

К 90-летию ИНСТИТУТА ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ имени П.Л. КАПИЦЫ РАН

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Ферми-жидкость спинов
в квазиодномерных антиферромагнетиках *

А.И. Смирнов

В спин-жидкостной фазе цепочечного $S = 1/2$ антиферромагнетика $K_2CuSO_4Br_2$ обнаружен сдвиг границ спионного континуума, обусловленный ферми-жидкостным взаимодействием спинов. Найден параметр взаимодействия спинов, определяющий вероятность рассеяния назад. В псевдоспиновом $S = 1/2$ цепочечном антиферромагнетике Cs_2CoCl_4 с сильной анизотропией обнаружен сдвиг частоты магнитного резонанса в процессе кроссовера от режима некоррелированных спинов к состоянию коррелированных спиновых цепочек XXZ-типа, при температуре выше возникновения дальнего антиферромагнитного порядка. Указанный сдвиг резонанса объясняется на основе спектра спиновых возбуждений в коррелированных XXZ-цепочках и соответствует теоретическому моделированию спектров магнитных колебаний спионного типа в XXZ-цепочках [P. Laurell et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 037201 (2021)].

Ключевые слова: спиновые цепочки, спины, спиновая жидкость, магнитный резонанс, антиферромагнетики, квантовые магнетики

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039842>

Содержание

1. Введение. Основное состояние и возбуждения одномерной $S = 1/2$ антиферромагнитной цепочки (778).
 2. Ферми-жидкостное взаимодействие спинов (781).
 3. Исследование спектра возбуждений $S = 1/2$ XXZ-цепочек в квазиодномерном антиферромагнетике Cs_2CoCl_4 (783).
 4. Заключение (785).
- Список литературы (785).

1. Введение. Основное состояние
и возбуждения одномерной $S = 1/2$
антиферромагнитной цепочки

Одномерные цепочки спинов могут быть реализованы в кристаллах многих магнитных диэлектриков и позволяют исследовать неожиданные с классической точки зрения состояния этих многочастичных объектов, демонстрирующих сугубо квантовые свойства. В данной области проделана большая теоретическая работа и выполнены экспериментальные исследования на многих веществах. В настоящем обзоре будут изложены новые

экспериментальные результаты по исследованию основных состояний и спектров возбуждений в одной из наиболее просто формулируемых моделей, в антиферромагнитных цепочках спинов $S = 1/2$. Новым результатом здесь является наблюдение спектров возбуждений, характерных для ферми-жидкости квантовых многочастичных возбуждений.

Опишем вначале основные представления о квантовых цепочках спинов $S = 1/2$ с антиферромагнитным гейзенберговским обменом ближайших соседей. Исходный гамильтониан такой системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_i JS^i S^{i+1}, \quad (1)$$

здесь $J > 0$ — обменный интеграл, S^i — оператор спина $S = 1/2$ на узле решётки.

При теоретическом исследовании данной модели (см., например, [1–3]) было показано, что основное состояние цепочки в классическом смысле неупорядочено, т.е. средние значения проекций спина на всех узлах цепочки равны нулю: $\langle S_\alpha^i \rangle = 0$, $\alpha = x, y, z$. Тем не менее это состояние оказывается сильнокоррелированным с бесконечным радиусом корреляции, причём антиферромагнитные корреляции спинов спадают степенным об-

А.И. Смирнов

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,
ул. Косыгина 2, 119334 Москва, Российская Федерация
E-mail: smirnov@kapitza.ras.ru

Статья поступила 18 декабря 2024 г.

* Статья написана на основе доклада, представленного на совместном заседании Научной сессии Отделения физических наук РАН и Учёного совета Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, посвящённом 90-летию ИФП РАН, 18 декабря 2024 г. (см. *УФН* **195** (7) 747 (2025)).

разом:

$$\langle S_z^i S_z^{i+k} \rangle \sim \frac{(-1)^k}{k}. \quad (2)$$

Такое поведение корреляций позволяет назвать это основное состояние квантово-критическим. Температурная зависимость восприимчивости имеет максимум при температуре порядка J/k_B [4], однако критических особенностей не имеет. Важный результат на пути осознания структуры основного состояния и элементарных возбуждений в одномерных антиферромагнитных цепочках получили Фаддеев и Тахтаджан [2, 5]. Они показали, что близкими к решению проблемы собственных состояний являются делокализованные динамические структуры типа доменной стенки в антиферромагнетике. На подобных стенках происходит сбой чередования коррелированных спинов "вверх – вниз – вверх..." Такие возбуждения отличают спиновые цепочки от обычных трёхмерных антиферромагнитных структур, где элементарными возбуждениями являются магноны, для описания которых рассматривается один перевёрнутый спин на фоне антиферромагнитно-упорядоченной структуры. В спиновой цепочке один перевёрнутый спин порождает повышение обменной энергии на двух обменных связях справа и слева от него. Возбуждение в виде одного перевёрнутого спина в спиновой цепочке распадается на две доменные границы при перевороте на 180° каждого из двух спинов в паре, соседствующей справа или слева с уже перевёрнутым спином. При этом обменная энергия и полный спин цепочки не изменяются. Доменные границы могут перемещаться без потерь энергии за счёт описанных переворотов. Сравнительный эскиз таких возбуждённых состояний приведён, например, в [6] и в приложении к [7]. Таким образом, две доменные границы имеют в изинговском приближении одинаковую энергию с обычным магноном и одинаковый полный спин $S = 1$. На данном основании естественно было приписать элементарным возбуждениям цепочки спин $S = 1/2$ и считать их фермионами. Они получили название спиноны. Это вызвало представление о невозможности поштучного возбуждения спинонов в процессах рассеяния нейтронов или поглощения фотонов, поскольку в указанных процессах изменение проекции спина нейтрона или фотона должно быть равно единице.

Передача энергии спином на в двухчастичных или многочастичных процессах приводит к спектру рассеяния нейтронов в виде континуума, когда для каждого значения переданного импульса существует протяжённый интервал значений переданной энергии. Рассмотрим на качественном уровне процессы передачи энергии системе спинов-фермионов. Будем пользоваться при этом выражением для энергии спинона с волновым вектором q , полученным на основе преобразования исходного спинового гамильтониана к фермионным $S = 1/2$ операторам (см., например, [3, 7, 8] и приложение к [7]). В данном рассмотрении сделано упрощающее предположение на основе среднего поля для учёта корреляций спинов на соседних узлах и отброшены члены, соответствующие взаимодействию фермионов. Количество фермионов оказывается равным количеству спинов в цепочке. Таким образом, спиноны в основном состоянии заполняют половину зоны Бриллюэна. Основное состояние представляется состоящим из делокализованных спинов, распространяющихся по цепочке. В приближе-

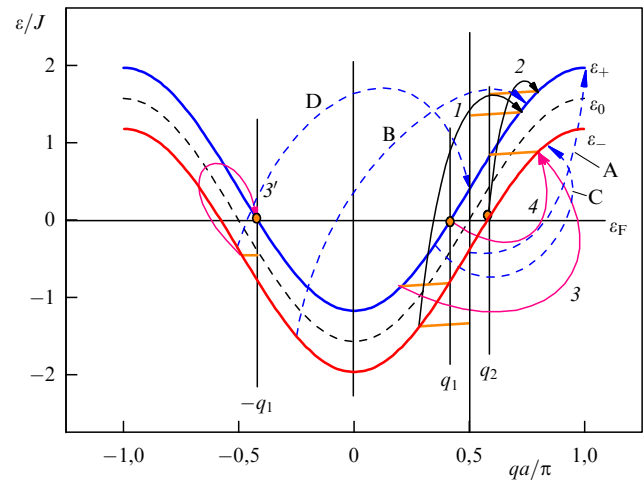


Рис. 1. Закон дисперсии свободных спинов в магнитном поле $H = \pi J/(8\mu_B)$. Сплошные стрелки указывают переходы, образующие границы континуума возбуждений, штриховые стрелки соответствуют переходам внутри континуума (см. текст). Оранжевые отрезки представляют параметр δ , при изменении которого переход перемещается по границе континуума, изображённого на рис. 2.

нии свободных фермионов их закон дисперсии имеет вид

$$\varepsilon_0(q) = -\gamma J \cos(qa). \quad (3)$$

Здесь a — период цепочки, γ — безразмерный параметр, который, в соответствии с аналитическим расчётом нижней границы континуума [9], следует принять равным $\gamma = \pi/2$. При наличии внешнего магнитного поля состояния спинов с противоположными проекциями спинов расщепляются и фермионы с положительными и отрицательными проекциями магнитного момента имеют энергии соответственно

$$\varepsilon_{\pm}(q) = -\gamma J \cos(qa) \pm \mu_B H. \quad (4)$$

Данные законы дисперсии изображены на рис. 1. Для построения континуума рассеяния нейтронов или поглощения фотонов в приближении свободных спинов (приближении ферми-газа) следует иметь в виду основное состояние с заполнением всех состояний ниже уровня Ферми $\varepsilon_F = 0$, а в качестве возбуждений рассматривать состояния типа "квазичастица плюс дырка", когда спин из заполненной части фермиевской сферы переходит в свободное состояние с энергией выше фермиевской. Из всех таких переходов для экспериментов по электронному спиновому резонансу (ЭСР) нас будут интересовать переходы между ветвями ε_- и ε_+ или между ε_+ и ε_- , так как в них происходит изменение проекции спина цепочки на ± 1 , как требуют правила отбора при поглощении кванта электромагнитного поля. Это переходы, матричные элементы которых обеспечиваются поперечными к полю осцилляциями спиновых компонент. Верхняя граница энергии таких возбуждений на плоскости (ka, ε) получается в переходах типа 1 на рис. 1 между состояниями $\varepsilon_-(\pi/2 - \delta) \rightarrow \varepsilon_+(\pi/2 + \delta)$ и показана линией 1 на рис. 2. Здесь и далее δ — положительный параметр, изображённый на рис. 1 в виде оранжевых горизонтальных отрезков. При изменении δ от нуля положение концов линии со стрелкой изменяется, определяя изме-

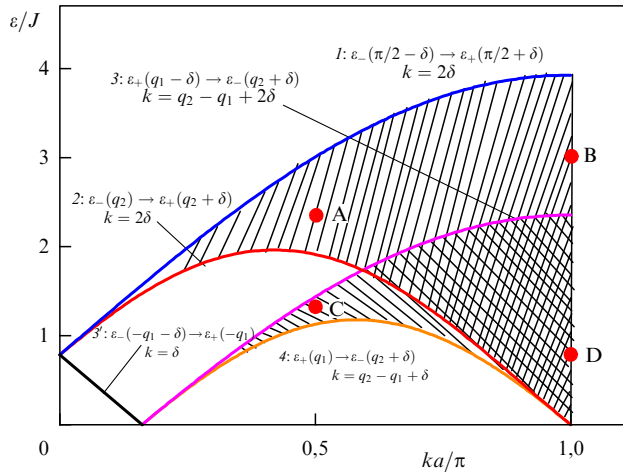


Рис. 2. Континуум поперечных спиновых флуктуаций в магнитном поле. Показана правая половина зоны Бриллюэна.

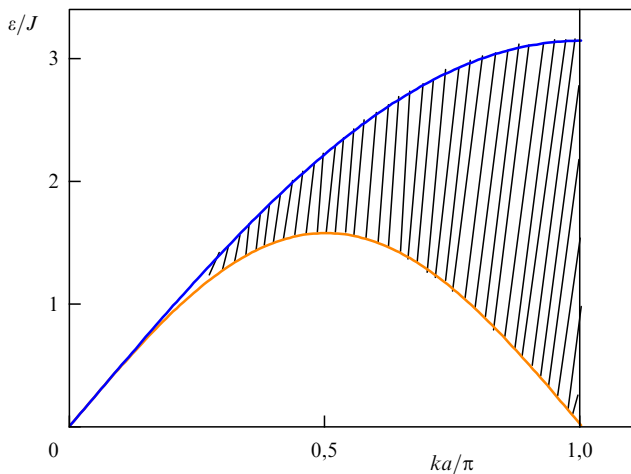


Рис. 3. Двухспиновый континуум в нулевом поле.

нение граничного значения энергии в зависимости от волнового вектора возбуждения k . Нижняя граница энергии для переходов с ветви ε_- на ветвь ε_+ задаётся переходами, указанными стрелкой 2 на рис. 1: $\varepsilon_-(q_2) \rightarrow \varepsilon_+(q_2 + \delta)$. На рисунке 2 эта граница представлена линией 2. Здесь и далее $q_{1,2}$ — волновые вектора спинов на уровне Ферми, имеющие проекцию магнитного момента вверх и вниз соответственно, они отмечены на рис. 1 вертикальными линиями. Верхняя граница энергий для переходов $\varepsilon_+ \rightarrow \varepsilon_-$ определяется переходами $\varepsilon_+(q_1 - \delta) \rightarrow \varepsilon_-(q_2 + \delta)$ (стрелка 3 на рис. 1 и линия 3 на рис. 2). Нижняя граница энергий для переходов $\varepsilon_+ \rightarrow \varepsilon_-$ определяется переходами $\varepsilon_+(q_1) \rightarrow \varepsilon_-(q_2 + \delta)$ (стрелка 4). Падающая ветвь возбуждений нулевой ширины связана с переходами $\varepsilon_-(-q_1 - \delta) \rightarrow \varepsilon_+(-q_1)$ (стрелка 3'), $\delta \leq q_2 - q_1$. Частоты переходов, попадающих внутрь континуума, обозначены буквами А, В, С, D на рис. 2, на рис. 1 такие переходы обозначены штриховыми стрелками с соответствующими буквами.

Таким образом, спектр переданных энергий нейтронов или поглощённой энергии фотонов имеет вид изображённого на рис. 2 континуума, его называют спинонным или двухспиновым континуумом. Для ЭСР спектроскопии (при $k = 0$) на основе этого спектра мы ожи-

даем поглощение лишь на ларморовской частоте $\omega_L = g\mu_B H/\hbar$, как в случае обычного парамагнитного резонанса. При отсутствии внешнего поля расщепление спектров спинов исчезает и вид континуума упрощается, он изображён на рис. 3. Такой вид континуума неоднократно наблюдался в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов с квазиодномерными антиферромагнетиками (см., например, [10–12]). Также в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов наблюдалась модификация континуума в магнитном поле. В магнитном поле были зарегистрированы мягкие моды спиновых колебаний с $\Delta S_z = 0$ на волновых векторах $k = 2q_{1,2}$ по обе стороны от π/a [3], т.е. возбуждения вида $\varepsilon_+(-q_1) \rightarrow \varepsilon_+(q_1)$ и $\varepsilon_-(-q_2) \rightarrow \varepsilon_-(q_2)$.

В отличие от чисто гейзенберговского случая, в антиферромагнитных цепочках с однородным взаимодействием Дзялошинского–Мории [13, 14] спинонный характер континуума проявляется в ЭСР [15]. Гамильтониан цепочки в магнитном поле и при наличии указанного взаимодействия приобретает вид

$$\mathcal{H} = \sum_i (JS^i S^{i+1} + \mathbf{D} S^i \times \mathbf{S}^{i+1} + g\mu_B \mathbf{S}^i \mathbf{H}). \quad (5)$$

Здесь вектор $\mathbf{D}$ является параметром взаимодействия Дзялошинского–Мории.

В работах [15–17] было показано, что при наличии однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории спинов, распространяющиеся в противоположные стороны, приобретают противоположные сдвиги собственной частоты и вырождение энергий этих двух спинов снимается. В результате вместо одного значения частоты ЭСР в виде ларморовской частоты возникает так называемый спинонный дублет, расщепление которого по частоте соответствует расстоянию между верхней и нижней границами континуума гейзенберговской цепочки на волновом векторе $q_{DM} = D/Ja$. Такой результат также следует из того, что при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ спектр спинов в присутствии однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории сдвигается по волновому вектору на $\pm q_{DM}$ [17] и частоты ЭСР приобретают значения, для ориентаций поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$ имеющие вид

$$2\pi\hbar\nu_{\pm} = \left| g_{\parallel}\mu_B H \pm \frac{\pi D}{2} \right|, \quad (6)$$

$$2\pi\hbar\nu_{\pm} = \sqrt{(g_{\perp}\mu_B H)^2 + \left(\frac{\pi D}{2}\right)^2}. \quad (7)$$

Здесь $g_{\parallel, \perp}$ — величины g -фактора для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$. Соотношения (6), (7) определяют щель ЭСР в нулевом поле $2\pi\hbar\nu_{\pm}^0 = \pi D/2$ и предсказывают наличие мягкой моды для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ в магнитном поле $H_0 = \pi D/(2g_{\parallel}\mu_B)$. Данная мягкая мода эквивалентна занулению частоты возбуждений в континууме гейзенберговской цепочки на волновом векторе $k = q_2 - q_1$ (см. рис. 2).

Дублет линий ЭСР $\nu_{\pm}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ действительно наблюдался, например, в кристаллах $K_2CuSO_4Br_2$ и других квазиодномерных магнетиках [6, 18]. Рисунок 4а показывает запись линий ЭСР на трёх различных частотах. Рисунок 4б иллюстрирует описанную выше схему образования дублета резонансных частот в результате взаимодействия Дзялошинского–Мории, которое смещает спектр в k -пространстве или, другими словами, переносит ЭСР с нулевого волнового вектора на волновой

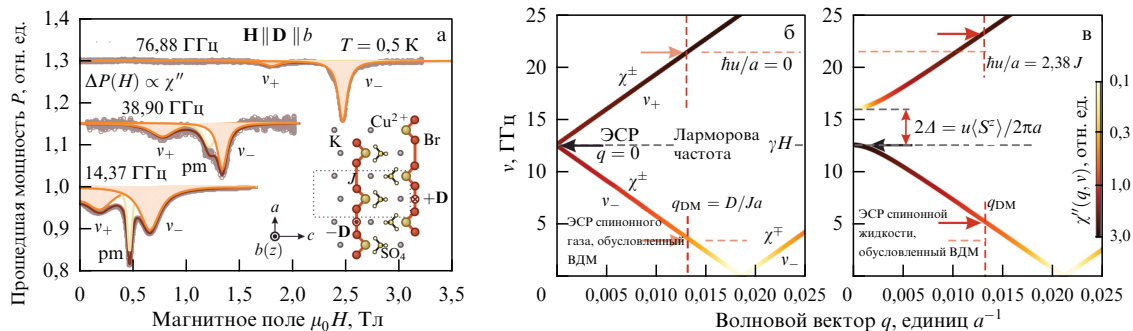


Рис. 4. (а) Примеры зависимостей прошедшей через резонатор с образцом $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ микроволновой мощности от магнитного поля для трёх значений частоты. Символы — экспериментальные данные, сплошные оранжевые линии — результаты подгонки лоренцевскими резонансными кривыми линий спинного дублета. Серые сплошные линии — результат подгонки паразитных примесных парамагнитных (pm) линий, коричневые сплошные линии — сумма всех подгоночных линий. Вставка показывает расположение магнитных ионов Cu^{2+} , образующих спиновые цепочки, протяжённые вдоль оси a , и их окружение, отмечены противоположные направления векторов $\mathbf{D}$ взаимодействия Дзялошинского–Мории (ВДМ) в соседних спиновых цепочках. (б) Границы спинного континуума $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ в модели свободных фермионов в области малых волновых векторов в присутствии магнитного поля при гипотетическом значении $D = 0$. При этом ЭСР должен был бы наблюдаться на ларморовской частоте. Наличие $D = 0,27$ К приводит к наблюдению ЭСР на частотах $\nu_{\pm}$, соответствующих волновому вектору q_{DM} в континууме гейзенберговской цепочки. (в) Границы спинного континуума в модели спинов с ферми-жидкостным взаимодействием $u = 2,38\text{J}a/\hbar$. Горизонтальными стрелками показаны частоты $\nu_{\pm}$. Интенсивность линий ЭСР изображена цветом. (©APS, рисунок из работы [7].)

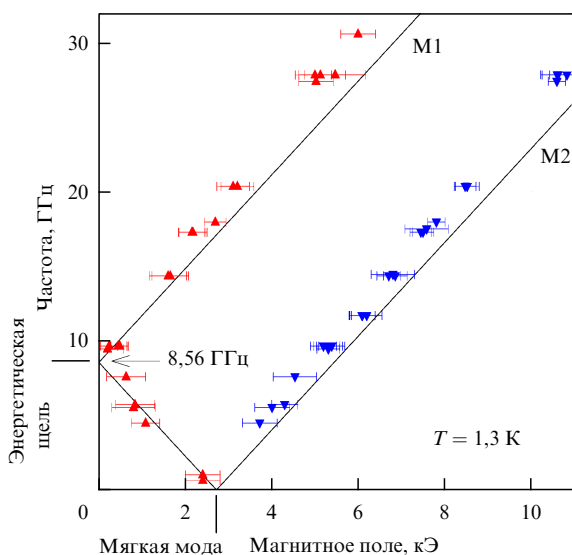


Рис. 5. Частотно-полевая зависимость компонент спинного дублета M1 и M2 для $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ в малых полях при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$. Сплошные линии — расчёт по формуле (6). (По материалам работы [18].)

вектор q_{DM} . Кристаллы $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ [19] очень хорошо соответствуют потребности изучения спинного дублета методом ЭСР, поскольку в них практически идеально реализуется модель одномерных спиновых цепочек (отношение внутрицепочечного обмена к междцепочечному равно 600), магнитные ионы Cu^{2+} несут спин $S = 1/2$, и симметрия допускает наличие в цепочках однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории. Эксперименты по ЭСР в $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ [18] показывают весьма хорошее соответствие с результатами теории спинного дублета в ферми-газе спинов. При понижении температуры наблюдается формирование дублета и обнаруживается мягкая мода ЭСР в поле $H = \pi D/2g\mu_B$. Частотно-полевая зависимость компонент спинного дублета ЭСР в малых полях соответствует теоретиче-

ской зависимости (6). Это соответствие представлено на рис. 5, график построен без подгоночных параметров, с использованием значения $D = 0,27$ К, полученного из щели спектра ЭСР в ориентации поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$ и g-фактора, полученного из высокотемпературных измерений частот ЭСР [18] $g = 2,24$.

Однако на зависимости, представляющей резонансные поля в широком частотном диапазоне (рис. 6), видно, что в более сильных полях происходит существенное отклонение экспериментальной частотно-полевой зависимости от предсказаний теории невзаимодействующих спинов, представленных штриховыми линиями. В области полей и частот, соответствующих этому отклонению, было установлено также существенное уменьшение интенсивности и исчезновение верхней компоненты дублета [18, 20], причины которого были неясны.

Таким образом, мы можем резюмировать вводную часть заключением о том, что в диэлектрических кристаллах с антиферромагнитными цепочками спинов $S = 1/2$ теоретически и в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов и электронному спиновому резонансу подтверждено формирование спектра спиновых флуктуаций в виде двухспинного континуума, в основе которого лежат переходы в системе спиновых фермионов, заполняющих в основном состоянии нижнюю половину зоны Бриллюэна. Границы континуума в первом приближении хорошо определяются в приближении невзаимодействующих фермионов.

2. Ферми-жидкостное взаимодействие спинов

Далее рассмотрим вопрос о взаимодействии спинов, влияния которого в одномерной системе следует ожидать, поскольку столкновения делокализованных квазичастиц в одномерной системе неизбежны. Указанием на необходимость анализа взаимодействия спинов являются отклонения от теории свободных спинов. В частности, в результатах численного эксперимента [21] вблизи энергии ларморовской прецессии обнаружи-

вается разрыв спектра, нарастающий с величиной внешнего поля. Кроме того, в экспериментальном исследовании спинного дублета в сильных полях ($H \gg D/g\mu_B$) [18, 20] нарушается совпадение со спектром спинного дублета свободных фермионов и наблюдается неожиданное подавление верхней компоненты дублета сильным полем.

Влияние взаимодействия спинов на спектр континуума возбуждений антиферромагнитной цепочки спинов было проанализировано недавно теоретико-полевыми методами в работе [22]. В этой теории было показано, что процессы рассеяния назад приводят к добавочному смещению границ континуума, в частности, к появлению разрыва между значениями энергии при $k = 0$, мода спиновых колебаний с ларморовской энергией $2g\mu_B H$ отделяется щелью

$$\Delta = \frac{\hbar u}{2a} \langle S_z \rangle \quad (8)$$

от более высокой моды с исчезающей при $k = 0$ интенсивностью. Параметр рассеяния назад u , имеющий размерность скорости, вводится при записи вклада $\hat{V}_{bs}$ в гамильтониан, обусловленного процессами рассеяния назад (см. [7] и приложение к [7]):

$$\hat{V}_{bs} = -\frac{\hbar u}{2} \int dx (\hat{\psi}_{R\uparrow}^\dagger \hat{\psi}_{R\downarrow} \hat{\psi}_{L\downarrow}^\dagger \hat{\psi}_{L\uparrow} + \hat{\psi}_{R\downarrow}^\dagger \hat{\psi}_{R\uparrow} \hat{\psi}_{L\uparrow}^\dagger \hat{\psi}_{L\downarrow}) - \frac{\hbar u}{4} \int dx (\hat{\psi}_{R\uparrow}^\dagger \hat{\psi}_{R\uparrow} - \hat{\psi}_{R\downarrow}^\dagger \hat{\psi}_{R\downarrow})(\hat{\psi}_{L\uparrow}^\dagger \hat{\psi}_{L\uparrow} - \hat{\psi}_{L\downarrow}^\dagger \hat{\psi}_{L\downarrow}). \quad (9)$$

Здесь операторы $\hat{\psi}_{R/L,\uparrow/\downarrow}$ описывают фермионы с проекциями спина $\uparrow/\downarrow$ и волновыми векторами $\pm k_F$ вблизи правой и левой границ одномерной ферми-поверхности.

Ненулевая величина Δ появляется при намагничивании цепочки ($\langle S_z \rangle$ есть средняя безразмерная намагниченность). Влияние взаимодействия спинов на границы континуума и частоту ЭСР иллюстрируется на рис. 4в.

В итоге частоты спинного дублета для параллельной ориентации поля и вектора Дзялошинского–Мории с учётом взаимодействия спинов выражают-

ся в виде [7]

$$2\hbar v_{\pm} = \left| g\mu_B H + \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + (1 - \delta^2) \left(\frac{\pi D}{2} \right)^2} \right|. \quad (10)$$

Здесь и далее в данном разделе δ — безразмерный параметр взаимодействия:

$$\delta = \frac{u}{4\pi v_F}, \quad (11)$$

он связан со спиновой восприимчивостью на единицу длины цепочки

$$\chi = \frac{1}{H} \frac{\langle S_z \rangle}{a}$$

соотношением

$$\chi = \frac{g\mu_B a}{2\hbar v_F (1 - \delta)}, \quad (12)$$

которое даёт связь между величинами Δ и δ :

$$\Delta = \left(\frac{\delta}{1 - \delta} \right) g\mu_B H. \quad (13)$$

Соотношения (10), (13) позволяют получить теоретические зависимости частот спинного дублета (10) от магнитного поля и определить параметры взаимодействия спинов δ и u .

В работе [7] были проведены подробные измерения частот и интенсивностей компонент спинного дублета в $K_2CuSO_4Br_2$ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D} \parallel b$ при температурах 0,5 и 1,4 К. Подгонка экспериментальных данных к результатам описанной теории проведена в работе [7] и изображена на рис. 6. Рисунок 6а представляет общий вид частотно-полевой зависимости, на рисунке видно, что отклонение от простой зависимости, характерной для газа невзаимодействующих фермионов (штриховые линии), происходит на частотах около 50 ГГц, рис. 6б представляет экспериментальные данные и теоретические зависимости для отклонения резонансной частоты от ларморовской. Для газа невзаимодействующих фермионов отклонения частоты от ларморовской должны быть постоянными и изображены штриховыми горизонтальными линиями с

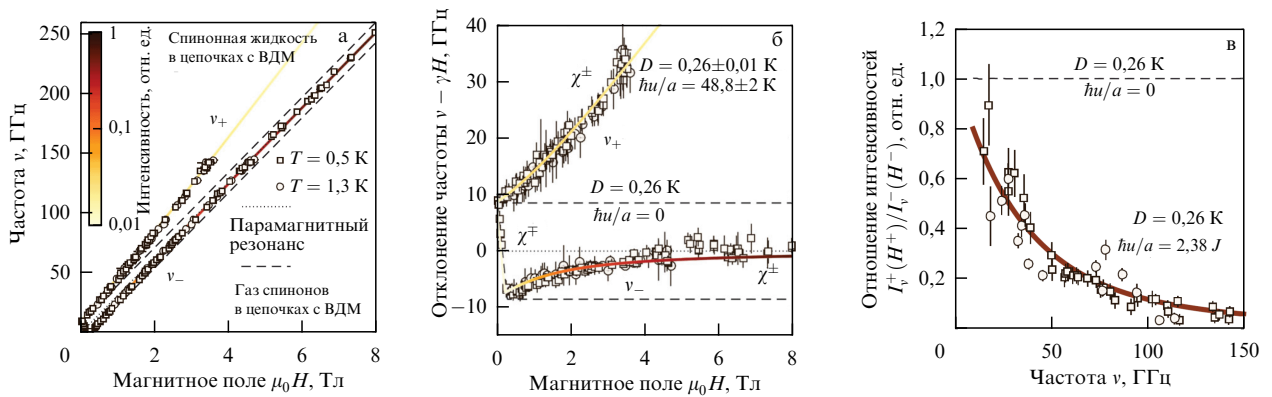


Рис. 6. (а) Частотно-полевая зависимость компонент спинного дублета. (б) Отклонение частот компонент спинного дублета от ларморовской частоты. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — теория, интенсивность сигналов ЭСР отображена изменяющимся цветом линии в соответствии со шкалой интенсивности. (в) Зависимость отношения интенсивностей верхней и нижней компонент дублета I^+/I^- от частоты. Символы — экспериментальные результаты, сплошная линия проведена согласно теории, формула (14). (©APS, рисунок из работы [7].)

ординатами $\pm 8,3$ ГГц. Подгонка по теории с учётом ферми-жидкостного взаимодействия (соотношения (10), (13)) показывает прекрасное согласие с экспериментальными данными для параметра взаимодействия спинов $\hbar u/a = 48,8$ К, что соответствует безразмерному параметру $\delta = 0,12$. Это единственный подгоночный параметр, поскольку величина $D = 0,27$ К определяется в работе [18] по щели магнитного резонанса в ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$. В рамках теории [22] с учётом взаимодействия спинов получена также зависимость отношения интенсивностей компонент спионного дублета, объясняющая постепенное исчезновение верхней компоненты с увеличением частоты:

$$\frac{I_v^+(H^+)}{I_v^-(H^-)} = \frac{\sqrt{(2\hbar v \delta)^2 + [(1 - \delta^2)(\pi D/2)]^2} - 2\hbar v \delta}{\sqrt{(2\hbar v \delta)^2 + [(1 - \delta^2)(\pi D/2)]^2} + 2\hbar v \delta}. \quad (14)$$

Здесь $I_v^+(H^+)/I_v^-(H^-)$ — отношение интенсивностей на частоте ν для компонент дублета с резонансными полями H^+ , H^- соответственно.

Эта зависимость сравнивается с результатами эксперимента [7], представленными на рис. 6в. Для сравнения не используются подгоночные параметры, и имеется хорошее соответствие. Для не взаимодействующих спинов отношение $I_v^+(H^+)/I_v^-(H^-)$ должно быть равно единице и не зависеть от поля.

Резюмируя данный раздел, мы можем прийти к заключению, что экспериментальные исследования спионного дублета в $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ обнаруживают существенное взаимодействие спинов, которое объясняет спектр электронного спионного резонанса и показывает, что спин-жидкостное состояние, реализующееся при низкой температуре в антиферромагнитных $S = 1/2$ цепочках, является состоянием специфической ферми-жидкости коллективных состояний спинов в диэлектрическом кристалле.

Отметим, что обнаруженное взаимодействие фермионов является в определённом смысле аналогичным ферми-жидкостному взаимодействию в обычных ферми-системах типа электронной жидкости в металлах и нормального гелия-3. Для электронов в металле ферми-жидкостное взаимодействие приводит к появлению спиновых волн В.П. Силина [23, 24], которые наблюдались в ЭСР-экспериментах с тонкими образцами щелочных металлов [25, 26]. В жидком гелии-3 при температурах выше сверхтекучего перехода также наблюдались эффекты пространственной корреляции спинов, связанные с ферми-жидкостным взаимодействием, приводящим к образованию коррелированной динамической структуры в виде однородно прецессирующего домена [27].

3. Исследование спектра возбуждений $S = 1/2$ XXZ-цепочек в квазиодномерном антиферромагнетике Cs_2CoCl_4

Гейзенберговские $S = 1/2$ антиферромагнитные цепочки, конечно, испытывают наиболее сильное влияние квантовых флуктуаций. Другие системы, в которых анизотропия или магнитное поле подавляют флуктуации, демонстрируют спиновые структуры, промежуточные между антиферромагнитно упорядоченными структурами и квантово-разупорядоченными спин-жидкост-

ными состояниями. Рассмотрим антиферромагнитную $S = 1/2$ цепочку с анизотропией, в которой эффективное обменное взаимодействие имеет анизотропную добавку, отличающую его от канонического гейзенберговского обмена. Пусть результирующая симметрия системы без магнитного поля является одноосной. Такая модельная система получила название XXZ-цепочки, ось z в спиновом пространстве выделена анизотропией. В случае легкоплоскостного характера анизотропии и в поперечном (так называемом некоммутирующем) поле $\mathbf{H} = H_x$ теоретический анализ [28–31] обнаруживает разнообразие экзотических основных состояний. В нулевом поле это квантово-критическая спиновая жидкость, в магнитном поле $\mathbf{H} = H_x$ это опрокинутый антиферромагнетик с дальним магнитным упорядочением, далее, в критическом магнитном поле антиферромагнитный порядок разрушается и состояние спиновой жидкости для поперечных компонент спинов восстанавливается, и при дальнейшем увеличении поля магнитное насыщение достигается лишь асимптотически в данной "некоммутирующей" ориентации магнитного поля, нарушающей осевую симметрию задачи. В упорядоченной фазе упорядоченные компоненты спина сильно редуцированы квантовыми флуктуациями. На первый взгляд кажется, что условия анизотропии обмена и $S = 1/2$ несовместимы, поскольку спин $1/2$ не подвержен действию одноионной анизотропии. Однако в кристаллах с магнитными ионами со спином $S = 3/2$ при сильной одноионной анизотропии типа "лёгкая плоскость" верхние спиновые подуровни $S_z = \pm 3/2$ лежат высоко и не заселяются при низких температурах. Все магнитные свойства определяются нижним дублетом $S_z = \pm 1/2$, и система может быть описана в представлении псевдоспинов $s = 1/2$. При этом анизотропные свойства системы эффективно сохраняются и в спиновом гамильтониане возникает эффективная анизотропия обменного взаимодействия. В частности, для кристаллов Cs_2CoCl_4 магнитные ионы Co^{2+} имеют спин $S = 3/2$ и параметр одноионной анизотропии $D = 7$ К, в то время как обменный интеграл между спинами в цепочках равен $J_{3/2} = 0,74$ К [31]. Лёгкая плоскость анизотропии для различных ионов Со направлена по-разному (см. эскиз кристаллической структуры в [32]), но для всех ионов лёгкая плоскость анизотропии содержит кристаллографическую ось b и данное направление может быть выбрано в качестве "некоммутирующего" направления магнитного поля H_x . Цепочки спинов с наибольшим значением обменного интеграла вытянуты вдоль оси b . Исходный $S = 3/2$ спиновый гамильтониан цепочки имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_i (J_{3/2} \mathbf{S}^i \mathbf{S}^{i+1} + D(S_z^i)^2 + g_{3/2} \mu_B \mathbf{H} \mathbf{S}^i). \quad (15)$$

При низких температурах можно перейти к представлению псевдоспинов s , и гамильтониан (15) приобретает вид [31]

$$\mathcal{H} = \sum_i (J_{1/2} (s_x^i s_x^{i+1} + s_y^i s_y^{i+1}) + \Delta s_z^i s_z^{i+1}) + g_{1/2, \alpha} \mu_B H_\alpha s_\alpha^i, \quad (16)$$

здесь s_α^i — операторы компонент псевдоспинов $s = 1/2$ на узлах решётки i , $g_{1/2, \alpha}$ — компоненты g -тензора, H_α — компоненты вектора магнитного поля. Обменный интеграл испытывает перенормировку $J_{1/2} = 4J_{3/2}$. В пре-

дельном случае $D \gg J_{3/2}$ остальные параметры приобретают значения $A = 0,25$, $g_{1/2,x} = 2g_{3/2}$. Для кристаллов Cs_2CoCl_4 $J_{3/2} = 0,74$ К, $D = 7$ К и расчётные значения вышеуказанных параметров равны [30, 31]:

$$A \simeq 0,25 \left(1 - \frac{39J_{3/2}}{D} \right) = 0,12, \quad (17)$$

$$g_{1/2,b} \simeq 2g_{3/2} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{J_{3/2}}{D} \right) = 3,3.$$

XXZ-цепочки в теоретических исследованиях [28, 33] обнаруживают примечательный спектр $S = 1$ возбуждений. В нулевом поле он имеет вид континуума, практически идентичный спектру гейзенберговской $S = 1/2$ антиферромагнитной цепочки. В магнитном поле вблизи $k = 0$ появляется щель внутри континуума, весьма похожая на щель, описанную в разделе 2 (см. рис. 4). При этом континуум продолжает существовать и в области полей, где существует дальний магнитный порядок. Такой вид спектра позволяет считать, что возбуждения в рассматриваемых цепочках имеют близкий к спионному характер. В критическом поле $H_c = 1,6 J_{1/2}/(g_{1/2}\mu_B)$ возникают резонансные ветви возбуждений, и на волновом векторе $k = \pi/a$ открывается энергетическая щель, растущая с магнитным полем. Данные об описанном спектре получены путём численных симуляций методом DMRG (Density Matrix Renormalization Group) и представлены в виде цветового изображения структурного фактора на плоскости волновой вектор – энергия для различных поляризаций переданного момента и плотного ряда значений магнитного поля (см. приложения к [28]). Сравнение континуумов, полученных в работах [28] для $A = 0,25$ и [33] для $A = 0,12$ показывает, что изменение параметра A в указанных пределах не проявляется существенно на параметрах спектра. При изучении спектров ЭСР в кристаллах Cs_2CoCl_4 мы поставили перед собой задачу проверить экспериментально при температурах ниже D/k_B образование системы псевдоспинов с характерным значением g -фактора, а при дальнейшем понижении температуры проследить за изменением спектра при образовании коррелированного состояния спиновых цепочек, а при ещё более глубоком охлаждении (ниже 0,2 К) проследить формирование спектров трёхмерной упорядоченной фазы. Опишем результаты проведённых экспериментов, следуя работе [34].

Для изучения спектров ЭСР в диапазоне температур от 7 до 0,1 К применялся оригинальный микроволновый спектрометр, интегрированный с микрокриостатом растворения с автономной системой сорбционных откачек [35]. На рисунке 7 представлена температурная эволюция сигнала ЭСР на частоте 40,99 ГГц при $\mathbf{H} \parallel b$, т.е. в некомутирующей, поперечной, ориентации магнитного поля. В интервале температур $2 < T < 3$ К наблюдается одиночная резонансная линия в поле $H_1 = 8,9$ кЭ, соответствующем g -фактору 3,3, в согласии с формулой (17) для псевдоспинового состояния с перенормированным значением g -фактора. При дальнейшем охлаждении при температуре ниже 2 К появляется вторая линия ЭСР вблизи поля $H_2 = 12,5$ кЭ, интенсивность которой при охлаждении нарастает и при $T < 1$ К преобладает. Ниже температуры трёхмерного упорядочения, в поле 12 кЭ составляющей 0,3 К [32], линия ЭСР резко сужается и появляются добавочные сателлиты (A, B, C, D на рис. 7).

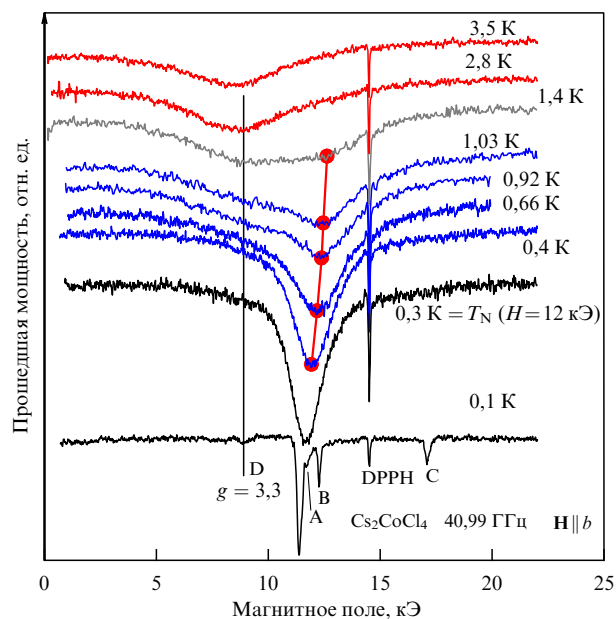


Рис. 7. Примеры записей линий ЭСР в Cs_2CoCl_4 на частоте 40,99 ГГц для $\mathbf{H} \parallel b$. (По материалам работы [34].)

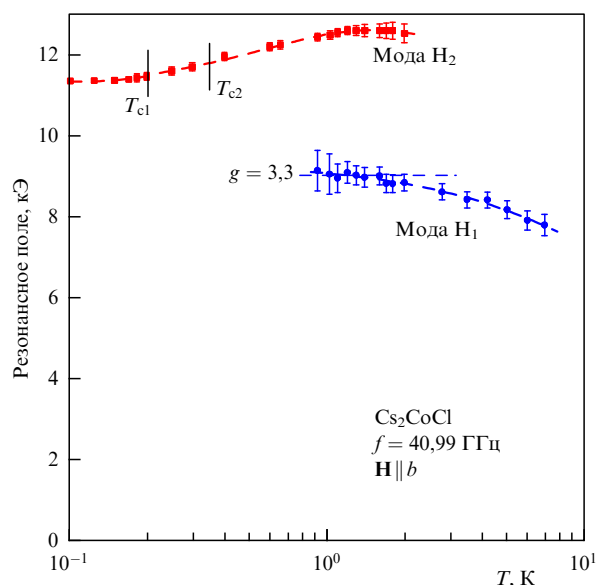


Рис. 8. Зависимости резонансных полей H_1 и H_2 на частоте 40,99 ГГц от температуры для $\mathbf{H} \parallel b$ для образцов Cs_2CoCl_4 . H_1 — поле ЭСР некоррелированных псевдоспинов, H_2 — поле ЭСР спин-жидкостного состояния. T_{c1} и T_{c2} — критические температуры возникновения упорядоченных фаз согласно [32]. (По материалам работы [34].)

Такая температурная эволюция показывает, во-первых, формирование псевдоспинового состояния со специфическим значением g -фактора, затем обнаруживает плавное изменение спинового состояния кристалла при температуре порядка $J_{1/2}/k_B$, и, наконец, показывает изменение спектра спиновых возбуждений при температуре трёхмерного упорядочения 0,3 К. Изменение полей ЭСР с температурой показано на рис. 8, где отчётливо виден переход от резонанса некоррелированных псевдоспинов с $g = 3,3$ к резонансу коррелированного состояния цепочки. Для диагностики реализующегося в области температур $0,3 < T < 1$ К состояния мы проследили

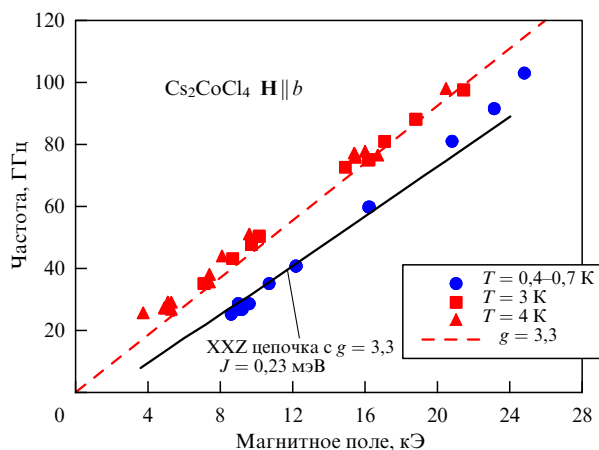


Рис. 9. Частотно-полевая зависимость спиновых резонансов для $H \parallel b$ в спин-жидкостной фазе Cs_2CoCl_4 . Штриховой линией изображена теоретическая зависимость, соответствующая g -фактору 3,3. Сплошная линия — теоретическая зависимость согласно расчётам работы [28]. (По материалам работы [34].)

частотно-полевую зависимость ЭСР, для чего были записаны линии поглощения на ряде частот из диапазона 25–120 ГГц. Сравнение частотно-полевых зависимостей для ЭСР некоррелированных псевдоспинов (при температуре 3–4 К) и в коррелированной фазе (при температуре 0,3–0,4 К) показано на рис. 9. Для температур 3–4 К частотно-полевая зависимость соответствует g -фактору 3,3 (пунктирная линия). Для идентификации частот ЭСР в интервале температур 0,3–0,4 К мы сравниваем экспериментальные данные с теоретическими значениями частоты нижней моды спиновых колебаний XXZ-цепочки на нулевом волновом векторе, взятыми из [28] и приложений в этой статье. При этом мы пересчитываем магнитное поле, приведённое в [28] в единицах обменного интеграла, в реальное поле с помощью приведённого выше значения $J_{1/2}$ и определённого нами из эксперимента значения $g = 3,3$. Полученная теоретическая зависимость, в которой нет подгоночных параметров, изображена на рис. 9 сплошной линией. Здесь не изображена частота верхней моды спиновых колебаний, на которой также имеется максимум структурного фактора в [28], так как на нулевом волновом векторе данная мода имеет практически нулевую интенсивность. Мы видим, что во всём частотном диапазоне имеется хорошее соответствие наблюдаемых частот ЭСР и расчётных значений нижней границы континуума для XXZ антиферромагнитной цепочки спинов $S = 1/2$.

Таким образом, мы можем заключить, что в кристаллах Cs_2CoCl_4 в промежуточной области температур между температурой трёхмерного упорядочения и температурой возникновения внутрицепочечных корреляций $T \simeq J_{1/2}/k_B$ в цепочках реализуется спиновая структура основного состояния XXZ-цепочки со спектром, соответствующим спиновому континууму, рассчитанному численно в [28]. При этом межцепочечные корреляции и трёхмерный порядок ещё отсутствуют, поскольку энергия межцепочечного обмена псевдоспинов является весьма малой и оценивается как 0,035 К [36]. При понижении температуры ниже 0,3 К и переходе в трёхмерное упорядоченное состояние спектр ЭСР претерпевает ещё одну перестройку, которая будет описана позд-

нее, вместе с антиферромагнитным резонансом упорядоченной фазы.

4. Заключение

Экспериментально изучен магнитный резонанс в квазиодномерных $S = 1/2$ антиферромагнетиках гейзенберговского и анизотропного типов. Обнаружено влияние ферми-жидкостного взаимодействия спинов в гейзенберговской антиферромагнитной цепочке на спектр спинов. Это влияние проявляется в добавочном сдвиге границ спионного континуума в магнитном поле. Для анизотропного цепочечного антиферромагнетика обнаружен кроссовер спектра ЭСР некоррелированных псевдоспинов к ЭСР спинов в XXZ-цепочке.

Настоящий доклад сделан по результатам работ [7, 34]. Приношу свою искреннюю благодарность соавторам этих статей А. Желудеву, К.Ю. Поварову, Т.А. Солдатову, О.А. Старых, В.С. Эдельману за тесное многолетнее сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-12-00259, и государственного заказа ИФП РАН.

Список литературы

1. Bethe H Z. *Phys.* **71** 205 (1931)
2. Faddeev L D, Takhtajan L A. *Phys. Lett. A* **85** 375 (1981)
3. Dender D C et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1750 (1997)
4. Bonner J C, Fisher M E. *Phys. Rev.* **135** A640 (1964)
5. Фадеев Л Д. *УФН* **183** 487 (2013); Faddeev L D. *Phys. Usp.* **56** 465 (2013)
6. Смирнов А И. *УФН* **186** 633 (2016); Smirnov A I. *Phys. Usp.* **59** 564 (2016)
7. Povarov K Yu, Soldatov T A, Wang R-B, Zheludev A, Smirnov A I, Starykh O A. *Phys. Rev. Lett.* **128** 187202 (2022)
8. Dender D C "Spin dynamics in the quasi-one-dimensional $S = 1/2$ Heisenberg antiferromagnet copper benzoate", PhD Thesis (Baltimore, MD: The Johns Hopkins Univ., 1998); Dissertation Abstracts Intern., Vol. 59-01, Sect. B, Publ. Number: AA19821113
9. des Cloizeaux J, Pearson J J. *Phys. Rev.* **128** 2131 (1962)
10. Coldea R, Tennant D A, Tylczynski Z. *Phys. Rev. B* **68** 134424 (2003)
11. Tennant D A et al. *Phys. Rev. B* **52** 13368 (1995)
12. Lake B et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 137205 (2013)
13. Dzyaloshinsky I J. *Phys. Chem. Solids* **4** 241 (1958)
14. Moriya T. *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
15. Gangadharaiah S, Sun J, Starykh O A. *Phys. Rev. B* **78** 054436 (2008)
16. Karimi H, Affleck I. *Phys. Rev. B* **84** 174420 (2011)
17. Povarov K Yu, Smirnov A I, Starykh O A, Petrov S V, Shapiro A Ya. *Phys. Rev. Lett.* **107** 037204 (2011)
18. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **92** 134417 (2015)
19. Hälg M et al. *Phys. Rev. B* **90** 174413 (2014)
20. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **91** 174412 (2015)
21. Kohno M. *Phys. Rev. Lett.* **102** 037203 (2009)
22. Keselman A, Balents L, Starykh O A. *Phys. Rev. Lett.* **125** 187201 (2020)
23. Силин В П. *ЖЭТФ* **33** 1227 (1957); Silin V P. *Sov. Phys. JETP* **6** 945 (1958)
24. Силин В П. *ЖЭТФ* **35** 1243 (1958); Silin V P. *Sov. Phys. JETP* **8** 870 (1959)
25. Platzman P M, Wolff P A. *Phys. Rev. Lett.* **18** 280 (1967)
26. Schultz S, Dunifer G. *Phys. Rev. Lett.* **18** 283 (1967)
27. Дмитриев В В, Фомин И А. *Письма в ЖЭТФ* **59** 352 (1994); Dmitriev V V, Fomin I A. *JETP Lett.* **59** 378 (1994)
28. Laurell P et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 037201 (2021)
29. Kurmann J, Thomas H, Müller G. *Physica A* **112** 235 (1982)
30. Kenzelmann M et al. *Phys. Rev. B* **65** 144432 (2002)

31. Breunig O et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 187202 (2013)
32. Breunig O et al. *Phys. Rev. B* **91** 024423 (2015)
33. Bruognolo B et al. *Phys. Rev. B* **94** 085136 (2016)
34. Soldatov T A, Edelman V S, Smirnov A I *Appl. Magn. Res.* **55** 1137 (2024)
35. Смирнов А И, Солдатов Т А, Эдельман В С *Приборы и техника эксперимента* (4) 131 (2022); Smirnov A I, Soldatov T A, Edelman V S *Instrum. Exp. Tech.* **65** 668 (2022)
36. Yoshizawa H et al. *Phys. Rev. B* **28** 3904 (1983)

Fermi liquid of spinons in quasi-one-dimensional antiferromagnets

A.I. Smirnov

P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences, ul. Kosygina 2, 119334 Moscow, Russian Federation

E-mail: smirnov@kapitza.ras.ru

We report the experimental observation of a shift of the boundaries of the spinon continuum caused by a Fermi-liquid interaction of spinons in the spin-liquid $S = 1/2$ chain-type antiferromagnet $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$. The parameter of spinon interaction, which determines the probability of backscattering, is found. In the pseudospin $S = 1/2$ chain-type strongly anisotropic antiferromagnet Cs_2CoCl_4 , a shift in the magnetic resonance frequency is detected during the crossover from the disordered spin regime to the state of ordered XXZ-type spin chains at a temperature above the emergence of long-range antiferromagnetic order. This resonance shift is explained on the basis of the spectrum of spin excitations in ordered XXZ chains and corresponds to theoretical simulation of the spectra of spinon-type magnetic fluctuations in XXZ chains [P. Laurell et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 037201 (2021)].

Keywords: spin chains, spinons, spin liquids, magnetic resonance, antiferromagnets, quantum magnets

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb

Bibliography — 36 references

Received 18 December 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (7) 778–786 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (7) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.12.039842>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.12.039842>