

05,11

## Эволюция квантования Ландау спектра спиновых пар в слабом мотовском диэлектрике $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ со спиновой поверхностью Ферми с ростом температуры и напряженности магнитного поля

© Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ,  
Киев, Украина

E-mail: metatem@ukr.net

Поступила в Редакцию 18 января 2021 г.

В окончательной редакции 18 января 2021 г.

Принята к публикации 21 января 2021 г.

При измерениях температурных зависимостей намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в интервале температур 4.2–100 К обнаружена пороговая особенность намагниченности вблизи температуры  $T_d \cong 50$  К, связанная с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов, характерной для слабого мотовского диэлектрика. Рост напряженности  $H$  внешнего магнитного поля приводит к подавлению диэлектрической псевдощели  $\Delta_e$ , росту плотности состояний свободных носителей заряда/спина на  $E_F$  и трансформации фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности. В интервале температур 4.2–12 К найдено квантование спектра пар низкоэнергетических магнитных возбуждений  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости в виде композитных квазичастиц спион-калибровочное поле. Формирование непрерывного спектра возбуждений квантовой спиновой жидкости в режиме „слабых магнитных полей“  $H = 100$  Ое, 350 Ое, 1 кОе. объяснено в рамках моделей квантования Ландау спектра композитных квазичастиц с дробными значениями фактора  $\nu$  заполнения трех перекрывающихся зон Ландау. В режиме „сильного внешнего магнитного поля“  $H = 3.5$  кОе обнаружены новые квантовые осцилляции температурных зависимостей намагниченности несжимаемой жидкости спионов в виде трех узких ступенек (плато), соответствующих полному заполнению спинонами неперекрывающихся зон Ландау с целочисленными значениями фактора заполнения.

**Ключевые слова:** мотовский диэлектрик,  $Z_2$  квантовая спиновая жидкость, квазичастицы спион-калибровочное поле, спиновая поверхность Ферми, спионные пары, квантовые осцилляции намагниченности, уровни Ландау.

DOI: 10.21883/FTT.2021.05.50814.006

### 1. Введение

Широкое обсуждение неупорядоченных состояний типа квантовых спиновых жидкостей с энергетической щелью впервые возникло при изучении необычных магнитных свойств мотовских диэлектриков. В работе Сачдева [1] были исследованы в рамках однозонной хаббардовской модели квантовые фазы и фазовые переходы в мотовском диэлектрике, который имеет неустойчивость к упорядочению спинов или зарядов. В случае слабого отталкивания  $U$  между электронами, основным состоянием системы свободных носителей заряда является металл, который можно описать общепринятыми моделями Ферми жидкости. В то же время, в случае большой энергии отталкивания  $U/|t_{ij}| \gg 1$  основным состоянием электронов, является мотовский диэлектрик с одним электроном на элементарную ячейку, локализованным на  $i$  или  $j$  узлах кристаллической решетки. В работе использовался гейзенберговский спиновый гамильтониан с АФМ обменным взаимодействием  $J_{ij} = 4t_{ij}^2/U$  между спинами локализованных электронов  $S_i, S_j$  со спином  $S = 1/2$ . В рамках расширенной гейзенберговской мо-

дели был рассмотрен фазовый переход от обычного металлического состояния к состоянию мотовского диэлектрика. Рассмотрена металлическая Ферми жидкость в модели Хаббарда с гамильтонианом  $H_U$ , которая характеризуется поверхностью Ферми для квазичастиц с зарядом  $\pm e$  и спином  $S = 1/2$ . Постулируется переход Мотта из металлического состояния к диэлектрику, в котором заряд и спин квазичастиц разделен и фантом поверхности Ферми сохраняется. Возбуждения квазичастиц несут спин  $S = 1/2$ , но не заряд и называются фермионными спинонами. Предполагается, что оператор аннигиляции электронов можно представить в виде произведения  $c_\alpha = b f_\alpha$  заряженного бозона  $b$  и нейтрального фермиона со спином  $S = 1/2$  (спинона). В этом случае увеличение энергии отталкивания квазичастиц с ростом  $U$  может привести к переходу сверхтекучих бозонов к мотовскому диэлектрику согласно бозе-хаббардовской модели. Сверхтекучая фаза  $b$  бозонов является состоянием реальной металлической Ферми жидкости. При этом  $f_\alpha$  поверхность Ферми описывает обычный металл. Однако мотовский диэлектрик для бозонов остается мотовским диэлектриком и для электронов с щелью

для всех заряженных возбуждений. При определенных условиях спиновая поверхность Ферми  $f_\alpha$  сохраняется в этом диэлектрике и описывает континуум бесщелевых нейтральных спиновых возбуждений. Неустойчивости спиновой поверхности Ферми при  $q_{spinon} = 2k_F$  могут сопровождаться экзотическими фазовыми превращениями в этом диэлектрическом состоянии [2–4].

Ранее в рамках модели среднего поля было установлено существование фазы квантовой спиновой жидкости (КСЖ) с топологическим параметром порядка  $\chi_{i,j}$ , который генерирует поток [5–9]. Фермионы, описываемые гамильтонианом  $H_{mean}$ , ведут себя так, как если бы они двигались в магнитном поле. Когда поток строго соразмерен с плотностью фермионов (что соответствует одному фермиону на узел), целое число уровней (зон) Ландау будет полностью заполнено. В этом случае, газ фермионов становится несжимаемым, так как возникает конечная щель между уровнями Ландау (LL). При этом, флуктуации плотности фермионов отсутствуют. Возникновение этого необычного квантованного состояния фермионов в КСЖ сопровождается спонтанным нарушением симметрии инверсии времени и четности. Соответствующие состояния системы спинов названы киральными спиновыми состояниями. Управляемые калибровочным „магнитным“ полем  $b$  фермионы в рамках теории киральной спиновой жидкости существуют в спектре возбуждений КСЖ в виде квантованного газа спинов с  $S = 1/2$  даже при наличии сильных флуктуаций калибровочного поля. Предполагается, что квантование газа спинов с  $S = 1/2$  калибровочным магнитным полем подобно квантованию 2D электронного газа в сильном магнитном поле, хорошо известному в литературе как квантовый эффект Холла (QHE). „Эффект Холла“ в этом случае состоит в том, что „электрическая“ компонента калибровочного поля  $a_\mu$  индуцирует ток фермионов  $j_x = \sigma_{xy} e_y$  в направлении поперечном направлению „магнитной“ компоненты  $b$  калибровочного поля, где  $\sigma_{xy}$  — холловская проводимость,  $e_i = \partial_0 a_i - \partial_j a_0|_{i=x,y}$  — „электрическое“ поле, а „магнитное“ поле  $b = \partial_x a_y - \partial_y a_x$ . Существует мнение, что холловская проводимость заполненной зоны фермионов квантуется полем  $b$  как целое число умноженное на  $1/2\pi$ . Можно изменять плотность управляемых фермионов в киральной спиновой жидкости без создания фермионов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне. Для этого достаточно медленного изменения направления (поворота) „магнитного“ потока  $\Phi = \int d^2x \cdot b$  калибровочного поля  $a_\mu$ , вызванного внешними воздействиями. Вращение потока индуцирует круговое „электрическое“ поле  $e_\theta$ , которое в свою очередь генерирует ток управляемых фермионов в радиальном направлении благодаря  $\sigma_{xy}$ . Таким образом, происходит накопление заряда вблизи „магнитного“ потока  $\Phi$ . Было показано, что полное число индуцированных изменением потока  $\Phi$  фермионов равно  $N = -\sigma_{xy} \Phi = -\Phi/\pi$ . Таким образом, изменяя поток  $\Phi$  можно управлять заполнением зон Ландау фермионами.

Экспериментальное открытие квантования холловской проводимости 2D электронного газа в сильном магнитном поле при исследовании двумерных электронных слоев в гетероструктурах GaAs–Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As при низких температурах [10,11] вызвало большой интерес теоретиков к этой проблеме [12,13]. Было показано, что холловская проводимость двумерного газа невзаимодействующих электронов в однородном магнитном поле перпендикулярном плоскости образцов является кратным числом  $e^2/h$ , если  $E_F$  лежит в щели между LL даже при наличии хвостов плотности состояний соседних LL на  $E_F$ . Согласно [14], квантование холловского сопротивления  $\rho_{xy} = h/\nu e^2$  при рациональных значениях фактора заполнения  $\nu$  и драматическое падение сопротивления  $\rho_{xx}$  при этом можно просто объяснить если предположить, что 2D-газ электронов в сильном перпендикулярном магнитном поле не имеет бесщелевых возбуждений (не имеет диссипации энергии) в том случае, когда фактор заполнения LL становится равным одному из квантовых значений  $\nu$ . В простейшем случае ранних экспериментов [10], фактор заполнения LL принимал несколько целочисленных значений (целочисленный QHE), тогда как согласно результатам [11] фактор заполнения принимал серию дробных квантовых значений  $\nu$  с нечетными знаменателями, что соответствует дробному квантовому эффекту Холла (FQHE).

Согласно модели Лафлина [15] в случае FQHE с  $\nu = 1/m$  (где  $m$  — нечетное целое число) возможно образование основного состояния квантованного газа 2D-электронов типа несжимаемой квантовой жидкости, состоящей из квазичастиц в виде вихрей. Вихрь не может быть локализованным в области меньшей чем область занимаемая квазичастицами. Квазидвумерные вихри действуют как квантованные источники „магнитного потока“  $\phi = 2\pi$  на одну квазичастицу. Это означает, что если элементарный вихрь, несущий „заряд“  $\pm 1$ , движется по замкнутой кривой, то его волновая функция имеет суммарную фазу, соответствующую среднему числу частиц, охваченных траекторией его движения. Эта суммарная фаза характеризует величину „вихрения“ квантовой жидкости в пределах контура, охваченного траекторией движения вихря [16]. Волновые функции 2D-вихрей в квантовой жидкости в моделях [15,16] подобны состояниям газа 2D-электронов в сильном магнитном поле. В работе [17] были приведены несколько моделей, в которых были использованы представления о композитных квазичастицах с дробной статистикой для описания FQHE в квантовых жидкостях. Согласно [17], волновые функции вихрей в квантовых жидкостях эквивалентны нижайшим состояниям LL заряженных частиц в магнитном поле. Таким образом, FQHE в квантовой несжимаемой жидкости можно смоделировать, используя композитные квазичастицы с „дробной статистикой“ в виде несущих магнитный поток заряженных бозонов, занимающих нижайший уровень Ландау. Число состояний на LL для бозонных частиц несущих заряд  $q_\alpha$ , равно  $d_\alpha = q_\alpha \Phi / 2\pi$ , где  $\Phi$  — полный поток через систему.

Для объяснения FQHE в квантовых жидкостях была использована также хорошо известная модель анионов. Концепция „анионов“ или композитных квазичастиц с „дробной статистикой“ в 2D-системах [18] является предметом интенсивного изучения теоретиков последние сорок лет и нашла применение в модели Гальперина дробного квантового эффекта Холла [19] и модели Лафлина „анионной сверхпроводимости“ [20]. Различные модели FQHE с использованием анионов базируются на представлении о заряженной трубке спонтанного вихревого магнитного потока  $\Phi$ , проходящего через элементарную плоскую площадку. Анионы с произвольным статистическим параметром  $\theta_\alpha$  моделируются в виде заряженной трубки потока с величиной  $q_\alpha \phi_\alpha = \theta_\alpha$ , где  $\phi_\alpha$  — поток через элементарную площадку,  $q_\alpha$  — величина заряда, вращающегося вокруг ядра потока.

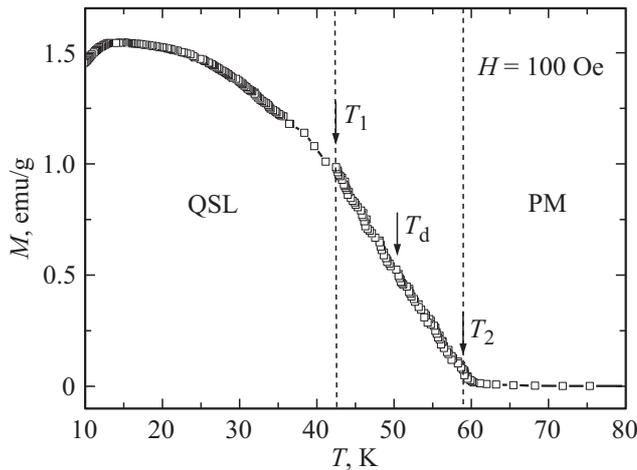
Ранее нами были обнаружены характерные признаки сосуществования в фрустрированных манганитах  $\text{La}_{1-y}\text{Sm}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $\delta \sim 0.1$ ,  $y = 0.85, 1.0$ ) при температурах ниже 60 К нанофаз спиновой, электрон-дырочной и сверхпроводящей квантовых жидкостей [21,22] в слабом внешнем магнитном поле. Было также показано [23], что обнаруженные впервые в ZFC-режиме измерений два острых пика намагниченности  $M(T)$ , различной интенсивности при близких температурах  $T_1$  и  $T_2$  чуть выше критической температуры  $T_c$  фазового перехода в когерентное сверхпроводящее состояние соответствуют расходимости Линдхарда  $\chi_L(q_{nest})$  температурной зависимости парамагнитной восприимчивости страйпподобных 1D электрон/спиновых корреляций модулированных с волновыми векторами  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} = 2k_{F2}$ . Появление и эволюция особенностей намагниченности с ростом поля объяснены формированием в  $ab$ -плоскостях при полном нестинге электродырочных участков поверхности Ферми пространственной модуляции электронных и магнитных свойств в виде фрагментов двух флуктуирующих квазиодномерных волн зарядовой/спиновой плотности несоразмерных с кристаллической решеткой с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel a$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel b$ -направлениям. Предполагается, что сильная зависимость намагниченности флуктуирующих 1D ВЗП/ВСП корреляций от внешних воздействий вызвана непосредственной близостью свойств образцов к квантовой критической точке. В данной работе детально исследованы температурные зависимости намагниченности  $M(T)$  образцов фрустрированных манганитов  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в области низких температур 4.2–12 К, полученные в dc магнитных полях 100 Ое, 350 Ое, 1 кОе и 3.5 кОе в FC-режиме измерений. Были обнаружены осцилляции „сверхнамагниченности“ образцов, форма и интенсивность которых сильно менялась с ростом температуры и напряженности внешнего магнитного поля. Дано качественное объяснение необычного явления в рамках моделей квантования Ландау непрерывного спектра низкоэнергетических возбуждений квантовой спиновой жидкости со спионной поверхностью Ферми в слабом мотовском диэлектрике.

## 2. Методика эксперимента

Образцы самодопированных манганитов  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $\delta \sim 0.1$ ) были получены из высокочистых окислов лантана, самария и электролитического марганца, взятых в стехиометрическом соотношении. 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  $\text{NiK}_{\alpha1+\alpha2}$ . Симметрия и параметры кристаллической решетки определялись по положению и характеру расщепления рефлексов псевдокубической решетки типа перовскита. Измерения температурных зависимостей намагниченности образцов производились на вибрационном магнитометре VSM EGG, Princeton Applied Reserch и непромышленном магнитометре в постоянных магнитных полях 100 Ое, 350 Ое, 1 кОе и 3.5 кОе. Температурные зависимости намагниченности были получены в FC-режиме измерений, при котором образцы предварительно охлаждались в измерительном поле до 4.2 К с последующим их нагревом до 100 К.

## 3. Экспериментальные результаты

На рис. 1–4 показана эволюция пороговой особенности температурных зависимостей намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  с ростом напряженности  $H$  внешнего магнитного поля вблизи температуры  $T_d \cong 50$  К, связанной с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов характерной для слабого мотовского диэлектрика. Как видно из рис. 1, в магнитном поле  $H = 100$  Ое вблизи 50 К наблюдается четко выраженная пороговая особенность  $M(T)$  в виде резкого линейного падения намагниченности квантовой спиновой жидкости с ростом температуры до нуля вблизи 60 К, вызванная уменьшением плотности спиновых состояний на уровне Ферми. Согласно [2–4], такое поведение намагниченности связано с неустойчивостью спионной поверхности Ферми в слабом мотовском диэлектрике при  $q_{spinon} = 2k_F$ , которая приводит к расширенному линейному уменьшению плотности спионов на поверхности Ферми с ростом их кинетической энергии. Как показано на рис. 1, линейное падение плотности квазичастиц на спионной поверхности Ферми с ростом температуры происходит вблизи средней температуры  $T_d \cong 50$  К в относительно узком интервале температур  $T_1 < T < T_2$  порядка 15 К с граничными температурами  $T_1 \cong 42$  К и  $T_2 \cong 58$  К, совпадающими со значениями температур двух острых пиковых особенностей намагниченности  $M(T)$  разной интенсивности, обнаруженных нами ранее в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в ZFC-режиме измерений [23].

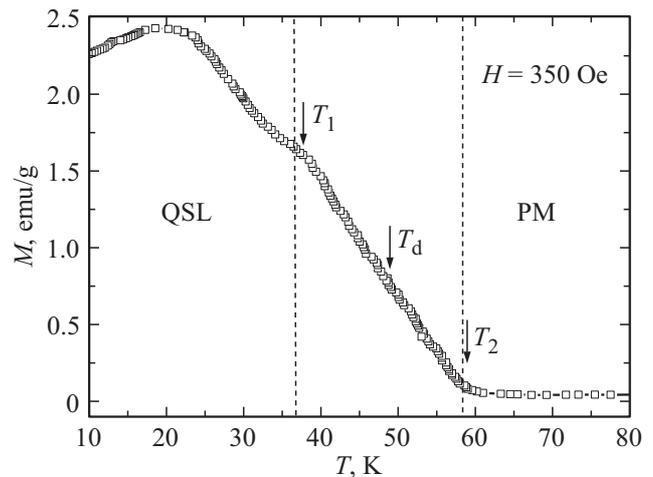


**Рис. 1.** Пороговая особенность температурной зависимости намагниченности КСЖ в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в магнитном поле  $H = 100$  Ое в виде линейного падения намагниченности к нулю с ростом температуры вблизи средней температуры  $T_d \cong 50$  К в интервале температур  $\Delta T = T_1 - T_2 \cong 15$  К, связанная с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов, характерной для слабого мотовского диэлектрика со спиновой поверхностью Ферми. Стрелками отмечены изгибы  $M(T)$ , вызванные формированием в  $ab$ -плоскостях вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$  наномасштабных 1D электрон/спиновых корреляций в виде фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности с волновыми векторами  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} = 2k_{F2}$  несоизмерных с кристаллической решеткой. Фазовый переход спинов Mn из парамагнитного состояния к состоянию  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости с топологическим порядком происходит при температурах ниже 60 К.

Кроме предсказанного ранее моделями [3,4] линейного уменьшения плотности спинов на поверхности Ферми вблизи  $T_d$ , нами обнаружены вблизи граничных температур  $T_1$  и  $T_2$  две новые  $s$ -образные особенности температурной зависимости намагниченности разной интенсивности, связанные с появлением при температурах ниже 60 К пространственной модуляции электронных и магнитных свойств образца в виде флуктуирующих квазиодномерных фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности, несоизмерных с кристаллической решеткой [23]. С ростом напряженности магнитного поля до значения  $H = 350$  Ое пороговая особенность намагниченности вблизи 50 К сохраняется, но ширина перехода увеличивается до 20 К и происходит рост  $s$ -образной особенности вблизи  $T_1$  (рис. 2). Дальнейшее увеличение магнитного поля до значения  $H = 1$  кОе привело к существенному расширению пороговой особенности до 30 К и росту  $s$ -образных особенностей вблизи  $T_1$  и  $T_2$  (рис. 3). Значительное увеличение ширины пороговой особенности намагниченности с ростом  $H$  можно объяснить сильным ростом квантовых заряд/спиновых флуктуаций, вызванным приближением КСЖ к бикритической точке фазовой диаграммы построенной в [3,4]. Рост напряженности внешнего магнитного поля до значения

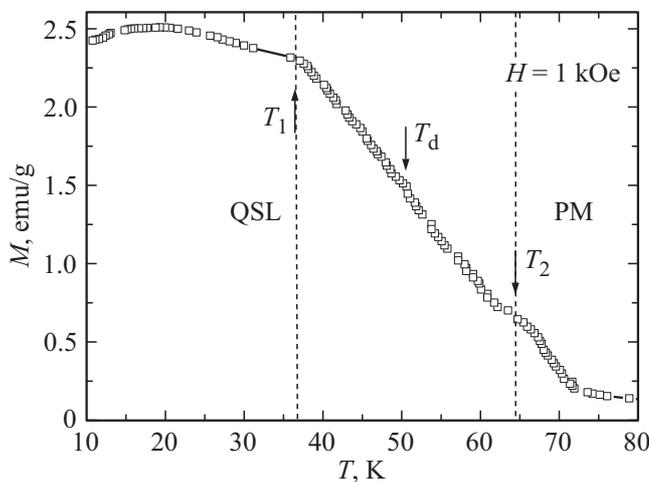
$H = 3.5$  кОе привел к исчезновению особенностей температурной зависимости намагниченности (рис. 4), что можно объяснить размазыванием пороговой и  $s$ -образных особенностей  $M(T)$  вблизи  $T_d \cong 50$  К гигантскими квантовыми флуктуациями вблизи мотовского фазового перехода диэлектрик–металл.

Согласно рис. 5, в магнитном поле  $H = 100$  Ое в образце  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в интервале температур 4.2–9.5 К наблюдается непрерывный спектр тепловых возбуждений пар спинов в виде периодических сдвоенных узких пиковых особенностей температурных зависимостей сверхнамагниченности вблизи средних температур  $T_1 \cong 4.6$  К,  $T_2 \cong 6$  К и  $T_3 \cong 7.5$  К разделенных интервалом  $\Delta T \cong 1.5$  К, которые накладываются на квазилинейное (экспоненциальное) падение намагниченности образца при  $T \rightarrow 0$ . Это позволило разделить непрерывный континуум тепловых возбуждений намагниченности на узкие зоны  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  с характерными для каждой из них особенностями намагниченности. Согласно рис. 6, симметричный узкий дублет намагниченности вблизи средней температуры  $T_1 \cong 4.6$  К шириной  $\sim 1$  К имеет плоскую вершину

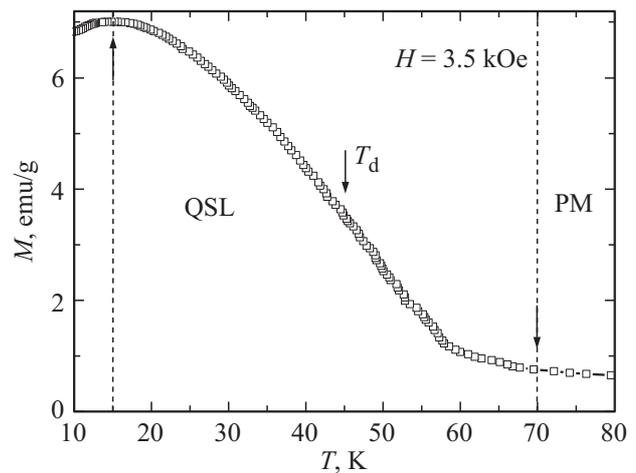


**Рис. 2.** Пороговая особенность температурной зависимости намагниченности квантовой спиновой жидкости в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в магнитном поле  $H = 350$  Ое в виде линейного падения намагниченности к нулю с ростом температуры вблизи средней температуры  $T_d \cong 50$  К, связанная с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов, характерной для слабого мотовского диэлектрика со спиновой поверхностью Ферми. С ростом поля до значения  $H = 350$  Ое происходит расширение интервала пограничных температур  $\Delta T = T_1 - T_2 \cong 20$  К, вызванное ростом квантовых заряд/спиновых флуктуаций вблизи  $T_d$ . Стрелками отмечены  $s$ -образные особенности намагниченности, вызванные формированием в  $ab$  плоскостях вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$  наномасштабных 1D электрон/спиновых корреляций в виде фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности с волновыми векторами  $q_{nest1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest2} = 2k_{F2}$ . В магнитном поле  $H = 350$  Ое наблюдается значительное увеличение интенсивности волны зарядовой/спиновой плотности вблизи температур  $T_1 \cong 35$  К.

с небольшим провалом вблизи  $T_1$ , что соответствует суперпозиции двух перекрывающихся пиков равной интенсивности. Хорошо известно, что подобные парные возбуждения возникают в разупорядоченных 1D-цепочках спинов с гейзенберговским АФМ-обменом между ближайшими и вторыми соседями [1,2], а также в фазе 2D дробной RVB квантовой спиновой жидкости [3,4] в виде пар связанных слабым взаимодействием спинов с близкими значениями волновых векторов. С ростом температуры, форма и ширина сдвоенных пиков существенно изменяется. Как показано на рис. 7, рост температуры образца сопровождается сглаживанием плоской вершины дублета намагниченности вблизи температуры  $T_3 \cong 7.5$  К и появлением широкого хвоста намагниченности. Это приводит к формированию асимметричного



**Рис. 3.** Пороговая особенность температурной зависимости намагниченности квантовой спиновой жидкости в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в магнитном поле  $H = 1$  кОе в виде линейного падения намагниченности к нулю с ростом температуры вблизи средней температуры  $T_d \cong 50$  К, связанная с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов, характерной для слабого мотовского диэлектрика со спионной поверхностью Ферми. С ростом поля до значения  $H = 1$  кОе происходит расширение интервала пограничных температур  $\Delta T = T_1 - T_2 \cong 30$  К, вызванное дальнейшим ростом квантовых заряд/спиновых флуктуаций вблизи  $T_d$ . Стрелками отмечено формирование при температурах  $T_1 \cong 35$  К и  $T_2 \cong 65$  К двух  $s$ -образных особенностей намагниченности  $M(T)$  равной интенсивности, вызванных формированием в  $ab$ -плоскостях вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$  наномасштабных 1D электрон/спиновых корреляций в виде фрагментов волн зарядовой/спиновой плотности с волновыми векторами  $q_{nest 1} = 2k_{F1}$  и  $q_{nest 2} = 2k_{F2}$ . Формирование двух интенсивных волн зарядовой/спиновой плотности с ростом напряженности внешнего магнитного поля сопровождается „размазыванием“ зависимости намагниченности от температуры: 1) пиковая особенность намагниченности  $M(T)$  вблизи 20 К существенно расширяется; 2) фазовый переход спинов Mn из парамагнитного состояния к состоянию  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости с топологическим порядком происходит при значительно более высокой температуре 70 К.

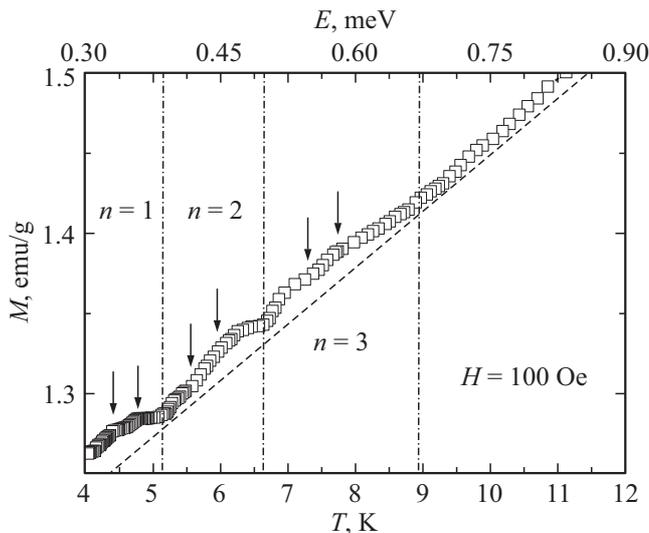


**Рис. 4.** Подавление особенностей температурной зависимости намагниченности квантовой спиновой жидкости в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в магнитном поле  $H = 3.5$  кОе, вызванное близостью системы к мотовскому фазовому переходу диэлектрик–металл. Приближение системы заряд–спин к мотовской критической точке с ростом напряженности магнитного поля до значения  $H = 3.5$  кОе сопровождается сильным ростом магнитных квантовых флуктуаций о чем свидетельствуют драматические изменения формы температурной зависимости намагниченности образца  $M(T)$  в интервале температур 10–80 К: 1) отсутствует характерная пороговая особенность  $M(T)$  вблизи средней температуры  $T_d$  в виде линейного падения намагниченности к нулю с ростом температуры; 2) отсутствуют  $s$ -образные особенности намагниченности вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$ ; 3) магнитный фазовый переход из парамагнитной фазы в диэлектрическую фазу  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости „размазан“ в более широком интервале температур  $15 \text{ К} \leq T \leq 70 \text{ К}$ .

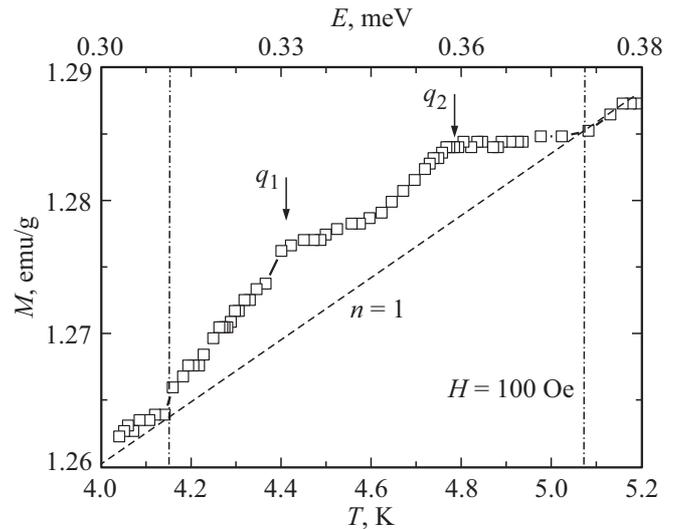
узкого дублета намагниченности в интервале температур 6.5–8.5 К.

Как видно из рис. 8–10, рост магнитного поля до значения  $H = 350$  Ое приводит к незначительному повышению энергии непрерывного континуума тепловых возбуждений спинов. Сдвоенные пиковые особенности намагниченности расположены вблизи средних температур  $T_1 \cong 5$  К,  $T_2 \cong 6.7$  К и  $T_3 \cong 8.5$  К, разделенных температурным интервалом  $\Delta T \cong 1.7$  К. Спектр возбуждений размазан в более широком интервале температур 4.2–12 К. Легко заметить также изменения формы спектра с ростом поля. В поле  $H = 350$  Ое в зоне с номером  $n = 1$  спектр состоит из двух слабых хорошо разрешенных острых пиков равной интенсивности. В зоне с номером  $n = 2$  с ростом  $H$  произошло выравнивание интенсивностей возбуждения спинов с волновыми векторами  $q_1$  и  $q_2$ , что привело к более симметричному узкому дублету. Более значительные изменения температурных зависимостей намагниченности произошли с ростом магнитного поля до значения  $H = 1$  кОе (рис. 11–13). С ростом поля происходит дальнейшее формирование в интервале температур

4.2–12 К континуума возбуждений пар спинов в виде дублетов пиков намагниченности с различной степенью их разрешения. Как видно из рис. 11, 13, в магнитном поле  $\sim 1$  кОе в спектре теплового возбуждения спинов доминирует высокотемпературный дублет из двух перекрывающихся пиков намагниченности, расположенный в зоне  $n = 3$  в интервале температур  $\sim 6$ –9 К вблизи средней температуры возбуждения  $T_3 \cong 9$  К. Он существенно превосходит по интенсивности и ширине пиковые особенности намагниченности в зонах  $n = 1$  и  $n = 2$ . В сильном магнитном поле  $H = 3.5$  кОе спектр тепловых возбуждений спинов изменяется коренным образом (рис. 14). Нами впервые обнаружены экспериментально в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  квантовые осцилляции температурных зависимостей „сверхнамагниченности“ 2D газа спинов в виде трех узких ступенек (плато), соответствующих полному заполнению спинами трех уровней Ландау с конечной щелью. Как четко показано на рис. 14, характерной особенностью осциллирующей в интервале температур 4.2–8.5 К сверхнамагниченности является появление в зонах  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  эквидистантных узких пороговых особенностей шириной



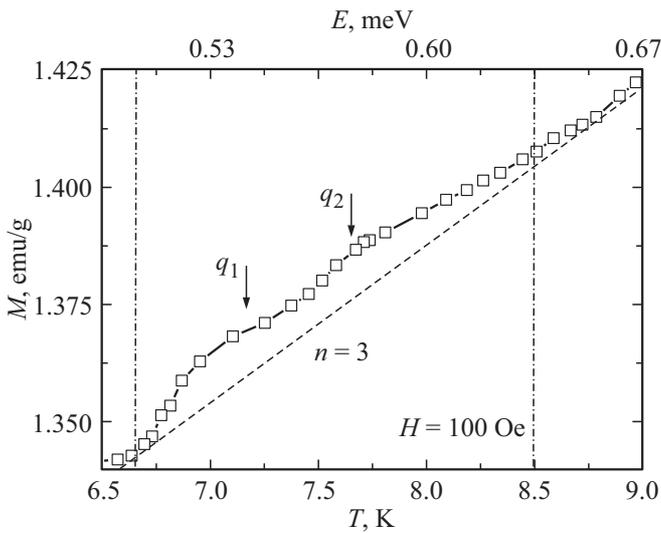
**Рис. 5.** Квантовые осцилляции температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в магнитном поле  $H = 100$  Ое в интервале температур 4.2–12 К. Наблюдается непрерывный спектр тепловых возбуждений пар спинов в виде периодических сдвоенных пиковых особенностей температурных зависимостей сверхнамагниченности вблизи средних температур  $T_1 \cong 4.6$  К,  $T_2 \cong 6$  К и  $T_3 \cong 7.5$  К разделенных интервалом  $\Delta T \cong 1.5$  К, которые накладываются на экспоненциальное падение намагниченности образца при  $T \rightarrow 0$ . Непрерывный спектр тепловых возбуждений спинов делится на зоны Ландау с номерами  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  с характерными для каждой из них пиковыми особенностями намагниченности в виде симметричного ( $n = 1$ ) и асимметричных ( $n = 2, 3$ ) дублетов с различным расщеплением  $\Delta E$  между компонентами, определяемым фактором заполнения зоны спинами. Стрелками отмечены пиковые особенности компонент дублетов в зонах Ландау.



**Рис. 6.** Симметричный дублет, состоящий из двух перекрывающихся пиков температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 1$  в магнитном поле  $H = 100$  Ое в интервале температур 4.0–5.2 К. Симметричный дублет намагниченности вблизи средней температуры  $T_1 \cong 4.6$  К шириной  $\sim 1$  К имеет двугорбую вершину с провалом вблизи  $T_1$ . Эта особенность является суперпозицией двух перекрывающихся пиков намагниченности равной интенсивности, соответствующим сильно связанным парам спинов с энергиями, отличающимися на величину  $\Delta E \cong 0.03$  меВ.

$\Delta T \cong 1$ –2 К. С ростом  $T$  высота порогов и ширина ступенек (плато) растут.

Таким образом, в фрустрированных манганитах  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в интервале температур  $4.2 \leq T \leq 12$  К в магнитных полях  $H = 100$  Ое, 350 Ое, 1 кОе, 3.5 кОе в FC-режиме измерений с ростом температуры формируется сильно дисперсный континуум динамической магнитной восприимчивости с энергией возбуждения спинов в относительно широком интервале энергий теплового возбуждения  $0 < E < 1$  меВ. В магнитных полях с  $H = 100$  Ое, 350 Ое, 1 кОе спектр имеет вид трех узких зон, состоящих из перекрывающихся сдвоенных пиковых особенностей намагниченности равной интенсивности вблизи равноудаленных температур. Это позволило разделить обнаруженный непрерывный континуум тепловых возбуждений намагниченности на узкие перекрывающиеся зоны  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  шириной  $\sim 0.08$ –0.24 меВ с характерными для каждой из них дублетами пиковых особенностей сверхнамагниченности, соответствующих неполному заполнению частично перекрывающихся зон Ландау. В магнитном поле  $H = 3.5$  кОе спектр тепловых возбуждений спинов изменяется коренным образом. Нами впервые экспериментально обнаружены в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  новые квантовые осцилляции температурных зависимостей сверхнамагниченности 2D-газа спинов в виде трех узких ступенек, соответствующих согласно литературным данным



**Рис. 7.** Симметричный дублет, состоящий из двух перекрывающихся пиков температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 3$  в магнитном поле  $H = 100$  Oe в интервале более высоких температур  $T \cong 6.5\text{--}9.0$  K. В этом интервале температур ширина пиковых компонент дублета существенно увеличивается, тогда как их расщепление  $\Delta E$  сохраняется. Это приводит к формированию симметричного дублета намагниченности в интервале температур 6.5–8.5 K с плоской вершиной вблизи средней температуры  $T_3 \cong 7.5$  K. Особенность намагниченности в зоне с номером  $n = 3$  является суперпозицией двух перекрывающихся пиков равной интенсивности, соответствующим сильно связанным парам спионов с энергиями, отличающимися на величину  $\Delta E \cong 0.03$  meV.

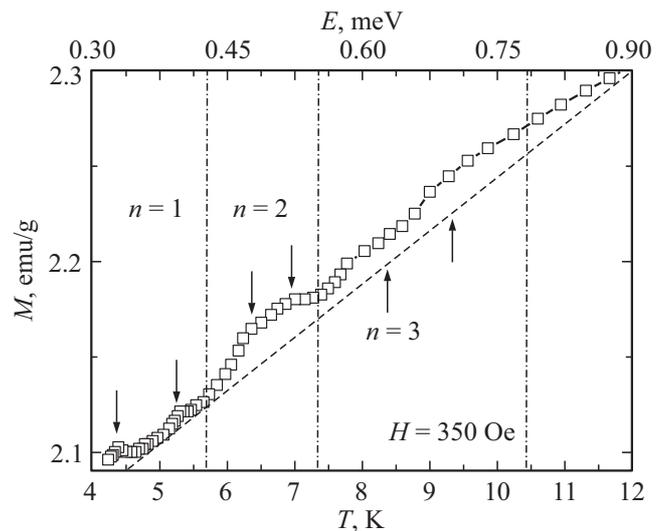
полному заполнению спионами трех зон Ландау, разделенных конечной щелью. Как четко показано на рис. 14, характерной особенностью осциллирующей в интервале температур 4.2–9 K сверхнамагниченности является появление в зонах  $n = 1, n = 2$  и  $n = 3$  периодических пороговых особенностей шириной  $\Delta E \cong 0.08\text{--}0.15$  meV с характерными узкими плато в температурной зависимости намагниченности образца. С ростом температуры высота порогов и ширина ступенек растут.

#### 4. Обсуждение экспериментальных результатов

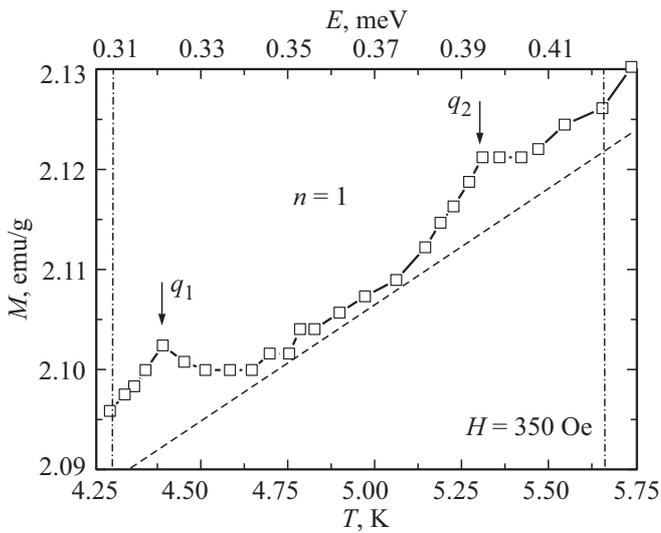
##### 4.1. Формирование состояния КСЖ со спионной поверхностью Ферми вблизи мотовского фазового перехода из металлического состояния в диэлектрическое. Механизмы образования спионных пар в слабом мотовском диэлектрике

Согласно литературным данным, существует множество различных видов КСЖ, обладающих экзотическими возбуждениями с дробными квантовыми числами и раз-

личными топологическими структурами. Это нашло отражение в многообразии моделей низкоэнергетических возбуждений различных фаз квантовых спиновых жидкостей. Характерными чертами КСЖ в слабых мотовских диэлектриках являются: 1) возможность легко перевести их в металлическое состояние слабыми внешними воздействиями; 2) существование бесщелевых спиновых возбуждений. В работе [1] постулируется переход Мотта из металлического состояния к диэлектрику, в котором заряд и спин квазичастиц разделен и фантом поверхности Ферми сохраняется. Возбуждения квазичастиц несут спин  $S = 1/2$ , но не заряд и называются фермионными спионами. Предполагается, что оператор аннигиляции электронов можно представить в виде произведения  $c_\alpha = b f_\alpha$  заряженного бозона  $b$  и нейтрального фермиона со спином  $S = 1/2$  (спиона). В этом случае увеличение энергии отталкивания квазичастиц с ростом  $U$  может привести к переходу сверхтекучих бозонов к мотовскому диэлектрику согласно бозе-хаббардовской



**Рис. 8.** Квантовые осцилляции температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в магнитном поле  $H = 350$  Oe в интервале температур 4.2–12 K. Наблюдается непрерывный спектр тепловых возбуждений пар спионов в виде периодических двоянных пиковых особенностей температурных зависимостей сверхнамагниченности в зонах Ландау с номерами  $n = 1, 2, 3$  вблизи средних температур  $T_1 \cong 5$  K,  $T_2 \cong 6.5$  K и  $T_3 \cong 9$  K, разделенных температурным интервалом  $\Delta T \cong 1.7$  K, которые накладываются на экспоненциальное падение намагниченности образца при  $T \rightarrow 0$ . С ростом напряженности внешнего магнитного поля до значения  $H = 350$  Oe существенно изменилась форма дублетов намагниченности в зонах Ландау: 1) в зоне с номером  $n = 1$  спектр состоит из двух слабых неперекрывающихся острых пиков равной интенсивности; 2) в зонах с номерами  $n = 2, 3$  с ростом магнитного поля произошло выравнивание интенсивностей возбуждения спионов с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1$  и  $\mathbf{q}_2$ ; 3) в зоне с номером  $n = 3$  ширина компонент дублета существенно возросла. Стрелками отмечены пиковые особенности дублетов в зонах Ландау.



**Рис. 9.** Симметричный дублет, состоящий из двух острых неперекрывающихся пиков температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 1$  в магнитном поле  $H = 350$  Oe в интервале температур 4.25–5.75 K. Четко выраженные острые пики равной интенсивности образуют симметричный дублет вблизи средней температуры  $T_1 \cong 5$  K. Эта особенность является суперпозицией двух неперекрывающихся острых пиков намагниченности равной интенсивности, соответствующим сильно связанным парам спинов с энергиями, отличающимися на величину  $\Delta E \cong 0.06$  meV.

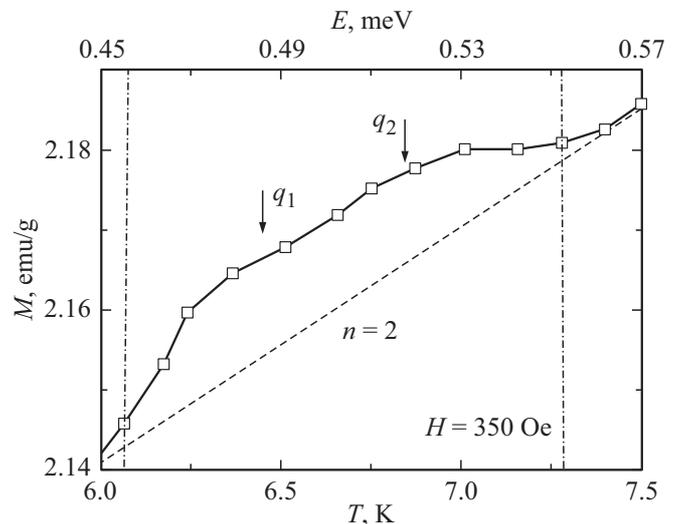
модели. Сверхтекучая фаза  $b$  бозонов является состоянием реальной металлической Ферми жидкости. При этом  $f_\alpha$  поверхность Ферми описывает обычный металл. Однако моттовский диэлектрик для бозонов остается моттовским диэлектриком и для электронов с щелью для всех заряженных возбуждений. При определенных условиях спиновая поверхность Ферми  $f_\alpha$  сохраняется в этом диэлектрике и описывает континуум бесщелевых нейтральных спиновых возбуждений. Неустойчивости спиновой поверхности Ферми при  $q_{\text{spinon}} = 2k_F$  могут сопровождаться экзотическими фазовыми превращениями в этом диэлектрическом состоянии [2–4].

В работе [2] была рассмотрена модель кольцевого спинового обмена нейтральными фермионами со спином  $S = 1/2$  на треугольной решетке с целью идентификации неустойчивости АФМ упорядоченного состояния к квантовому фазовому переходу в состояние спиновой жидкости со спиновой поверхностью Ферми в режиме умеренного кольцевого обмена. Использовался спиновый гамильтониан в виде

$$H_{\text{ring}} = J_2 \sum P_{12} + J_4 \sum (P_{1234} + P_{1234}^\dagger). \quad (1)$$

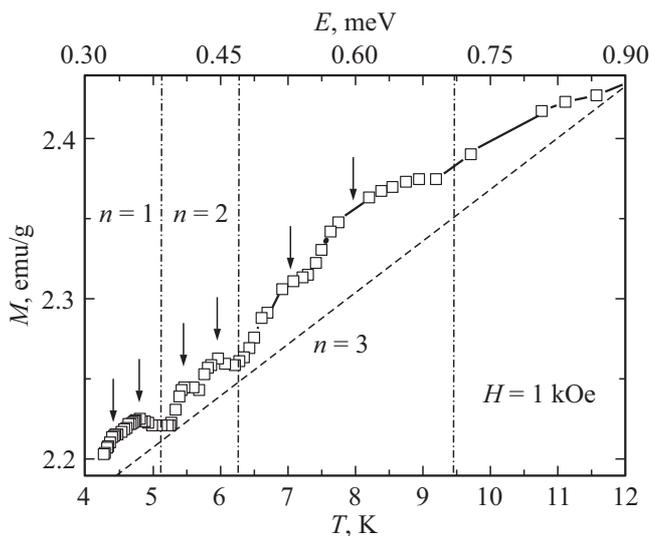
В этой модели двухспиновые обменные взаимодействия между соседними спинами  $\mathbf{S}_1$  и  $\mathbf{S}_2$  с энергией  $J_2$  сокращаются к гейзенберговским взаимодействиям  $P_{12} = P_{12}^\dagger = 2\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 + 1/2$ . Четырехспиновые кольцевые обмены с энергией  $J_4 \geq 0$  осуществляются вокруг

всех ромбов треугольной решетки. Для энергии кольцевого обмена  $J_4 = 0$  система имеет свойства обычного гейзенберговского АФМ, но с ростом  $J_4$  от нуля до значений  $J_4 \geq 0.14$  открывается щель  $\Delta$  в спектре спинов. При этом стабилизируются неупорядоченные состояния системы спинов типа щелевой квантовой спиновой жидкости со спиновой поверхностью Ферми. Особый интерес представляет режим КСЖ в узком интервале значений энергии кольцевого обмена  $0.14 \leq J_4 \leq 0.3$ , в котором обнаружены признаки существования „s-wave“ сверхпроводимости, но установить это строго в рамках используемой ограниченной модели не удалось. При дальнейшем росте энергии кольцевого обмена для значений  $J_4 \geq 0.35$  было четко установлено захлопывание спиновой щели  $\Delta$ , которое сопровождалось квантовым фазовым переходом в металлическое состояние типа обычной Ферми жидкости. Предполагается, что кольцевой обмен с положительным значением кольцевого обмена  $J_4$  вынуждает фермионы (спионы) делокализоваться насколько возможно. Он вызван простыми прыжками электронов в диэлектрической фазе, описываемой моделью Хаббарда. Эффективное описание физических свойств КСЖ со спиновой поверхностью Ферми основано на наличии тесной связи спинов с динамически генерированным калибровочным полем  $U(1)$ . Эта фаза может совмещать в себе свойства металла благодаря наличию спиновой поверхности Ферми, но сохранять при этом свойства зарядового диэлектрика и свойства

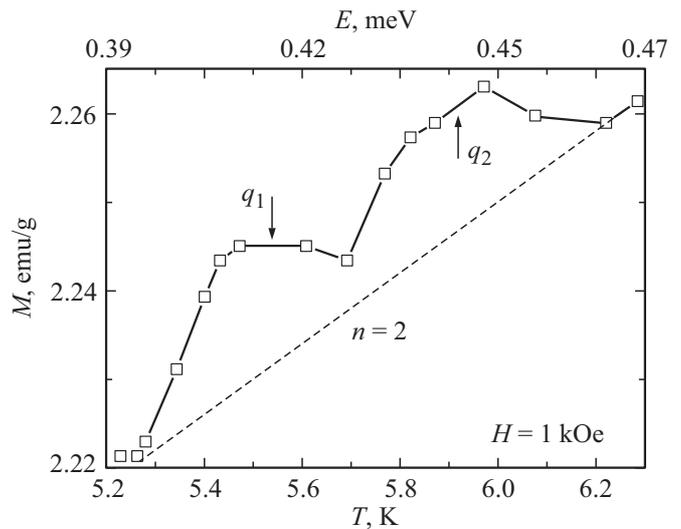


**Рис. 10.** Симметричный дублет, состоящий из двух перекрывающихся пиков температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 2$  в поле  $H = 350$  Oe в интервале температур 6.0–7.5 K. Дублет намагниченности шириной  $\sim 1.5$  K расположен вблизи средней температуры  $T_2 \cong 6.7$  K, имеет плоскую вершину с небольшим провалом вблизи  $T_2$ . Эта особенность является суперпозицией двух перекрывающихся пиков намагниченности равной интенсивности, соответствующим сильно связанным парам спинов с энергиями, отличающимися на величину  $\Delta E \cong 0.03$  meV.

не-Ферми жидкости. В работе были рассмотрены также некоторые физические свойства щелевой спиновой жидкости со спионной поверхностью Ферми. Автор считает, что в этой фазе мы имеем дело с системой фермионов — спионов, тесно связанную с динамически генерированным калибровочным полем. Как было показано ранее [24], такая система имеет необычные физические свойства мотовского диэлектрика, что может быть проверено экспериментально. Были рассмотрены некоторые термодинамические свойства мотовского диэлектрика вблизи бикритической точки. Так как в слабом мотовском диэлектрике существует спионная поверхность Ферми, то можно ожидать отсутствие в нем спиновой щели. При этом, спиновая восприимчивость  $\chi_{\text{spin}}(T)$  системы спион-калибровочное поле сохраняет конечную величину с понижением температуры до  $T = 0$ , что согласуется с экспериментальными результатами. В работе постулируется сильная связь спионов с флуктуирующим  $U(1)$  калибровочным полем. Система



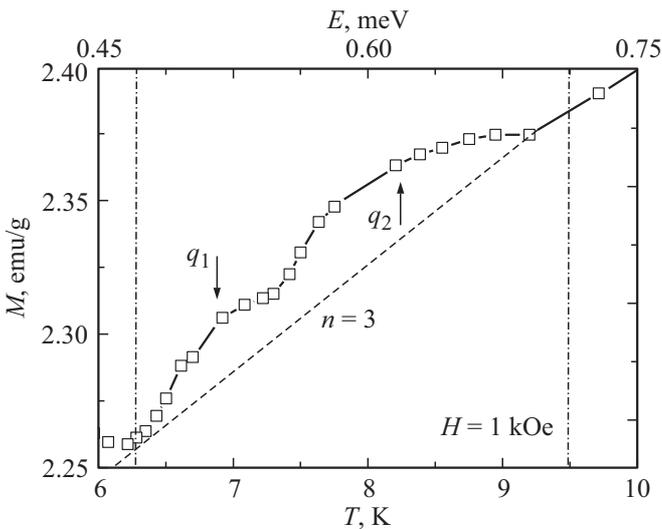
**Рис. 11.** Квантовые осцилляции температурной зависимости намагнитченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в магнитном поле  $H = 1 \text{ kOe}$  в интервале температур 4.2–12 К. Наблюдается непрерывный спектр тепловых возбуждений пар спионов в виде периодических двояных пиковых особенностей температурных зависимостей сверхнамагниченности в зонах Ландау с номерами  $n = 1, 2, 3$  вблизи средних температур  $T_1 \cong 4.7 \text{ K}$ ,  $T_2 \cong 5.7 \text{ K}$  и  $T_3 \cong 8 \text{ K}$  разделенных температурным интервалом  $\Delta T \cong 1.7 \text{ K}$ , которые накладываются на экспоненциальное падение намагнитченности образца при  $T \rightarrow 0$ . В спектре теплового возбуждения спионов доминирует расположенный в зоне  $n = 3$  асимметричный дублет из двух перекрывающихся пиков разной интенсивности вблизи средней температуры возбуждения  $T_3 \cong 8 \text{ K}$ . Этот дублет размазан в широком интервале температур  $\sim 6.2\text{--}9.5 \text{ K}$ , что составляет примерно 80% протяженности полного спектра возбуждения спионов. Он существенно превосходит по интенсивности и ширине особенности намагнитченности в зонах  $n = 1$  и 2. Стрелками отмечены пиковые особенности компонент дублетов в зонах Ландау.



**Рис. 12.** Симметричный дублет, состоящий из двух слабо перекрывающихся пиков температурной зависимости намагнитченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 2$  в магнитном поле  $H = 1 \text{ kOe}$  в интервале температур  $T \cong 5.2\text{--}6.3 \text{ K}$ . Симметричный дублет намагнитченности шириной  $\sim 1 \text{ K}$  расположен вблизи средней температуры  $T_2 \cong 5.7 \text{ K}$ , имеет сильный провал вблизи  $T_2$ . Эта особенность является суперпозицией двух неперекрывающихся пиков намагнитченности равной интенсивности, соответствующим сильно связанным парам спионов с энергиями, отличающимися на величину  $\Delta E \cong 0.03 \text{ meV}$ .

спион-калибровочное поле хорошо исследована ранее в [25–32] и может проявлять необычные физические свойства в области низких температур. Так например, предполагается появление дополнительного вклада в теплоемкость двумерной системы  $C_{\text{sing}} \sim T^{2/3}$  в области низких температур, который соответствует увеличению „энтропии спинов“, тогда как в Ферми жидкости  $C \sim T$ . Это означает, что энтропия спинов в состоянии зарядового изолятора больше чем в металлическом состоянии. Это состояние сильно отличается от антиферромагнитного или щелевого спинового изоляторов, которые имеют низкую спиновую энтропию в области низких температур. Предполагается, что с ростом температуры линия фазового перехода первого рода между фазой спиновой жидкости и металлическим состоянием сместится в сторону металлической фазы.

Так как магнитная восприимчивость системы спинов КСЖ определяется в основном ее тепловыми возбуждениями (спинонами), она становится постоянной величиной при достаточно низких температурах. Ожидается, что восприимчивость спинов в мотовском диэлектрике приближается к постоянной величине при понижении температуры к нулю согласно соотношению  $\chi_{\text{spin}}(T \rightarrow 0) \sim \mu_B^2 \nu_0$ , где  $\nu_0$  — плотность состояний на „поверхности Ферми“ для зонной структуры спионов, которая определяется „амплитудой прыжков“ спионов  $t_{\text{spinon}}$ . Величина прыжков спионов  $t_{\text{spinon}}$  пропорцио-



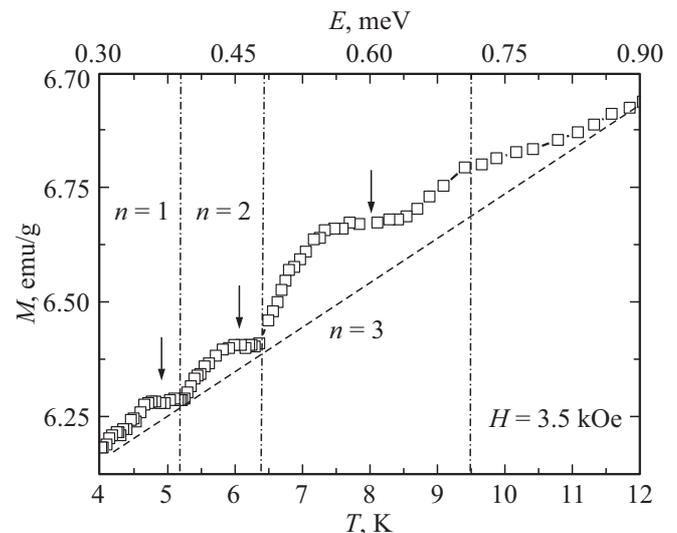
**Рис. 13.** Асимметричный дублет, состоящий из двух перекрывающихся широких пиков разной интенсивности и ширины температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в зоне Ландау с номером  $n = 3$  в магнитном поле  $H = 1 \text{ kOe}$  в интервале температур  $T \cong 6\text{--}10 \text{ K}$ . В суммарном вкладе в намагниченность доминирует компонента, связанная с интенсивным возбуждением спинов с волновым вектором  $\mathbf{q}_2$ , что приводит к формированию широкой асимметричной пиковой особенности намагниченности, размазанной в интервале температур  $6.2\text{--}9.5 \text{ K}$ . Компоненты асимметричного дублета сильно уширены и отличаются по интенсивности и энергии возбуждения на большую величину  $\Delta E \cong 0.12 \text{ meV}$ , что свидетельствует о сильном ослаблении связи спинов в парах, расположенных в зоне  $n = 3$  в магнитном поле  $H = 1 \text{ kOe}$ .

нальна энергии гейзенберговского обменного взаимодействия  $J$ , которая в свою очередь тесно связана с „амплитудой прыжков“ электронов  $t_{c1}$  соотношением  $J \sim t_{c1}^2/U$ . Было также показано, что в состоянии свободных спинов существуют осцилляции величины спиновых корреляций  $\langle S_0 S_r \rangle \sim \cos^2(k_F r - 3\pi/4)/r^3$  на больших расстояниях с волновым вектором  $2k_F$ .

В работе [3] рассмотрен фазовый переход от обычной металлической Ферми жидкости к необычному не-Ферми жидкому металлу, который сопровождается исчезновением поверхности Ферми. Причиной непрерывности этого перехода, по мнению авторов, является сохранение остатка квазичастиц  $Z$  на уровне  $E_F$  при фазовом переходе металл-мотовский диэлектрик. Спектр одночастичных возбуждений при нулевой температуре обычно описывается электронной спектральной функцией  $A(K, \omega)$ . В фазе Ферми жидкости спектральная функция имеет вид дельтаобразных пиков плотности состояний квазичастиц, расположенных на поверхности Ферми. В мотовском диэлектрике электронная спектральная функция  $A(K, \omega) = 0$  для  $\omega < \Delta(K)$  при любых значениях  $K$  волнового вектора электронов. При приближении системы к мотовской критической точке

щель закрывается. При непрерывном переходе к Ферми-жидкости щель стремится к нулю для всех значений  $K$  волнового вектора электронов, которые соответствуют Ферми-поверхности металла. В мотовской критической точке поверхность Ферми четко выражена, тогда как пик спектральной функции квазичастиц отсутствует. Рассмотрена эволюция функции распределения моментов квазичастиц  $n(k)$  при фазовом переходе металл-мотовский диэлектрик, когда обычная поверхность Ферми исчезает. Показано, что в фазе с поверхностью Ферми зависимость  $n(k)$  при уменьшении  $k$  имеет скачок при критическом значении  $k_c = K_f$ , который сопровождается скачком числа квазичастиц  $Z$  на уровне Ферми. В фазе мотовского диэлектрика с уменьшением  $k$  наблюдается непрерывный рост  $n(k)$ , который имеет вид широкого порога, симметрично размазанного вблизи критического значения  $k_c = K_f$ .

В работе [4] был теоретически исследован фазовый переход в двумерной системе от обычной металлической Ферми-жидкости к парамагнитному мотовскому диэлектрику со спиновой поверхностью Ферми при  $T = 0$ . Показано, что мотовский диэлектрик представляет собой бесщелевую КСЖ со спиновой поверхностью



**Рис. 14.** Квантовые осцилляции температурной зависимости намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , измеренной в магнитном поле  $H = 3.5 \text{ kOe}$  в интервале температур  $4.2\text{--}12 \text{ K}$ . В режиме сильного поля  $H = 3.5 \text{ kOe}$  новые квантовые осцилляции намагниченности спинов в слабом мотовском диэлектрике со спиновой поверхностью Ферми вблизи мотовского фазового перехода диэлектрик–металл проявились в формировании в зонах Ландау  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  пороговых особенностей намагниченности в виде ступенек (плато) шириной  $\Delta T \cong 1\text{--}2 \text{ K}$  вблизи температур  $T_1 = 5 \text{ K}$ ,  $T_2 = 6 \text{ K}$  и  $T_3 = 8 \text{ K}$ , соответствующих целочисленному заполнению спинами трех зон Ландау с конечной щелью. С ростом температуры высота порогов и ширина ступенек растут. Стрелками отмечены плато намагниченности, возникающие в зонах Ландау с номерами  $n = 1, 2$  и  $3$  в температурной зависимости намагниченности, измеренной в режиме сильного поля.

Ферми. Другими словами, это не Ферми-жидкость спионов с необычными физическими свойствами. Модель перехода основана на предположении об одновременном сосуществовании в мотовском диэлектрике фермионного спионного поля  $f_\alpha$  с нулевым зарядом и спином  $S = 1/2$ , поля бозонов  $b$  с нулевым спином и зарядом  $e$ , а также связанного с ними калибровочного поля  $U(1)$ . По мнению автора, спионное и калибровочное поле формируют сильно связанную систему, тогда как динамическая связь этой системы с бозонами вблизи критической точки отсутствует. В приближении среднего поля спионы не взаимодействуют и формируют спионную поверхность Ферми. Если имеет место конденсация бозонов, то возникает бесщелевое состояние бозонов, которому соответствует образование металлической Ферми-жидкости из электронов. Если конденсация бозонов не происходит, то возникает щелевое состояние бозонов, которое сопровождается появлением спин-жидкостного состояния мотовского диэлектрика со спионной ФП. Показано, что приближение к мотовскому переходу, управляемому шириной зон, со стороны металла сопровождается исчезновением остатка квазичастиц и расходимостью эффективной массы. Можно непрерывно двигаться от диэлектрического состояния типа КСЖ к обычному металлическому состоянию типа Ферми жидкости, плавно изменяя внешние воздействия. Этот процесс будет сопровождаться исчезновением зарядовой бозонной щели  $\Delta$ , которая стремится к нулю как  $\Delta \sim 1/\xi$ . Важно отметить, что в отличии от трехмерной системы в 2D-системе зарядовая щель исчезает в той же точке, в которой происходит исчезновение обычной металлической поверхности, если двигаться от металла к мотовскому диэлектрику. Спектральная функция в состоянии мотовского диэлектрика электронов также имеет щель. Эта щель возникает из бозонной щели  $\Delta$ , в то время как спионные возбуждения остаются бесщелевыми даже в диэлектрике. При приближении к переходу диэлектрика в металлическое состояние одночастичная щель начинает исчезать для частиц с импульсами  $q$ , соответствующим металлическому состоянию (спионы), но не диэлектрическому (электроны). Такое поведение ожидается при непрерывном фазовом переходе Мотта.

Согласно полученным в настоящей работе экспериментальным результатам, спектр тепловых возбуждений квантовой спиновой жидкости в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_3$  содержит характерные признаки низкоэнергетических возбуждений спиновой системы в интервале температур 4.2–12 К в виде пар связанных слабым взаимодействием спионов с параллельной ориентацией их моментов  $S = 1/2$  и близкими значениями волновых векторов  $q_1$  и  $q_2$ . Известно, что появление частиц с дробными квантовыми числами происходит в том случае, когда квантовые флуктуации основного состояния сильно коррелированной системы частиц достаточно велики, чтобы обеспечить экранирование, при котором дробные компоненты частиц освобождаются от локальных целочисленных ограничений. В магнетизме хорошо известным

примером такого освобождения от целочисленных ограничений является 1D гейзенберговская цепочка спинов  $S = 1/2$ , возбуждение которой в виде полуклассической спиновой волны с  $S = 1$  (магнон) распадается на пару возбуждений спионов с  $S = 1/2$ , которые не зависят друг от друга. В простейшем случае одномерных антиферромагнетиков спионы могут возникать как парные возбуждения разупорядоченных 1D-цепочек спинов с гейзенберговским АФМ-обменом между ближайшими и вторыми соседями. При этом, исходное возбуждение цепочки в виде магнонов с целочисленным спином  $S = 1$  может распасться на два пространственно разделенных возбуждения с дробным спином  $S = 1/2$ , которые часто рассматривают как доменные стенки в 1D-антиферромагнетике. В 2D-антиферромагнетике дробление магнонов на пары спионов с  $S = 1/2$  впервые экспериментально проявилось в  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  с треугольной решеткой спинов в виде формирования сильно дисперсного континуума динамической магнитной восприимчивости при исследовании динамического структурного фактора  $S(q, \omega)$  методом неупругого рассеивания нейтронов [33,34]. В работе [33] при анализе результатов использовался гейзенберговский гамильтониан для трех возможных случаев: случай (1) — невзаимодействующие 1D-цепочки ( $J' = 0$ ); случай (2) — полностью фрустрированная треугольная решетка спинов ( $J' = J$ ) и случай (3) — нефрустрированная квадратная решетка ( $J = 0$ ). Было установлено, что энергия обменного взаимодействия внутри зигзагообразных цепочек  $J \cong 0.37 \text{ meV}$ , тогда как величина взаимодействия между цепочками  $2J' \cong 0.25 \text{ meV}$ . Это означает, что величина межцепочечной связи одного порядка с внутрицепочечным обменным взаимодействием и позволяет рассматривать  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  как квазидвумерный фрустрированный антиферромагнетик. Характерной особенностью измеренных при  $T = 0.1 \text{ K}$  динамических корреляций спинов является наличие широкого пика рассеивания нейтронов вблизи энергии  $E \cong 0.7 \text{ meV}$ , который исчезает при  $T = 15 \text{ K}$ . В спектре магнитных возбуждений отсутствуют узкие пики, характерные для рассеивания нейтронов магнонами. Наличие широкого пика рассеивания при  $T = 0.1 \text{ K}$  свидетельствует о возбуждениях, которые несут дробные квантовые числа. Детальный анализ сильно дисперсного спектра рассеивания свидетельствует о том, что в  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  в спектре возбуждений реализуются квазичастицы с дробным спином  $S = 1/2$ , подобные возбуждениям в 1D невзаимодействующих цепочкам с межцепочечным обменом  $J' = 0$ . Эти спионы модифицированы двумерностью на всех масштабах энергии возбуждения. В работе [34] были исследованы магнитные возбуждения  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  при температурах как выше, так и ниже критической температуры  $T_N = 0.62 \text{ K}$  перехода в АФМ-состояние. При температурах выше  $T_N = 0.62 \text{ K}$  в образцах существует фаза спиновой жидкости, в низкоэнергетических магнитных возбуждениях которой доминируют динамические корреляции спинов. В эксперименте это проявилось в существовании двух

сильно перекрывающихся широких пиков рассеивания нейтронов вблизи средней энергии  $E \cong 0.2 \text{ meV}$ . В зависимости интенсивности рассеивания нейтронов  $I(E)$ , полученной при  $T = 0.75 \text{ K}$  в фазе спиновой жидкости, отсутствует интенсивный узкий пик вблизи  $0.1 \text{ meV}$ . По мнению авторов, этот пик рассеивания вызван возбуждением магнонов, которое доминирует в спектре низкоэнергетических возбуждений при температурах ниже  $T_N$ . Таким образом, характерной особенностью фазы спиновой жидкости в  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  является дробление ее низкоэнергетических возбуждений, существующих в КСЖ при  $T < T_N$  в виде магнонов со спином  $S = 1$ , на пары спинов со спином  $S = 1/2$ , что является признаком дробного RVB-состояния спиновой жидкости. Границы континуума возбуждений дробного RVB-состояния спиновой жидкости определяются дисперсионными соотношениями спектра магнитных возбуждений. При дальнейшем росте температуры до  $T = 12.8 \text{ K}$  зависимость интенсивности рассеивания от энергии возбуждения  $I(E)$  резко изменилась. С ростом температуры, нижняя граница рассеивания исчезает, тогда как верхняя граница сдвигается до  $1 \text{ meV}$ . Размазанное в широком интервале энергий рассеивание нейтронов в  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  при высоких температурах, названное авторами „парамагнитным рассеиванием“, очень необычно и может дать важную информацию о типе возбуждаемых квазичастиц.

В работе Китаева [24] 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 решетки. Китаевский гамильтониан  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости

$$H_k = \sum_{\langle jk \rangle} J_{\alpha_{jk}} \sigma_j^{\alpha_{jk}} \sigma_k^{\alpha_{jk}}, \quad (2)$$

где  $J_{\alpha_{jk}}$  — параметры анизотропного обмена между компонентами спинов  $\alpha_{jk}$  в ближайшем окружении узлов  $j$  и  $k$ ,  $\sigma_j^{\alpha_{jk}}$  — матрицы Паули,  $\alpha_{jk} = x, y$  и  $z$  — компоненты спинов, описывает как щелевую, так и бесщелевую  $Z_2$  спиновую жидкости, которым соответствуют дробные возбуждения анионов. Согласно предложенной Китаевым модели, существует сильный анизотропный ферромагнитный (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 неупорядочено по спину и поддерживает существование квантовых магнитных возбуждений в виде квазидвумерных вихрей. Однако возникающие при этом динамические спин-спиновые корреляции являются короткодействующими и ограничиваются образованием NN пар спинов, связанных ферромагнитным Китаевским обменом [35,36]. Это указывает на образование бесщелевой квантовой

спиновой жидкости. Согласно модели Китаева [24], в  $Z_2$  RVB состоянии квантовой спиновой жидкости в нулевом внешнем магнитном поле динамические двухспиновые корреляционные функции имеют вид, характерный для КСЖ с исключительно ближним порядком спиновых корреляций NN-типа. В калибровочном  $Z_2$ -поле любая компонента спинового оператора  $\sigma_i^\alpha$  создает один  $Z_2$  вихревой заряд  $\pm 1$  в  $i$  — узле и одну пару  $Z_2$ -потоков в ближайших ячейках окружающих этот узел. Таким образом,  $Z_2$ -заряд и потоки в рамках Китаевской модели пространственно разделены. В присутствие внешнего магнитного поля, калибровочные поля и операторы  $Z_2$  потоков не коммутируют с Китаевским спин-гамильтонианом. В такой ситуации динамические свойства  $Z_2$  потоков и двух-спиновых корреляционных функций сильно отличаются. Однако автор считает, что это не должно привести к разрушению основного магнитного состояния спинов типа  $Z_2$  КСЖ.

В работе [37] отмечается, что фрустрация относится к тем явлениям, которые возникают вследствие соревнования нескольких несовместимых взаимодействий, Это приводит к большому вырождению основного состояния и подавлению теплового упорядочения спинов сильными флуктуациями. Для многих магнетиков характерна геометрическая фрустрация, при которой магнитные обменные взаимодействия несовместимы с симметрией кристаллической решетки. Геометрическая фрустрация может возникать в большом классе окислов переходных металлов, содержащих ян-теллеровские ионы. Неспаренный электрон (или дырка) может занимать в этих ионах  $e_g$  — уровень, для которого занятость вырожденных орбиталей нужно рассчитывать в терминах псевдоспина  $-1/2$ . В отличие от обычных спин-спиновых взаимодействий, взаимодействие между вырожденными орбиталями сильно анизотропно. Это приводит в случае простой кубической решетки к геометрической фрустрации и необычной фазовой диаграмме [38,39], что может иметь прямое отношение к нашему исследованию. Авторы [37] рассмотрели случай слоистых окислов иридия, в которых ионы  $\text{Ir}^{4+}(5d^5)$  с сильным спин-орбитальным взаимодействием формируют квазидвумерную гексагональную решетку с эффективным  $j = 1/2$  моментом. Обменное взаимодействие между этими эффективными моментами было описано линейной комбинацией изотропного АФМ гейзенберговского обмена и сильно анизотропного орбитального взаимодействия в терминах ферромагнитного обмена Китаевского типа. Авторы произвели расчет профиля статической магнитной восприимчивости  $\chi(k)$  в  $k_x, k_y$ -пространстве волнового вектора для двухузельной элементарной ячейки гексагональной решетки при направлениях внешнего магнитного поля вдоль одного из направлений кубических осей. Это позволило идентифицировать различные основные состояния эффективных магнитных моментов, используя гамильтониан  $H_{\text{HK}}[\alpha]$  модели Гейзенберга–Китаева (ГК). Была построена магнитная фазовая диаграмма, для которой характерно существование при нулевой температуре

магнитной неелевской АФМ-фазы для параметра связи  $0 \leq \alpha \leq 0.4$ , магнитной страйпподобной АФМ-фазы для значений  $0.4 \leq \alpha \leq 0.8$  и немагнитной фазы спиновой жидкости для  $0.8 \leq \alpha \leq 1$ . Для неелевской АФМ упорядоченной фазы обнаружены шесть характерных пиков магнитной восприимчивости  $\chi(k)$  в углах расширенной зоны Бриллюэна. Эти пиковые особенности магнитной восприимчивости сохранялись во всем интервале значений параметра связи  $0 \leq \alpha \leq 0.38$ . При  $\alpha = 0.38$  наблюдается резкое смещение максимумов восприимчивости, что соответствует фазовому переходу первого рода. Согласно изменениям профиля  $\chi(k)$  при  $\alpha > 0.38$  появляется второе упорядоченное магнитное состояние типа страйпподобной АФМ-фазы. В страйпподобной фазе найдена неэквивалентность  $x$ - и  $y$ -направлений волнового вектора. Магнитная восприимчивость  $\chi(k)$  во второй магнитной фазе содержит две интенсивные пиковые особенности вдоль  $x$ -направления и значительно более слабые пики восприимчивости вдоль  $y$ -направления. В точке  $\alpha = 0.5$  эта магнитная фаза наиболее устойчива, что проявляется в большой интенсивности двух пиковых особенностей магнитной восприимчивости. Для  $\alpha > 0.5$  наблюдается четко выраженное сильное уменьшение интенсивности обоих пиков восприимчивости. При  $\alpha \geq 0.8$  была обнаружена эволюция двух пиковых особенностей магнитной восприимчивости с ростом параметра связи до значения  $\alpha = 1.0$  к косинусоподобной форме особенностей профиля  $\chi(k)$ , характерного для динамических NN парных корреляций спинов в бесщелевой  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости. В настоящей работе нами установлен переход серии узких сдвоенных пиков температурных зависимостей намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  при  $H \sim 100$  Ое к косинусоподобной форме  $M(T)$  при  $H \sim 1$  кОе вследствие роста ферромагнитного обмена в спионных парах, что соответствует предсказанию модели [37].

В работе [40] был предложен амперовский механизм образования спионных пар в КСЖ со спиновой поверхностью Ферми, основанный на взаимном притяжении спионов на поверхности Ферми с параллельной ориентацией магнитных моментов, вызванным их взаимодействием с калибровочным полем  $U(1)$ . Так как энергия притяжения таких спионов относительно невелика, это состояние неустойчиво к внешним воздействиям и подобные пары могут существовать лишь при достаточно низких температурах. В обычных сверхпроводниках электроны с моментами  $\mathbf{p}$  и  $-\mathbf{p}$  при формировании куперовской пары используют всю поверхность Ферми. При амперовском спаривании взаимное притяжение испытывают лишь спионы с параллельной ориентацией их моментов  $\mathbf{Q}$ . В этом случае в спаривании участвуют лишь два спинона, расположенных на одинаковых участках поверхности Ферми; при этом спионная пара имеет суммарный момент порядка  $2k_F$ . В отличие от теории БКШ амперовское спаривание спионов не разрушается сильным магнитным полем, так как спион с моментом  $|\mathbf{Q}_\uparrow| = |\mathbf{Q}| + \mu_B H/v_F$  и спион с моментом

$|\mathbf{Q}_\downarrow| = |\mathbf{Q}| - \mu_B H/v_F$  могут оба находиться на поверхности Ферми и создавать пару без затраты зеемановской энергии. Состояние со спаренными спинонами не является сверхпроводящим, так как спионы не несут заряд. Однако если зарядовая щель подавляется при мотовском переходе диэлектрик–металл, Бозе-конденсация зарядовых степеней свободы трансформирует состояние с амперовским состоянием спионов в сверхпроводящее. Авторы [41] исследовали различные спаренные состояния спинов в слабом мотовском диэлектрике, используя спиновый гамильтониан  $H = J_2 H_2 + J_4 H_4$  с гейзенберговским  $J_2$  и кольцевым  $J_4$  обменом между спинами. Второй член гамильтониана является суммой спиновых взаимодействий во всех элементарных параллелограммах, которые соответствуют кольцевому обмену  $P_{1234}$  между спинами, расположенных в четырех узлах кристаллической решетки. По мнению авторов, сложный кольцевой обмен между четырьмя узлами кристаллической решетки может быть значительным в слабом мотовском диэлектрике вблизи перехода диэлектрик–металл. В рамках  $J_2 - J_4$ -модели были исследованы различные спаренные состояния спинов в терминах  $d$ -волновых функций теории БКШ. Было найдено, что в случае антиферромагнитного взаимодействия  $J_2$  и  $J_4$  в мотовском диэлектрике реализуется сиглетное  $d$ -электронное основное состояние, которому соответствует  $Z_2$  бесщелевая квантовая спиновая жидкость. Для этого состояния характерны бесщелевые спионные возбуждения и щелевые  $Z_2$ -вихри. Парная структура спионов определяет парную структуру сверхпроводника, который формируется в образце в результате приложенного к нему внешнего давления. Авторы отмечают, что предложенный ими метод исследования свойств КСЖ в мотовском диэлектрике в терминах  $b$ -волновых функций теории БКШ не вступает в противоречие с более ранними моделями [2,40].

#### 4.2. Квантование Ландау спектра спионных пар калибровочным полем в слабом мотовском диэлектрике

В настоящее время вопрос квантования спектра спионов в мотовском диэлектрике со спионной поверхностью Ферми исследован лишь теоретически в нескольких работах. В работе [42] в рамках модели Хаббарда было рассмотрено квантование спионов в КСЖ со спионной поверхностью Ферми, находящейся в состоянии близком к мотовскому переходу диэлектрик–металл. Построен эффективный спиновый гамильтониан в треугольной решетке для случая четырехспинового обменного взаимодействия в присутствии внешнего магнитного поля. Первый член гамильтониана соответствует обмену между парами ближайших спинов с энергией  $J_2$ , тогда как второй член соответствует кольцевому обменному взаимодействию для четверки ближайших спинов с энергией  $J_4$ . В присутствии внешнего магнитного поля в спиновом гамильтониане появляется дополнительный

член, который является суммой трехспиновых обменных взаимодействий связанных с движением спинов в отдельных треугольниках. Этот член пропорционален малому потоку внешнего магнитного поля  $\Phi_{\Delta}^{\text{ext}} \ll 1$  через треугольник с постоянной связью  $J_3$ . Показано, что внешнее магнитное поле линейно связано с киральностью спинов в треугольной решетке. Киральность спинов соответствует потоку внутреннего калибровочного поля в рамках теории калибровочного поля, часто используемой для описания спиновой жидкости. Согласно предложенной модели, внешнее магнитное поле индуцирует в системе спинов с четырехспиновым обменным взаимодействием статический внутренний поток. Количественная оценка эффекта позволила установить, что величина возникающего при этом магнитного орбитального поля действующего на спионы сравнима и даже превышает величину внешнего магнитного поля. Утверждается, что в связи с тем, что жесткость внутреннего калибровочного поля очень мала, однородное состояние системы спинов-калибровочное поле неустойчиво в области низких температур из-за сильного квантования Ландау энергетического спектра спинов. Эта неустойчивость напоминает ситуацию в металлах в режиме сильного магнитного поля, но согласно произведенной в работе количественной оценке, диапазон температур и полей существования неустойчивости однородного состояния в системе спинов-калибровочное поле значительно шире. Отклик системы спинов-калибровочное поле изменяется драматически при низких температурах: квантование Ландау спинов в статическом внутреннем поле при температурах ниже критического значения не размазано температурой. Было установлено, что для квантовой спиновой жидкости в  $k-(\text{ET})_2\text{Cu}_2(\text{CN})_3$  однородное состояние с непрерывно изменяющимся внутренним полем становится неустойчивым при температурах ниже несколько градусов Кельвина при умеренных значениях внешнего магнитного поля. Подобное явление хорошо исследовано ранее для магнитных осцилляций в обычных металлах [25]. Режим нестабильности однородного состояния в системе спинов-калибровочное поле значительно шире чем в обычных металлах, потому что жесткость внутреннего калибровочного магнитного поля значительно меньше чем внешнего поля. Грубо говоря, в системе спинов-калибровочное поле спиновые состояния с целочисленным заполнением уровней Ландау более устойчивы чем состояния с непрерывно меняющимся заполнением. Поэтому, энергетически выгодно внутреннему калибровочному полю регулировать свою дискретность чтобы достигнуть этого. Такая неустойчивость дает возможность прямого исследования свойств спиновой поверхности Ферми, используя результаты экспериментального исследования осцилляций намагниченности образца. Следует отметить, что система спинов-калибровочное поле обладает необычными свойствами и интенсивно исследуется в последнее время [26–32,43].

В работе [43] подробно обсуждается механизм квантования Ландау спектра системы спинов-калибровочное поле с ростом напряженности внешнего магнитного поля и температуры образца. Вначале было рассмотрено неоднородное состояние системы спинов при температуре  $T = 0$ . В нулевом внешнем магнитном поле ( $\Phi^{\text{ext}} = 0$ ) при слабом кольцевом обмене поток через каждый треугольник  $\Phi_{\Delta} = \pi/2$ , тогда как в случае сильного кольцевого обмена оптимальным является состояние с нулевым потоком. Было получено, что при  $\Phi^{\text{ext}} = 0$  состояния с потоком имеют большую абсолютную восприимчивость  $|\chi_{\phi}| \leq |\chi_0|(1 + c\Phi_{\Delta}^2)$ , чем состояние без потока. При малом внешнем потоке  $\Phi^{\text{ext}} \neq 0$  в системе спинов с треугольной решеткой генерируется статический поток внутреннего калибровочного поля  $\Phi^{\text{int}} \equiv \Phi^{\text{ext}}$ , где  $\gamma \geq 1$ . Таким образом, эффективное орбитальное поле действующее на спионы сравнимо по величине с приложенным магнитным полем. В рамках модели среднего поля произведен численный расчет зависимости магнитной восприимчивости  $|\chi_{\phi}|$  системы спинов-калибровочное поле от фактора заполнения уровней Ландау  $\nu$ . В присутствии статического внутреннего потока  $\Phi_{\Delta}^{\text{int}}$  в элементарных треугольниках, спектр спинов состоит из зон Ландау. Для любой из двух ориентаций спинов фактор заполнения уровней Ландау  $\nu = \pi/(2\Phi_{\Delta}^{\text{int}})$ ; при этом состояния внутреннего магнитного потока становятся особенными, если  $\nu$  принимает целочисленные значения. В рамках модели среднего поля было получено, что вблизи целочисленных значений фактора заполнения уровней Ландау магнитная восприимчивость системы спинов-калибровочное поле  $|\chi_{\phi}| = |\chi_0|(1 + c\Phi_{\Delta}^2) - \Xi_{\phi}^{\text{OSC}}$  (где  $\Xi_{\phi}^{\text{OSC}}$  — осциллирующая составляющая магнитной восприимчивости) имеет форму серии острых пиков (*cusps*) направленных вверх, размеры которых быстро уменьшаются с ростом  $\nu$ , так как осциллирующая компонента магнитной восприимчивости  $\Xi_{\phi}^{\text{OSC}} \propto \nu^{-2}(\nu - k)(k + 1 - \nu)$ . Квантовые осцилляции  $|\chi_{\phi}|$  возникают вследствие дискретности спиновых уровней Ландау в виде серии пошаговых переходов первого рода системы спинов-калибровочное поле через эти состояния. В режиме измерений магнитной восприимчивости системы, при непрерывном изменении напряженности внешнего магнитного поля внутренний поток  $\Phi^{\text{int}}$  будет ступенчато проходить через дискретный набор значений, соответствующих целочисленному заполнению спинонами уровней Ландау. В этом случае спектр спинов имеет шель соответствующую циклотронной частоте  $\hbar\omega_c \approx 3.57t_{s\text{pinon}}/\nu$ . Это состояние спинов в сущности является хорошо известным киральным состоянием спиновой жидкости с внутренним калибровочным полем [44]. Осциллирующую составляющую энергии спинов  $\epsilon^{\text{osc}} = 12t_{s\text{pinon}}\Xi_{\phi}^{\text{OSC}}$  (где  $t_{s\text{pinon}} = 2g_2J_2|\chi_0| + 32g_4J_4|\chi_0|^3$ ) можно интерпретировать как осциллирующую часть эффективной спиновой кинетической энергии. Конечная температура смазывает эффекты дискретности уровней Ландау; при этом неустойчивость потока с непрерывно изменяющимся

ся значениями  $\Phi^{\text{int}}$  становится меньше. Согласно работам [45–47], появление серий плато намагниченности фрустрированных гейзенберговских АФМ и киральной спиновой жидкости внешним магнитным полем тесно связано с квантованием Ландау спектра спинов в внутреннем калибровочном поле Черни–Симонса.

## 5. Заключение

При измерениях температурных зависимостей намагниченности  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  в интервале температур 4.2–100 К в FC-режиме измерений обнаружена пороговая особенность намагниченности вблизи температуры  $T_d \cong 50$  К, связанная с существованием малой псевдощели  $\Delta_e$  в спектре электронов, характерной для слабого мотовского диэлектрика. Согласно полученным в настоящей работе экспериментальным результатам, рост напряженности внешнего магнитного поля до значения  $H = 3.5$  кОе приводит к подавлению диэлектрической псевдощели  $\Delta_e$  и росту плотности состояний свободных носителей заряда/спина на  $E_F$ , что можно объяснить приближением системы к мотовской критической точке. Появление при температурах ниже 60 К  $s$ -образных особенностей намагниченности и их эволюция с ростом напряженности поля  $H$  вызваны формированием в  $ab$ -плоскостях при полном нестинге электрондырочных участков поверхности Ферми пространственной модуляции электронных и магнитных свойств в виде фрагментов двух флуктуирующих квазиодномерных волн зарядовой/спиновой плотности несоразмерных с кристаллической решеткой с волновыми векторами  $\mathbf{q}_1 \parallel a$  и  $\mathbf{q}_2 \parallel b$  направлениям. Рост напряженности  $H$  внешнего магнитного поля приводит к подавлению диэлектрической псевдощели, росту плотности состояний свободных носителей заряда/спина на  $E_F$  и трансформации ВЗП/ВСП корреляций. Приближение системы к мотовской критической точке с ростом напряженности магнитного поля до значения  $H = 3.5$  кОе сопровождается сильным ростом магнитных квантовых флуктуаций, о чем свидетельствуют драматические изменения формы температурной зависимости намагниченности образца  $M(T)$  в интервале температур 10–80 К: 1) отсутствует характерная пороговая особенность вблизи  $T_d$  в виде линейного падения намагниченности к нулю с ростом температуры; 2) отсутствуют  $s$ -образные особенности намагниченности вблизи температур  $T_1$  и  $T_2$ ; 3) магнитный фазовый переход из парамагнитной фазы в диэлектрическую фазу  $Z_2$  квантовой спиновой жидкости „размазан“ в более широком интервале температур  $15 \text{ К} \leq T \leq 70 \text{ К}$ .

Мы считаем, что формирование квантованного спектра спинов в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$ , является следствием хорошо исследованного ранее теоретически разделения спина и заряда квазичастиц в мотовском диэлектрике, что приводит к появлению спиновой поверхности Ферми. Существование в  $\text{La}_{0.15}\text{Sm}_{0.85}\text{MnO}_{3+\delta}$  зон  $n = 1$ ,  $n = 2$  и  $n = 3$  можно объяснить квантованием спектра

спинов в внутреннем калибровочном „магнитном“ поле  $b$  в рамках общепринятых моделей состояния с потоком в киральной квантовой спиновой жидкости. Квантование приводит к формированию в спектре спинов в пределе „слабых магнитных полей“ с  $H < 3.5$  кОе серии перекрывающихся зон Ландау с неполным заполнением их спинонами, В режиме „сильного магнитного поля“  $H = 3.5$  кОе обнаружены новые квантовые осцилляции температурных зависимостей намагниченности спинов в виде трех узких ступенек (плато), соответствующих полному заполнению спинонами трех зон Ландау с целочисленными значениями фактора заполнения  $\nu$ , разделенных энергетической щелью. Таким образом, рост температуры и напряженности внешнего магнитного поля сопровождается изменением фактора заполнения уровней Ландау, что приводит к переходу системы пар спинов из сжимаемого квантованного состояния в несжимаемое вблизи фазового перехода КСЖ из диэлектрического состояния в металлическое.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Subir Sachdev. arXiv: 0901.4103v6 (2009).
- [2] O.I. Motrunich. Phys. Rev. B **72**, 045105 (2005).
- [3] T. Senthil. Phys. Rev. B **78**, 035103 (2008).
- [4] T. Senthil. Phys. Rev. B **78**, 045109 (2008).
- [5] X.-G. Wen. Lectures given in the Cargese summer school of strongly correlated electron systems (1990).
- [6] V. Kalmeyer, R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett. **59**, 2095 (1987).
- [7] X.G. Wen, F. Wilczek, A. Zee. Phys. Rev. B **39**, 11413 (1989).
- [8] R.B. Laughlin, Z. Zou. Phys. Rev. B **41**, 664 (1990).
- [9] E. Mele. Phys. Rev. B **38**, 8940 (1988).
- [10] K.V. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [11] D.C. Tsui, H.L. Stormer, A.C. Gossard. Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [12] R.B. Laughlin. Phys. Rev. B **23**, 5632 (1981).
- [13] H. Aoki, T. Ando. Solid State Commun. **38**, 1079 (1981).
- [14] F.D.M. Haldane. Phys. Rev. Lett. **51**, 605 (1983).
- [15] R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett. **50**, 1359 (1983).
- [16] F.D.M. Haldane, Y.-S. Wu. Phys. Rev. Lett. **55**, 2887 (1985).
- [17] F.D.M. Haldane. Phys. Rev. Lett. **67**, 937 (1991).
- [18] F. Wilczek. Phys. Rev. Lett. **49**, 957 (1982).
- [19] B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **52**, 1583 (1984).
- [20] R.B. Laughlin. Phys. Rev. Lett. **60**, 2677 (1988).
- [21] Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько. ФТТ **57**, 1098 (2015).
- [22] Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько. ФТТ **58**, 506 (2016).
- [23] Ф.Н. Буханько, А.Ф. Буханько. ФТТ **61**, 2493 (2019).
- [24] A. Kitaev. Ann. Phys. (N. Y.) **321**, 2 (2006).
- [25] D. Shoenberg. Magnetic Oscillations in Metals. Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (1984).
- [26] M.Y. Reizer. Phys. Rev. B **40**, 11571 (1989).
- [27] P.A. Lee. Phys. Rev. Lett. **63**, 680 (1989).
- [28] P.A. Lee, N. Nagaosa. Phys. Rev. B **46**, 5621 (1992).
- [29] J. Polchinski. Nucl. Phys. B **422**, 617 (1994).

- [30] B.L. Altshuler, L.B. Ioffe, A.J. Millis. Phys. Rev. B **50**, 14048 (1994).
- [31] C. Nayak, F. Wilczek. Nucl. Phys. B **430**, 534 (1994).
- [32] Y.B. Kim, A. Furusaki, X.G. Wen, P.A. Lee. Phys. Rev. B **50**, 17917 (1994).
- [33] R. Coldea, D.A. Tennant, A.M. Tsvelik, Z. Tylczynski. Phys. Rev. Lett. **86**, 1335 (2001).
- [34] R. Coldea, D.A. Tennant, Z. Tylczynski. Phys. Rev. B **68**, 134424 (2003).
- [35] G. Baskaran, S. Mandal, R. Shankar. Phys. Rev. Lett. **98**, 247201 (2007).
- [36] H.-D. Chen, Z. Nussinov. J. Phys. A **41**, 075001 (2008).
- [37] J. Reuther, R. Thomale, S. Trebst. Phys. Rev. B **84**, 100406 (R) (2011).
- [38] D.I. Khomskii, M.V. Mostovoy. J. Phys. A **36**, 9197 (2003).
- [39] A. van Rynbach, S. Todo, S. Trebst. Phys. Rev. Lett. **105**, 146402 (2010).
- [40] Sung-Sik Lee, P.A. Lee, T. Senthil. Phys. Rev. Lett. **98**, 067006 (2007).
- [41] T. Grover, N. Trivedi, T. Senthil, P.A. Lee. Phys. Rev. B **81**, 245121 (2010).
- [42] O.I. Motrunich. Phys. Rev. B **73**, 155115 (2006).
- [42] T. Senthil, M. Vojta, S. Sachdev. Phys. Rev. B **69**, 035111 (2004).
- [44] X.G. Wen, F. Wilczek, A. Zee. Phys. Rev. B **39**, 11413 (1989).
- [45] G. Misguich, Th. Jolicoeur, S.M. Girvin. Phys. Rev. Lett. **87**, 097203 (2001).
- [46] K. Kumar, K. Sun, E. Fradkin. Phys. Rev. B **90**, 174409 (2014).
- [47] K. Kumar, K. Sun, E. Fradkin. Phys. Rev. B **92**, 094433 (2015).

*Редактор Т.Н. Василевская*