}$ фазовых переходов в флуктуирующее антиферромагнитное и локальное сверхпроводящее состояния, а также температурных и полевых зависимостей dc намагниченности фрустрированных манганитов $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ($\delta \sim 0.1$, $y = 0.85$ и 1.0) в слабых магнитных полях ≤ 1 кОе. Экспериментально установлено сосуществование в исследованных образцах при температурах ниже 60 К сверхпроводящих петель с джозефсоновскими контактами со средним линейным размером $\langle a \rangle \sim 10^2$ нм и флуктуирующей АФМ-матрицы со свойствами квантовой спиновой жидкости. Полученные результаты согласуются на качественном уровне с хорошо известными моделями появления высокотемпературной сверхпроводимости в купратах с малым уровнем допирования дырками [1–4]. Эти модели основаны на „магнитном“ механизме спаривания свободных дырок в допированных низкоразмерных антиферромагнетиках, предполагающем существование в образцах в области низких температур экзотического состояния вещества в виде электронных жидких кристаллов с сильными квантовыми флуктуациями электронного и магнитного параметров порядка. 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.

Следует отметить, что использованные нами в данной работе методы исследования дают усредненную по образцу информацию. Поэтому, в дальнейшем для решения проблемы условий возникновения, существования и развития локальной сверхпроводимости в образцах фрустрированных манганитов нам потребуется применение методов прямого исследования локальных физических свойств.

Авторы статьи благодарны сотрудникам ДФТИ им. А.А. Галкина С.В. Васильеву, В.И. Каменеву и В.П. Дьяконову, а также сотрудникам ФТИ низких температур им. Б.И. Веркина Е.Н. Хацько, А.С. Черному и А.И. Рыковой за оказанную помощь.

Список литературы

- [1] V.J. Emery, S.A. Kivelson. *Physica C* **209**, 597 (1993).
- [2] V.J. Emery, S.A. Kivelson, O. Zachar. *Phys. Rev. B* **56**, 6120 (1997).
- [3] S.A. Kivelson, E. Fradkin, V.J. Emery. *Nature* **393**, 550 (1998).
- [4] V.J. Emery, S.A. Kivelson, J.M. Tranquada. *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)* **96**, 8814 (1999).
- [5] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
- [6] Э.Л. Нагаев. *Письма в ЖЭТФ* **16**, 558 (1972).
- [7] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 833 (1996).
- [8] A.S. Moskwin. *Phys. Rev. B* **79**, 115 102 (2009).
- [9] Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарёва, Е.А. Ганьшина, Е.В. Мостовщикова, И.К. Родин, А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, А.А. Босак, А.С. Москвин, Е.В. Зенков. *ЖЭТФ* **123**, 293 (2003).
- [10] E.V. Mostovshchikova, N.G. Bebenin., N.N. Loshkareva. *Phys. Rev. B* **70**, 012 406 (2004).
- [11] W.Y. Shih, C. Ebner, D. Stroud. *Phys. Rev. B* **30**, 134 (1984).
- [12] C. Ebner, D. Stroud. *Phys. Rev. B* **31**, 165 (1985).
- [13] I. Morgenstern, K.A. Muller, J.G. Bednorz. *Physica B* **69**, 33 (1987).
- [14] Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько, *ФТТ* **57**, 1098 (2015).
- [15] F. Prado, R.D. Sanchez, A. Caneiro, M.T. Causa, M. Tovar. *J. Solid State Chem.* **146**, 418 (1999).
- [16] J. Topfer, J.B. Goodenough. *J. Solid State Chem.* **130**, 117 (1997).
- [17] Л. Солимар. *Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение*. Мир, М. (1974). 428 с.
- [18] H. Darhmaoui, J. Jung. *Phys. Rev. B* **57**, 8009 (1998).
- [19] J. Etheridge. *Philos. Mag. A* **73**, 643 (1996).
- [20] C. Ebner, D. Stroud. *Phys. Rev. B* **39**, 789 (1989).
- [21] V.J. Emery, S.A. Kivelson. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3253 (1995).
- [22] J. Halbritter. *J. Low Temp. Phys.* **105**, 1249 (1996).