

PACS numbers: 03.65.Vf, 03.75.Lm, 75.30.Kz, 75.47.Gk, 75.47.Lx, 75.50.Ee, 75.60.Ej

Топологические фазовые переходы в состояния с низкой и высокой плотностью $2D$ -вихревых пар, индуцированные магнитным полем в бесщелевой квантовой спиновой жидкости со структурным беспорядком

Ф. Н. Буханько, А. Ф. Буханько

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

В системе $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ установлен непрерывный переход от $3D$ -ферромагнитного состояния спинов марганца в исходном образце с $y = 0$ к зигзагообразному АФМ-упорядочению спинов СЕ-типа в ab -плоскостях для $y = 0,5$, сосуществующему в образцах с $y = 0,5, 0,6$ и $0,7$ при температурах ниже $T_N \cong 48,5$ К с неупорядоченной фазой типа квантовой фазы Гриффитса. При дальнейшем росте концентрации гадолиния происходит плавление зигзагообразной АФМ-структуры СЕ-типа, что приводит к появлению в $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в области температур, близкой к абсолютному нулю, необычной фазы с характерными признаками бесщелевой Z_2 -квантовой спиновой жидкости в нулевом внешнем магнитном поле. Скачкообразные изменения изотерм намагничивания, измеренных при $4,2$ К в интервале полей ± 75 кЭ, объяснены квантовыми фазовыми переходами Z_2 -спиновой жидкости в фазу с топологическим порядком в слабых магнитных полях и поляризованную фазу в сильных полях. Существенная разница критических полей и величины скачков намагниченности в изотермах свидетельствует о возникновении гистерезисных явлений в процессах намагничивания–размагничивания квантовой спиновой жидкости, вызванных различием процессов локализации–делокализации $2D$ -вихревых пар, индуцированных магнитным полем в квантовой спиновой жидкости с беспорядком.

У системі $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ встановлено неперервний перехід від $3D$ -ферромагнетного стану спінів Мангану в первинному зразку з $y = 0$ до зигзагоподібного АФМ-впорядкування спінів СЕ-типу в ab -площинах для $y = 0,5$, яке співіснує у зразках з $y = 0,5, 0,6$ і $0,7$ при температурах нижче $T_N \cong 48,5$ К з невпорядкованою фазою типу Гриффітсової квантової фази. При подальшому зростанні концентрації Гадолінію відбувається топлення зигзагоподібної АФМ-структури СЕ-типу, що при-

водить до появи у $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в області температур, близькій до абсолютного нуля, незвичайної фази з характерними ознаками безцілинної Z_2 -квантової спінової рідини в нульовому зовнішньому магнетному полі. Стрибокподібні зміни ізотерм магнетування, виміряних при 4,2 К в інтервалі полів ± 75 кЕ, пояснено квантовими фазовими переходами Z_2 -спінової рідини у фазу з топологічним порядком у слабких магнетних полях і поляризовану фазу в сильних полях. Істотна різниця критичних полів і величини стрибків намагнетованості в ізотермах свідчить про виникнення гістерезисних явищ у процесах магнетування–знемagnetування квантової спінової рідини, викликаних різницею процесів локалізації–делокалізації $2D$ -вихрових пар, індукованих магнетним полем у квантовій спіновій рідині зі структурним безладом.

In the $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ system, it is determined continuous transition from a $3D$ ferromagnetic state of manganese spins in the initial sample with $y = 0$ to zigzag AFM spin ordering of a CE-type in ab -planes for $y = 0.5$, co-existing with a disordered phase of quantum Griffiths phase type in samples with $y = 0.5, 0.6$ and 0.7 at temperatures below $T_N \cong 48.5$ K. At the further growth of gadolinium concentration, there is a melting of zigzag AFM structure of a CE-type that leads to occurrence of an unusual phase with characteristic signs of a gapless Z_2 quantum spin liquid in $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ in the region of temperatures near absolute zero in a zero external magnetic field. The stepwise changes of isotherms of the magnetization measured at 4.2 K in the range ± 75 kOe of fields are explained by quantum phase transitions of a Z_2 spin liquid into the phase with topological order in weak magnetic fields and the polarized phase in strong fields. The essential difference of critical fields and size of jumps of magnetization in isotherms testifies to existence of the hysteretic phenomena in processes of magnetization–demagnetization of the quantum spin liquid caused by different nature of localization–delocalization of the $2D$ vortex pairs induced by a magnetic field in a quantum spin liquid with the disorder.

Ключевые слова: квантовая спиновая жидкость, топологические фазовые переходы, вихри.

Ключові слова: квантова спінова рідина, топологічні фазові переходи, вихорі.

Key words: quantum spin liquid, topological phase transitions, vortices.

(Получено 12 декабря 2016 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Квантовые спиновые жидкости (КСЖ) являются основными состояниями фрустрированных квантовых магнетиков, в которых локальные моменты сильно коррелированы, но всё ещё флуктуи-

руют вплоть до нуля температур. Сильные квантовые флуктуации коррелированных спинов вблизи абсолютного нуля температур препятствуют их «замораживанию» в магнитную структуру и обычные классические фазовые переходы в КСЖ становятся невозможными. В работе Китаева [1] впервые была построена количественная модель так называемой Z_2 -квантовой спиновой жидкости (спиновая жидкость с локальным Z_2 -магнитным потоком в элементарной ячейке) для спинов $S = 1/2$, расположенных в узлах квазидвумерной гексагональной решётки. Китаевский гамильтониан КСЖ описывает как щелевую, так и бесщелевую Z_2 -спиновую жидкости, которым соответствуют дробные возбуждения анионов. Согласно предложенной Китаевым модели, существует сильный анизотропный (NN) обмен между спинами в ближайшем окружении узлов в простой изинговской форме, но в связи с тем, что различные связи используют различные компоненты спинов, основное магнитное состояние системы становится сильно фрустрированным. В этом случае, основное магнитное состояние неупорядоченно по спину и поддерживает существование квантовых магнитных возбуждений в виде квазидвумерных вихрей. Однако возникающие при этом спин-спиновые корреляции являются короткодействующими и ограничиваются образованием NN-пар.

В работе [2] в рамках модели Гейзенберга–Китаева (ГК) был исследован расширенный ГК-спин-гамильтониан, описывающий взаимодействие между магнитными моментами ионов Ir^{4+} с сильным спин-орбитальным взаимодействием в семействе слоистых окислов иридия $(\text{Li,Na})\text{IrO}_3$, который имеет свойства характерные как для классической гейзенберговской модели (изотропный обмен), так и квантовой китаевской модели (сильно анизотропный обмен). Предполагается, что изотропное гейзенберговское взаимодействие в окислах иридия конкурирует с сильно анизотропными китаевскими связями. В расширенном спин-гамильтониане изотропный гейзенберговский член играет роль антиферромагнитной связи, тогда как анизотропный китаевский обмен соответствует ферромагнитной связи. Анализ показал возможность существования фазы типа КСЖ вблизи китаевского предела и классического неелевского состояния магнитных моментов, расположенного близко к гейзенберговскому пределу. Две фазы разделены необычным страйп-подобным АФМ-состоянием, которое является промежуточным между двумя пределами. В настоящее время простейшими методами идентификации и экспериментального изучения необычных свойств спиновых жидкостей являются измерения вблизи абсолютного нуля температур температурных зависимостей ac -магнитной восприимчивости в широком диапазоне частот, температурных зависимостей теплоёмкости и

полевых зависимостей dc -намагниченности образцов в широком интервале значений измерительного поля. Хорошо известно, что вблизи абсолютного нуля температур магнитная восприимчивость $\chi(T)$ щелевой квантовой спиновой жидкости имеет широкий максимум, соответствующий области температур, в которой усреднённые постоянные связи между спинами и тепловые возбуждения имеют близкие значения, и обращается в ноль вблизи $T = 0$ К. В то же время, магнитная восприимчивость бесщелевой спиновой жидкости имеет характерную кюри-вейссовскую расходимость вблизи абсолютного нуля температур. Несмотря на ряд экспериментальных исследований природы основного магнитного состояния в окислах $(\text{Li,Na})\text{IrO}_3$ [3, 4], в настоящее время вопрос о возможности существования КСЖ в окислах иридия остаётся открытым.

В данной работе были исследованы магнитные фазовые превращения в системе $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ ($0 \leq y \leq 1$), вызванные изменениями состава образцов, температуры и напряжённости внешнего магнитного поля. Проведён анализ особенностей температурных зависимостей ac -магнитной восприимчивости $\chi'_{ac}(T)$ образцов керамики $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, измеренных на разных частотах в интервале температур 4,2–100 К и сингулярностей серии изотерм dc -намагниченности $M(H)$, полученных при 4,2 К в результате последовательных изменений напряжённости внешнего магнитного поля в интервале ± 70 кЭ. Предполагается, что рост концентрации гадолиния в $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ при $y > 0,7$ приводит к плавлению квазидвумерной зигзагообразной АФМ-структуры SE -типа в ab -плоскостях. В $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в области температур, близких к абсолютному нулю, впервые обнаружены признаки сосуществования бесщелевой Z_2 -квантовой спиновой жидкости в нулевом внешнем магнитном поле и неупорядоченного спин-стекольного состояния спинов марганца. С ростом напряжённости внешнего магнитного поля происходят фазовые переходы I рода бесщелевой КСЖ в состояние с топологическим порядком $2D$ -вихрей малой плотности и поляризованную фазу с высокой плотностью $2D$ -вихрей, индуцированных магнитным полем.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В данной работе образцы системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ ($y = 0, 0,5, 0,6, 0,7, 1$) были приготовлены в одинаковых условиях с целью избежать влияния побочных эффектов на результаты эксперимента в виде таблеток диаметром 6 мм и толщиной 1,2 мм. Исходный образец, соответствующий концентрации Gd $y = 0$, имел орторомбическую структуру $Pbnm$ с близкими параметрами

$a, b, c/\sqrt{2} \approx 5,45 \text{ \AA}$. С увеличением содержания примеси Gd до значения $y = 1$ орторомбические искажения кристаллической решётки незначительно уменьшались. Температурные зависимости ac -магнитной восприимчивости $\chi'_{ac}(T)$ были измерены на частотах $f = 1, 5, 7$ и 10 кГц в интервале температур $4,2\text{--}100$ К с помощью промышленной установки PPMS-10 в измерительном поле $h \approx 17$ Э. Полевые зависимости dc -намагниченности $M(H)$ измерялись в интервале температур $4,2\text{--}300$ К в dc -магнитных полях напряжённостью до 75 кЭ с помощью вибрационного магнитометра VSM EGG, Princeton Applied Research при $4,2$ К.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исходный образец системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ ($y = 0$) испытывал с понижением температуры фазовый переход первого рода в ферромагнитное состояние с критической температурой $T_c \approx 130$ К. Рост концентрации гадолиния до значения $y = 0,5$ привёл к разрушению коллинеарной ФМ-структуры спинов марганца. Как видно из рис. 1, для образцов керамики $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в нулевом внешнем магнитном поле наблюдается не зависящий от частоты измерения острый пик ac -магнитной восприимчивости вблизи температуры $T_N \approx 48,5$ К с небольшим температурным гистерезисом, характерный для фазового перехода из парамагнитного в антиферромагнитное состояние спинов марганца CE-типа с дальнедействующим зарядовым упорядочением при температурах ниже критических температур $T_{CO} = T_N$. При температурах ниже 20 К при дальнейшем понижении температуры до $4,2$ К наблюдается Кюри-подобный рост ac -магнитной восприимчивости $\chi'_{ac}(T)$.

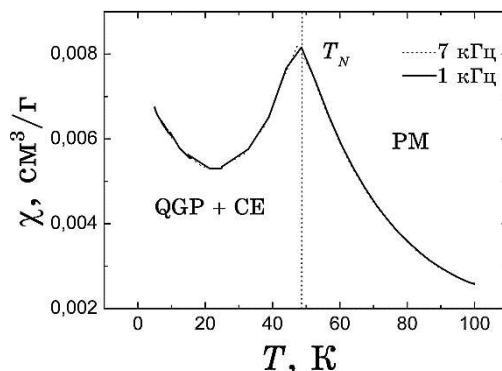


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi'_{ac}(T)$ керамики $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, полученные в ac -поле $h = 17$ Э на частотах 1 и 7 кГц.¹

Суперпозиция двух различных по своей природе вкладов в магнитную восприимчивость свидетельствует о неоднородной (двухфазной) природе смешанного состояния в $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ в нулевом внешнем магнитном поле с преимущественной стабилизацией АФМ-структуры СЕ-типа температурах ниже $0 \text{ K} < T < T_N = T_{\text{CO}} \cong 48,5 \text{ K}$.

Согласно рис. 1, ac -магнитная восприимчивость растёт с понижением температуры образца при $T \leq 20 \text{ K}$ и расходится вблизи абсолютного нуля температур, что характерно для квантовых фазовых переходов в низкоразмерных гейзенберговских антиферромагнетиках со структурным беспорядком [5, 6]. В этой фазе низкотемпературная восприимчивость расходится алгебраически с не универсальным показателем степени. Такая сингулярность вблизи абсолютного нуля температур характерна для фазы с квантовым магнитным беспорядком, получившей название квантовой фазы Гриффитса. Магнитные свойства квантовой фазы Гриффитса определяются в основном квантовыми флуктуациями и являются в последнее время объектом интенсивного исследования. Таким образом, основным состоянием спинов марганца в $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ керамике является двухфазное состояние, в котором сосуществуют упорядоченное АФМ-состояние спинов марганца СЕ-типа с дальним магнитным порядком и неупорядоченная квантовая фаза Гриффитса, состоящая из ФМ-корреляций спинов марганца.

Увеличение магнитного поля при $4,2 \text{ K}$ в керамике $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ привело к необратимому индуцированию ферромагнитной фазы, свойства которой не изменялись в течение длительного времени (рис. 2). Метамгнитный фазовый переход в упорядоченное ФМ-состояние осуществляется в необычно малом критическом поле $H_c \cong 25 \text{ кЭ}$, которое остаётся постоянным с ро-

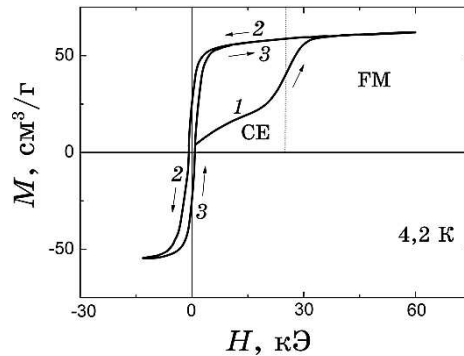


Рис. 2. Изотермы намагничивания 1, 2, 3 для образца керамики $(\text{Sm}_{0,5}\text{Gd}_{0,5})_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ при $4,2 \text{ K}$.²

стом температуры до 60 К. Характерными особенностями, полученными при 4,2 К полевыми зависимостями намагниченности индуцированной ФМ-фазы, является относительно большая ширина гистерезисной кривой $M(H) \cong 4,4$ кЭ, соответствующая полю коэрцитивности $H_c \cong 2,2$ кЭ, и сравнительно небольшая величина намагниченности насыщения в поле 10 кЭ $\cong 60$ см³/г, что соответствует скошенному состоянию спинов марганца в индуцированной ФМ-фазе. С целью проследить эволюцию основного магнитного состояния системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ манганитов по мере замещения редкоземельных ионов в А-позиции ионами меньшего радиуса, были исследованы индуцированные полем метамагнитные фазовые переходы в образцах с $y = 0,5, 0,6, 0,7$. Было установлено, что с ростом y полевые зависимости намагниченности, полученные в статических полях при 4,2 К, соответствуют необратимому метамагнитному фазовому переходу первого рода АФМ-фазы СЕ-типа в ФМ-фазу с критическими полями $H_c = 25, 36$ и 45 кЭ соответственно для $y = 0,5, 0,6$ и 0,7 (рис. 3). Дальнейший рост концентрации Gd привёл к резкому изменению магнитных свойств $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$.

Как видно из рис. 4, температурная зависимость, измеренной в $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ ac -магнитной восприимчивости, содержит зависящий от частоты измерения колоколообразный пик вблизи температуры $T_G \cong 42$ К характерный для спин-стекольного состояния, совмещённый с кюри-вейссовским ходом магнитной восприимчивости вблизи $T = 0$ К. Появление кюри-вейссовского расхождения магнитной восприимчивости вблизи абсолютного нуля температур является характерным признаком существования бесщелевой квантовой спиновой жидкости в фрустрированных гейзенберговских антиферромагнетиках с различной размерностью и структурой [7, 8].

Можно предположить, что появление фазы КСЖ вызвано разрушением пространственно модулированной квазидвумерной АФМ-структуры СЕ-типа с ростом концентрации Gd. Предполагается, что в относительно узком интервале концентраций гадолиния $0,7 < y < 1$ происходит плавление зигзагообразной АФМ-структуры СЕ-типа, что приводит к появлению в области абсолютного нуля температур неупорядоченной немагнитной фазы типа квантовой спиновой жидкости. В этом случае, концентрация гадолиния $y \approx 0,8-0,9$ играет роль квантовой мультикритической точки на T - y -фазовой диаграмме системы $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$. Согласно изотермам намагниченности 1, 2, 3, полученным при изменениях внешнего статического магнитного поля в интервале полей ± 75 кЭ (рис. 5), в керамике $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ вблизи абсолютного нуля температур реализуется вырожденное основное состояние спинов Mn, свойства которого

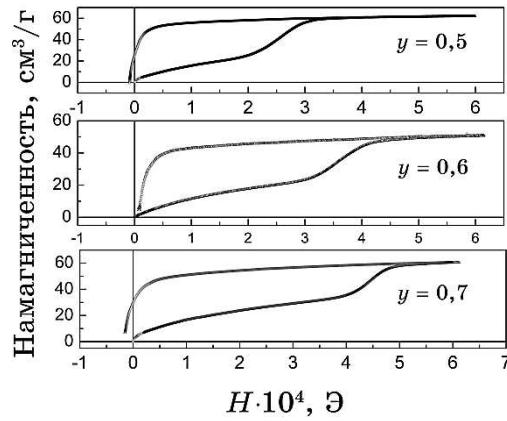


Рис. 3. Изотермы намагничивания образцов $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ -керамики ($y = 0,5, 0,6$ и $0,7$) при $4,2 \text{ К}$.³

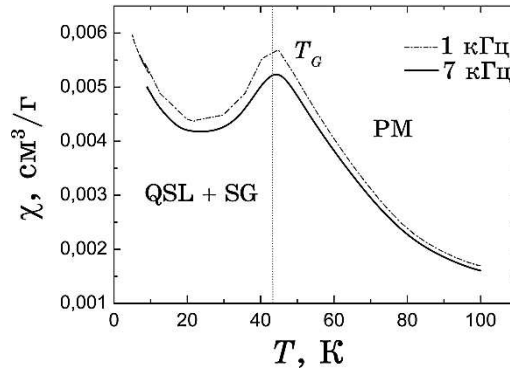


Рис. 4. Температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{ac}'(T)$ керамики $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$, полученные в ac -поле с напряжённостью $h = 17 \text{ Э}$ на частотах 1 и 7 кГц.⁴

зависят от предыстории измерения намагниченности.

Более подробно новые особенности изотерм намагниченности 1, 2 и 3 представлены на рис. 6, 7 и 8. Убедительным свидетельством существования бесцелевой Z_2 -спиновой жидкости в керамике $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ при $4,2 \text{ К}$ является найденная нами впервые чётко выраженная характерная для КСЖ сингулярность полевой зависимости намагниченности $M(H)$ вблизи нулевого магнитного поля (рис. 6), предсказанная ранее несколькими авторами в различных модификациях обобщённой модели Гейзенберга–Китаева.

Согласно теоретическим работам [9, 10], в бесцелевой Z_2 -квантовой спиновой жидкости с беспорядком можно ожидать с

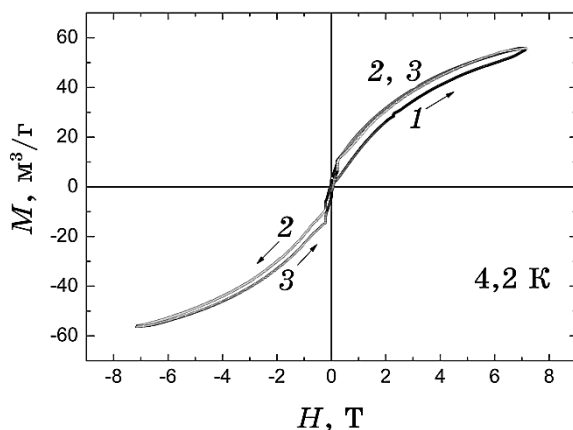


Рис. 5. Изотермы намагничивания 1, 2, 3 для образца керамики $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ при 4,2 К, измеренные при поэтапных изменениях статического магнитного поля в интервале ± 75 кЭ.⁵

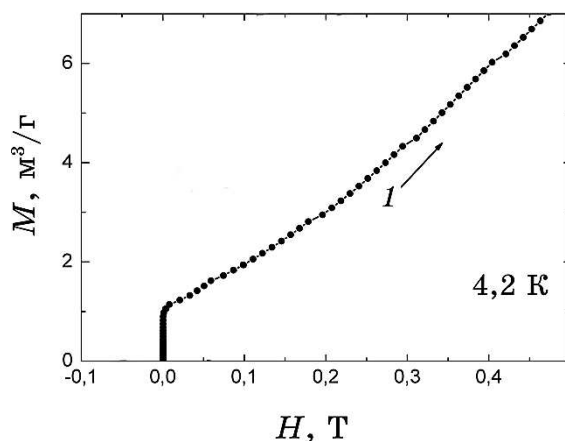


Рис. 6. Пороговая сингулярность начальной изотермы намагничивания 1 образца $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ вблизи $H = 0$ Т, вызванная скачком плотности 2D-вихревых пар, индуцированных в бесщелевой квантовой спиновой жидкости магнитным полем при 4,2 К.⁶

ростом напряжённости H внешнего магнитного поля появления индуцированных полем пар связанных взаимодействием локализованных магнитных моментов, которое сопровождается порогообразным изменением полевой зависимости магнитной восприимчивости $\chi(H) \propto (H/[\ln(1/H)]^{3/2})^{-1}$ вблизи нулевого поля.

В рамках обобщённой ГК-теории с учётом замороженного беспорядка, индуцированные очень слабым внешним магнитным

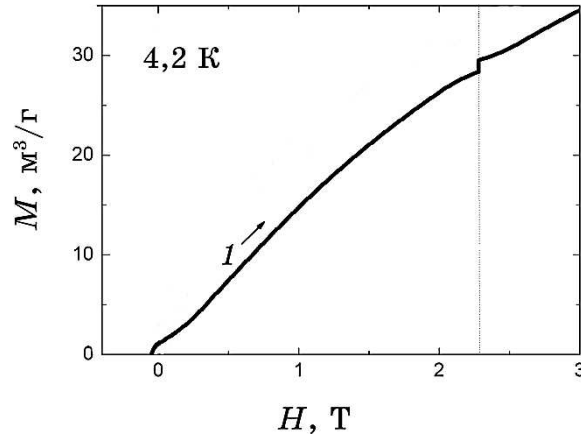


Рис. 7. Пороговая сингулярность начальной изотермы намагничивания *1* образца $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ вблизи критического значения магнитного поля $H_{c1} \cong 23$ кЭ, вызванная скачком плотности $2D$ -вихревых пар в фазе с топологическим порядком при их конденсации.⁷

полем в базисных ab -плоскостях локализованные магнитные моменты возникают вследствие поляризации пар квазидвумерных квантовых вихревых флуктуаций, захваченных дефектами кристаллической решётки.

В нашем эксперименте появление индуцированных внешним полем пар магнитных моментов чётко зарегистрировано скачком

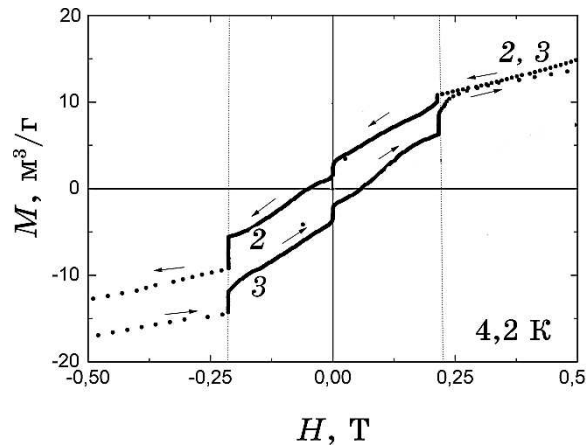


Рис. 8. Пороговые сингулярности изотерм *2, 3* вблизи нулевого магнитного поля и на границе, разделяющей фазу с топологическим порядком и поляризованную фазу, в процессе намагничивания–размагничивания $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в интервале полей $H = \pm 75$ кЭ при 4,2 К.⁸

dc -намагниченности вблизи нулевого магнитного поля (рис. 6). Из рисунка 6 также видно, что с ростом поля в интервале магнитных полей $0 \leq H \leq 2$ кЭ на исходной изотерме 1 формируется характерная для КСЖ сингулярность в виде ступеньки намагниченности, которая накладывается на более быстрый рост намагниченности для $H > 2$ кЭ. Согласно [1, 11], появление такой ступеньки намагниченности может быть вызвано пороогообразным переходом КСЖ в режим с ненулевым магнитным порядком типа фазы с топологическим порядком и сопровождается появлением щели в спектре вихревых магнитных возбуждений квантовой спиновой жидкости. Дальнейший рост намагниченности привёл к скачку dc -намагниченности $M(H)$ на исходной изотерме 1 вблизи критического значения $H_{c1} \cong 23$ кЭ (рис. 7). Можно предположить, что скачок намагниченности на исходной изотерме намагничивания $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ соответствует предсказанному в работе [12] переходу первого рода от фазы с топологическим порядком в поляризованную фазу. Дальнейший рост напряжённости поля до 75 кОе не сопровождался появлением новых особенностей на изотерме 1. В ходе процесса размагничивания $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ -образца, представленного на рис. 8 в виде изотермы 2, переход из поляризованной фазы в фазу с топологическим порядком происходит скачком при критическом значении $H_{c2} \cong 2,4$ кЭ и сопровождается резким падением намагниченности.

В работе [12] было получено, что в полях с напряжённостями $H < H_c$ вихри отсутствуют, что указывает на существование фазы с делокализованными вихрями. Наличие такого состояния предполагает существование энергетической щели в спектре вихревых возбуждений. В результате топологического фазового перехода в полях $H \geq H_c$ появляются вихри вследствие их конденсации. Авторы предполагают существование двух видов индуцированных полем вихрей с различными критическими полями их конденсации. В рамках абелиановской теории Z_2 -калибровки, напряжённость критического поля H_c конденсации вихрей равна щели в спектре одиночных вихрей. В неабелиановском калибровочном поле величина щели одиночного вихря значительно больше напряжённости критического поля. Эта разница вызвана тем, что в пределе высокой плотности неабелиановских вихрей энергия кора индуцированного одиночного вихря значительно меньше энергии кора изолированных абелиановских вихрей с малой плотностью. В пределе высокой плотности индуцированных полем неабелиановских вихрей происходит сильный рост квантовых флуктуаций. Таким образом, обнаруженную нами существенную разницу в критических полях H_{c1} и H_{c2} индуцированных полем фазовых переходов и величине скачков намагниченности $M(H)$ на рис. 7–9, по-видимому, можно объяснить в рам-

ках теории фазового перехода локализации–делокализации индуцированных полем вихрей значительным отличием плотности квазидвумерных вихрей в ab -плоскостях $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ на трёх последовательных этапах намагничивания образцов в пределах слабого и сильного внешнего магнитного поля.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, в $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ при температурах ниже 42 К в нулевом магнитном поле реализуется квазидвумерное основное состояние спинов марганца, подобное хорошо известному в литературе неупорядоченному состоянию магнитных моментов типа бесщелевой Z_2 -спиновой жидкости. Для этого состояния характерно существование в системе спинов короткодействующего ближнего порядка NN-типа. Это приводит к образованию в образце изолированных пар магнитных моментов (спинов), сильно связанных анизотропным ферромагнитным обменом китаевского типа. С ростом напряжённости внешнего dc -магнитного поля в $\text{Gd}_{0,55}\text{Sr}_{0,45}\text{MnO}_3$ происходит скачкообразный переход квантовой спиновой жидкости вблизи поля $H = 0$ Э в фазу с топологическим порядком ансамбля спинов марганца с относительно низкой плотностью $2D$ -вихрей в базисных ab -плоскостях. При дальнейшем росте напряжённости магнитного поля обнаружен фазовый переход первого рода вблизи критического значения $H_{c1} \cong 23$ кЭ в поляризованную фазу с высокой плотностью $2D$ -вихрей. В изотермах намагниченности, измеренных в интервале полей ± 75 кЭ при 4,2 К, обнаружен сильный гистерезис скачков намагниченности, вызванный особенностями процесса локализации–делокализации квазидвумерных вихрей, индуцированных в КСЖ внешним магнитным полем при наличии структурного беспорядка, управляющего конденсацией $2D$ -вихревых пар.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА–REFERENCES

1. A. Kitaev, *Ann. Phys. (N.Y.)*, **321**: 2 (2006).
2. J. Chaloupka, G. Jackeli, and G. Khaliullin, *Phys. Rev. Lett.*, **105**: 027204 (2010).
3. Y. Singh and P. Gegenwart, *Phys. Rev. B*, **82**: 064412 (2010).
4. X. Liu, T. Berlijn, W.-G. Yin, W. Ku, A. Tswelik, Y.-J. Kim, H. Gretarsson, Y. Singh, P. Gegenwart, and J.P. Hill, *Phys. Rev. B*, **83**: 220403 (R) (2011).
5. T. Vojta and J. Schmalian, *Phys. Rev. B*, **72**: 045438 (2005).
6. A. W. Sandvik, *Phys. Rev. Lett.*, **96**: 207201 (2006).
7. J. G. Cheng, G. Li, L. Balicas, J. S. Zhou, J. B. Goodenough, Cenke Xu, and H. D. Zhou, *Phys. Rev. Lett.*, **107**: 197204 (2011).
8. A. van Rynbach, S. Todo, and S. Trebst, *Phys. Rev. Lett.*, **105**: 146402 (2010).
9. A. J. Willans, J. T. Chalker, and R. Moessner, *Phys. Rev. Lett.*, **104**: 237203

(2010).

10. A. J. Willans, J. T. Chalker, and R. Moessner, *Phys. Rev.*, **84**: 115146 (2011).
11. R. Schaffer, S. Bhattacharjee, and Y. B. Kim, *Phys. Rev. B*, **86**: 224417 (2012).
12. H. C. Jiang, Z. C. Gu, X. L. Qi, and S. Trebst, *Phys. Rev. B*, **83**: 245104 (2011).

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

¹ **Fig. 1.** Temperature dependences of the magnetic susceptibility $\chi_{ac}(T)$ measured for $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ceramics in a measuring ac magnetic field $h = 17$ Oe on frequencies of 1 and 7 kHz.

² **Fig. 2.** Isotherms of magnetization 1, 2, 3 for $(\text{Sm}_{0.5}\text{Gd}_{0.5})_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ceramic sample at 4.2 K.

³ **Fig. 3.** Isotherms of magnetization for $(\text{Sm}_{1-y}\text{Gd}_y)_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ceramic samples with Gd concentration $y = 0.5, 0.6$ and 0.7 at 4.2 K.

⁴ **Fig. 4.** Temperature dependences of a magnetic susceptibility $\chi_{ac}(T)$ measured for $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ceramics in a measuring ac magnetic field $h = 17$ Oe on frequencies of 1 and 7 kHz.

⁵ **Fig. 5.** Isotherms of magnetization 1, 2, 3 measured at step-by-step changes of a static magnetic field in an interval ± 75 kOe for $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ceramic sample at 4.2 K.

⁶ **Fig. 6.** Threshold singularity of an initial isotherm of magnetization (1) for sample $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ close to $H = 0$ T caused by density jump for 2D vortex pairs induced by a dc magnetic field in a gapless quantum spin liquid at 4.2 K.

⁷ **Fig. 7.** Threshold singularity of an initial isotherm of magnetization (1) for sample $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ near to critical value of magnetic field $H_{c1} \cong 23$ kOe caused by density jump for 2D vortex pairs in a phase with topological order at their condensation.

⁸ **Fig. 8.** Threshold singularities of isotherms 2, 3 near to a zero magnetic field and on the boundary dividing the phase with topological order and the polarized phase in the course of magnetization–demagnetization of $\text{Gd}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ sample in the range of fields $H = \pm 75$ kOe at 4.2 K.