

Магнитный резонанс спинов в квантовых магнетиках

А.И. Смирнов

В спин-жидкостных фазах магнетиков с цепочечной и треугольной решётками обнаружена и изучена тонкая структура спионного континуума, возникающая на малых волновых векторах под действием однородного взаимодействия Дзялошинского–Мориш. В упорядоченной фазе с сильной квантовой редукцией параметра порядка обнаружено сосуществование возбуждений магнного и спионного типов, с кроссовером от первого ко второму при превышении энергией возбуждения энергии обменного взаимодействия.

Ключевые слова: спиновые цепочки, магнитный резонанс, антиферромагнетики, квантовые магнетики

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb, 76.30. – v

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037757

Содержание

1. Введение. Континуум возбуждений в антиферромагнитных спиновых цепочках (633).
 2. Эксперимент (635).
 3. Магнитный резонанс спинов в цепочечном антиферромагнетике с однородным взаимодействием Дзялошинского–Мориш (635).
 4. Магнитный резонанс спинов в квазидвумерном антиферромагнетике на треугольной решётке (637).
 5. Заключение (639).
- Список литературы (639).

1. Введение. Континуум возбуждений в антиферромагнитных спиновых цепочках

В теоретических исследованиях, начатых Х. Бете [1], было показано, что, вопреки классическим предсказаниям, основное состояние антиферромагнитной гейзенберговской цепочки спинов $S = 1/2$ является сильно флуктуирующим — среднее значение проекции спина на любом узле решётки равно нулю. В то же время это состояние является сильно коррелированным, для него антиферромагнитные корреляции спинов спадают медленно, по степенному закону. Таким образом, при абсолютном нуле температуры состояние спиновой цепочки является критическим — дальний магнитный порядок традиционного типа отсутствует, но радиус корреляции бесконечен.

Проблема возбуждённых состояний квантовых спиновых цепочек также оказывается весьма интересной. Теоретические исследования [2] показали, что спиновая структура элементарного возбуждения аналогична спиновой структуре доменной стенки в неелевском антиферромагнетике, в отличие от структуры классического

магнона, прообразом которого является один перевёрнутый спин.

Отметим, что один перевёрнутый спин порождает две доменные стенки на расстоянии, равном одному периоду цепочки. В одномерной цепочке эти доменные стенки могут без затрат энергии и изменения полного спина отойти друг от друга на любое расстояние. Спиновые структуры, соответствующие магнону и двум доменным стенкам, изображены на рис. 1. Эти специфические воз-

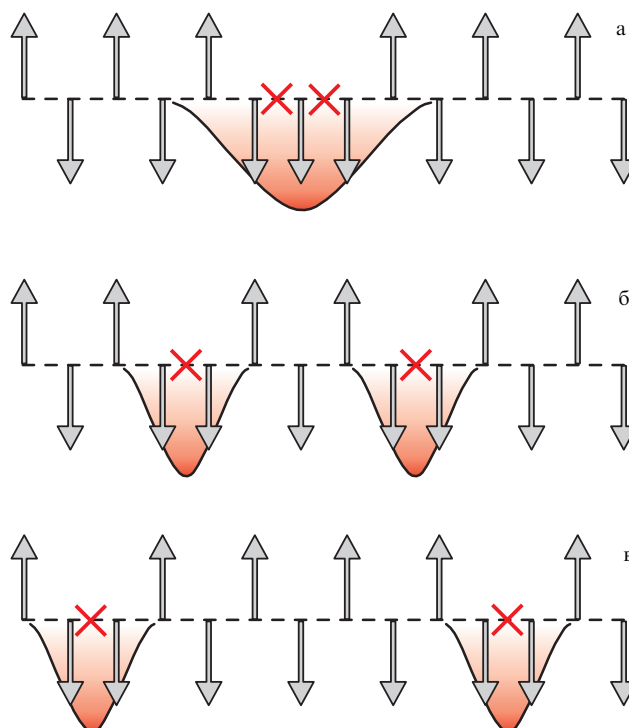


Рис. 1. Схематическое изображение спиновых проекций в узлах спиновой цепочки. (а) Спиновая конфигурация, соответствующая магнону, несущему спин $S = 1$. (б, в) Спиновые конфигурации с той же обменной энергией, соответствующие паре спинов, не связанных друг с другом.

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 17 марта 2016 г.

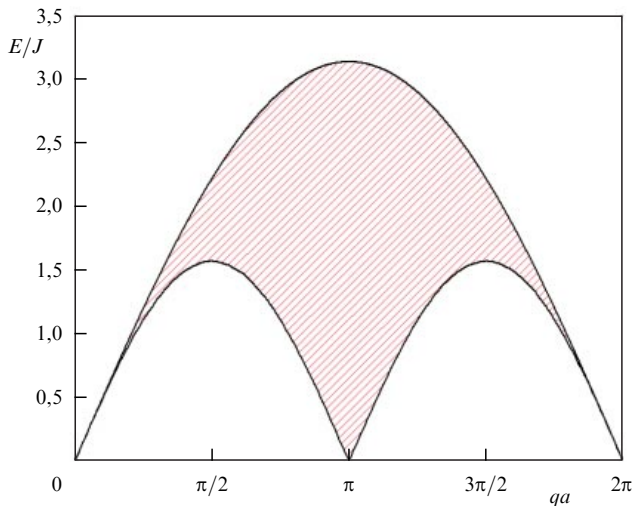


Рис. 2. Двухспиновый континуум в нулевом поле.

буждения со спиновой структурой в виде доменной стенки были названы спионами. Каждое такое возбуждение несёт дробный спин $S = 1/2$, поэтому во взаимодействиях с нейтронами или фотонами, когда проекция полного спина кристалла может изменяться на единицу, они возбуждаются или поглощаются парами.

Возбуждение или поглощение пар спинов приводит к спектру передачи энергии и импульса q в виде двухчастичного континуума возбуждений, для которого энергия на верхней границе $\epsilon_1(q)$ связана с энергией на нижней границе $\epsilon_2(q)$ соотношением $\epsilon_1(q) = 2\epsilon_2(q/2)$. Закон дисперсии одночастичных возбуждений имеет вид

$$\epsilon_2(q) = \frac{\pi}{2} J \sin(qa), \quad (1)$$

где q — волновой вектор, a — период спиновой цепочки, J — обменный интеграл.

Схематически область континуума на плоскости энергия — волновой вектор показана на рис. 2.

К настоящему времени изучены многие магнитные кристаллы с цепочечной геометрией антиферромагнитных обменных связей. Существование двухспионного континуума подтверждено в многочисленных экспериментах по рассеянию нейтронов, в которых была обнаружена чётко ограниченная расчётными значениями $\epsilon_{1,2}$ полоса поглощения (см., например, работы [3, 4]). Было показано соответствие спектральной плотности континуума, полученной из эксперимента, расчётным значениям на основе представления об элементарных возбуждениях с дробным спином. Вследствие особенностей нейтронного эксперимента эти измерения в основном выполнялись в удалённой от начала координат части зоны Бриллюэна.

Существование самих спинов как хорошо определённых квазичастиц подтверждается экспериментами по наблюдению теплопроводности, соответствующей большим значениям длины свободного пробега [5, 6]. Представление о спинах как о частицах с дробным спином получило убедительное подтверждение в эксперименте по неупругому рассеянию нейтронов в работе [7], где наблюдалась тонкая структура спектра продольных спиновых флуктуаций в виде мягких мод, возникающих в магнитном поле в качестве спутников у волнового

вектора на границе зоны Бриллюэна. Эта тонкая структура объясняется на основе рассмотрения переходов в намагниченной одномерной ферми-жидкости.

В экспериментах, описываемых в данной статье, мы ставим целью обнаружить фермионное поведение возбуждений в квазиодномерном антиферромагнетике со спином $S = 1/2$ в области малых волновых векторов, где ширина континуума стремится к нулю, а магнитное поле наиболее существенно влияет на спектр поперечных спиновых флуктуаций. Тем не менее киральный характер поперечных спионных мод проявляется в цепочках с низкой симметрией локального окружения магнитных ионов. Как показано в теоретической работе [9], при наличии в цепочке кроме гейзенберговского обмена значительно более слабого однородного взаимодействия Дзялошинского — Мории спектры спинов, распространяющихся в противоположных направлениях, становятся различными, если приложенное поле параллельно вектору \mathbf{D} , определяющему взаимодействие Дзялошинского — Мории.

Рассмотрим, следуя работам [9, 10], гамильтониан спиновой цепочки, включающий в себя обменное взаимодействие, однородное взаимодействие Дзялошинского — Мории и зеemanовское взаимодействие:

$$\mathcal{H} = \sum_i (JS_i S_{i+1} + \mathbf{D} S_i \times S_{i+1} + g\mu_B S_i \mathbf{H}). \quad (2)$$

Здесь g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора, S_i — операторы спинов в узлах одномерной решётки, вектор \mathbf{D} является параметром взаимодействия Дзялошинского — Мории [11, 12].

Однородное взаимодействие Дзялошинского — Мории отличается тем, что вектор \mathbf{D} для всех номеров спинов i в цепочке ориентирован в одну и ту же сторону. Более типичное, известное для многих антиферромагнетиков, взаимодействие Дзялошинского — Мории является альтернированным, в этом случае в гамильтониане имеется множитель $(i)^{-1}$. Альтернированное взаимодействие приводит к известному эффекту скашивания подрешёток в упорядоченной фазе, так называемому слабому ферромагнетизму антиферромагнетиков.

В нашем экзотическом случае однородного взаимодействия Дзялошинского — Мории классическое упорядочение имело бы вид спиральной структуры с волновым вектором $q_{DM} = D/aJ$. В квантовой спиновой цепочке классический порядок отсутствует. Наличие однородного взаимодействия Дзялошинского — Мории теоретически должно привести к сдвигу спектра континуума на величину q_{DM} , тем самым бегущие в разные стороны спионы оказываются неэквивалентными. Это утверждение доказывается тем, что однородное взаимодействие Дзялошинского — Мории может быть в первом приближении удалено из гамильтониана преобразованием всех спинов с помощью поворота на угол, зависящий от номера спина, $i \arctan(D/J)$ [10, 13]. Вид спионного континуума для поперечных спиновых флуктуаций в магнитном поле и его изменение вследствие однородного взаимодействия Дзялошинского — Мории показаны на рис. 3. В результате область ненулевой ширины континуума захватывает нулевой волновой вектор и становится, таким образом, доступной для изучения методом спектроскопии магнитного резонанса, которая зондирует возбуждённые состояния с нулевым (точнее, малым по сравнению с π/a) волновым вектором.

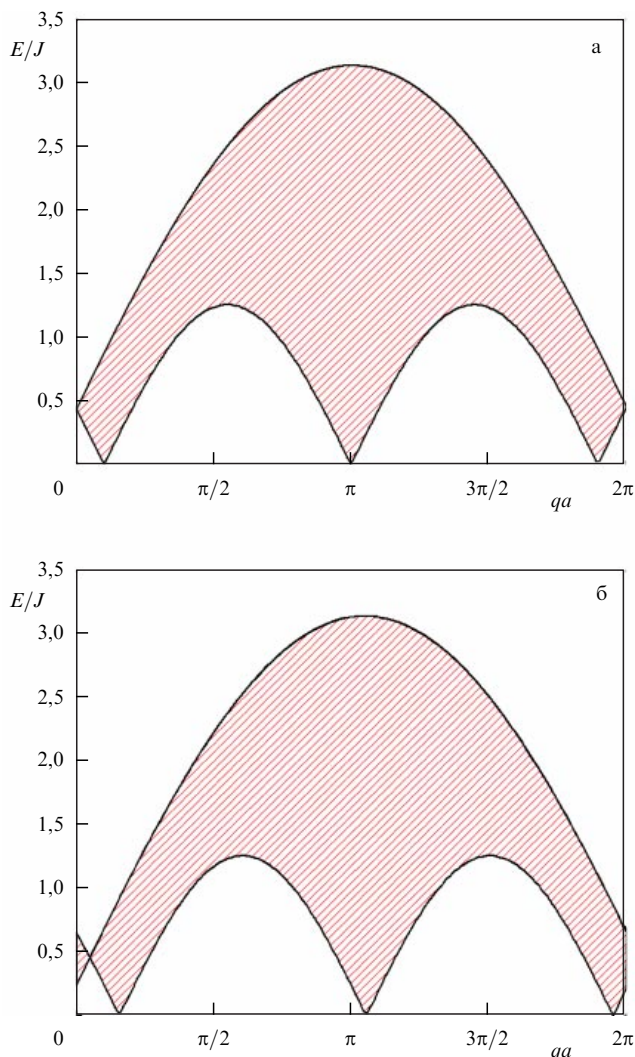


Рис. 3. Континуум поперечных спиновых флуктуаций в магнитном поле при отсутствии (а) и наличии (б) однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории.

Поскольку в длинноволновой части континуума имеются сингулярности спектральной плотности на нижней и верхней границах континуума [14], ожидается наблюдение дублета резонансных линий вместо одной линии на ларморовской частоте [9, 10, 13]. Ожидаемое расщепление линии электронного спинового резонанса обусловлено двумя обстоятельствами: спиновым характером возбуждений и наличием однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории. Зависимости частот спионного дублета от магнитного поля для ориентаций $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$ имеют вид [9, 10, 13]:

$$2\pi\hbar\nu_{\pm} = \left| g_{\parallel}\mu_B H \pm \frac{\pi D}{2} \right|, \quad (3)$$

$$2\pi\hbar\nu_{\pm} = \sqrt{(g_{\perp}\mu_B H)^2 + \left(\frac{\pi D}{2}\right)^2}. \quad (4)$$

Здесь $g_{\parallel, \perp}$ — величины g -фактора для магнитного поля, ориентированного параллельно и перпендикулярно \mathbf{D} . Эти соотношения определяют щель в нулевом поле $2\pi\hbar\Delta = \pi D/2$ и предсказывают наличие мягкой моды для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$ в магнитном поле $H_0 = \pi D/(2g_{\parallel}\mu_B)$, когда зеемановская энергия находится в определённом соотно-

шении с энергией взаимодействия Дзялошинского–Мории.

Среди недавно изучавшихся антиферромагнетиков цепочечного типа имеются два соединения с магнитными ионами Cu^{2+} , связанными антиферромагнитным гейзенберговским обменом и однородным взаимодействием Дзялошинского–Мории. Это хлорид Cs_2CuCl_4 (см., например, [15–17]) и бромид $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$, изученный в работе [18]. Оба этих соединения демонстрируют хорошо выраженный континуум спионных возбуждений, обнаруживаемый в экспериментах по рассеянию нейтронов.

Мы изучили электронный спиновый резонанс в кристаллах этих соединений [8, 10, 19, 20] и обнаружили там формирование указанного спионного дублета при охлаждении до температур ниже температуры образования антиферромагнитных корреляций $T_J = J/k_B$. В соответствии с предсказаниями теории дублет наиболее ярко выражен при направлении магнитного поля вдоль вектора \mathbf{D} , определяемого кристаллографической симметрией. В перпендикулярной ориентации наблюдается одиночная линия резонанса, однако открывается щель в спектре в нулевом поле.

2. Эксперимент

Эксперименты выполнялись на многочастотном спектрометре, включающем в себя несколько резонаторных измерительных ячеек, совмещаемых с криостатом откачки паров ^3He или рефрижератором растворения и криомагнитом с полем 12 Тл. Резонаторные ячейки перекрывают диапазон частот 0,5–250 ГГц. В ходе эксперимента записывается зависимость от магнитного поля сигнала прошедшей микроволновой мощности — резкое уменьшение этого сигнала свидетельствует о выполнении условий магнитного резонанса.

3. Магнитный резонанс спионов в цепочечном антиферромагнетике с однородным взаимодействием Дзялошинского–Мории

Рассмотрим вначале, следуя работе [8], электронный спиновый резонанс в $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$. В этом соединении одномерные свойства выражены очень сильно — отношение внутрицепочечного обмена к межцепочечному равно 600 (по данным [18]), а упорядочение, связанное с межцепочечным обменом и другими слабыми по сравнению с основным обменом взаимодействиями, происходит при температуре 70 мК, значительно меньшей температуры $T_J = 20$ К. Таким образом, есть широкая область температур $T_N < T \ll T_J$ (где T_N — температура Нееля), в которой имеются спиновые цепочки в состоянии, близком к основному, а взаимодействие между цепочками пренебрежимо мало и индуцируемые им межцепочечные корреляции разрушаются малой температурой.

Кристаллическая структура $\text{K}_2\text{CuSO}_4\text{Br}_2$ показана на рис. 4. Для структуры кристалла характерно отсутствие центра инверсии между магнитными ионами в цепочке, обусловленное смещением группы SO_4 от линии, соединяющей ионы меди. Это смещение одинаково внутри одной цепочки, что обеспечивает существование именно однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории.

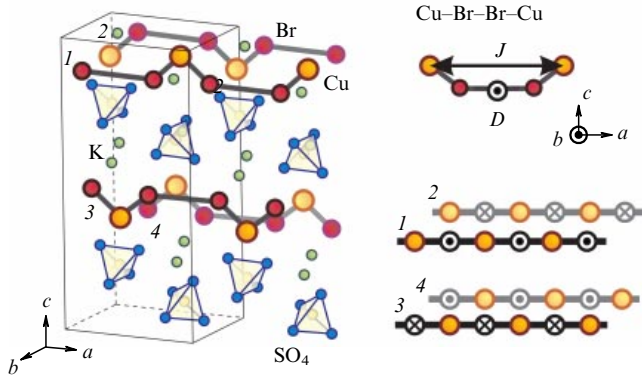


Рис. 4. Кристаллическая структура $K_2CuSO_4Br_2$. (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

В соседней цепочке вектор \mathbf{D} имеет противоположное направление, так что в кристалле в целом нет нарушения эквивалентности между направлениями "вверх" и "вниз".

Формирование спионного дублета представлено температурной эволюцией спектра электронного спинового резонанса на частоте 27,83 ГГц на рис. 5.

При температуре выше T_J наблюдается обычный парамагнитный резонанс в магнитном поле, в котором частота генератора совпадает с ларморовской частотой $\nu_L = g\mu_B H/\hbar$. При понижении температуры, как видно из рис. 5, для ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel b$ (т.е. $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$) происходит образование дублета линий M_{\pm} . Вблизи поля парамагнитного резонанса остаётся слабая линия P, связанная с остаточными парамагнитными примесями и дефектами, она демонстрирует типичное для примесей возрастание интенсивности при охлаждении. Для ориентации $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$ при охлаждении сохраняется одиночная линия, которая, однако, демонстрирует сдвиг вниз по

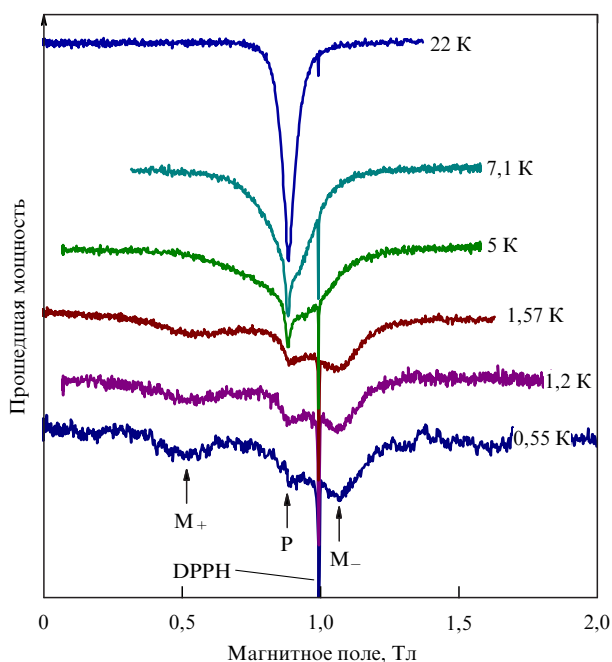


Рис. 5. Температурная эволюция сигнала электронного парамагнитного резонанса на частоте 27,83 ГГц. DPPH — сигнал-метка дифенилпикрилгидразила ($g = 2,0$). (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

полно от сигнала парамагнитного резонанса. Зависимости резонансных полей от температуры для эксперимента на частоте 27,83 ГГц показаны на рис. 6, 7. Из этих зависимостей можно заключить, что формирование низкотемпературного спектра начинается при охлаждении до температур ниже T_J , однако продолжается при значительно более низких температурах — резонансные поля прекращают изменяться только при температуре ниже 1 К. Из предельного значения резонансного поля при $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$ можно, пользуясь формулой (4), определить значение энергетической щели $\Delta = 8,7$ ГГц и затем вычислить параметр взаимодействия Дзялошинского–Мории $D = 0,27$ К.

Для проверки теоретической частотно-полевой зависимости (3), (4) мы выполнили измерение резонансных полей в широком диапазоне частот, как ниже, так и выше щели, уделяя внимание поиску предсказанной мягкой моды в параллельном оси b магнитном поле величиной $H_D = D/g\mu_B$. Результаты измерений показаны на рис. 8, 9.

Результаты расчёта по формулам (3), (4) с использованием определённого выше параметра D представлены на рис. 8, 9 штриховыми линиями. Для ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel a, c$ наблюдается хорошее соответствие с теорией. Для $\mathbf{H} \parallel b$ в области относительно низких частот, до 30 ГГц, наблюдается хорошее согласие с теоретическими предсказаниями, полученное без подгоночных параметров (см. верхнюю вставку на рис. 8). На более высоких частотах наблюдается существенное отклонение от теоретического предсказания: высокочастотная компонента дублета исчезает, а низкочастотная приближается к ларморовской частоте. Такое поведение частотно-полевых зависимостей можно предположительно объяснить двумя обстоятельствами. Во-первых, сильное магнитное поле подавляет квантовые нулевые флуктуации спинов, и в том числе связанный с ними континуум [20, 21], во-вторых, в сильном поле, когда зеемановская энергия значительно превышает энергию взаимодействия Дзялошинского–Мории, формирова-

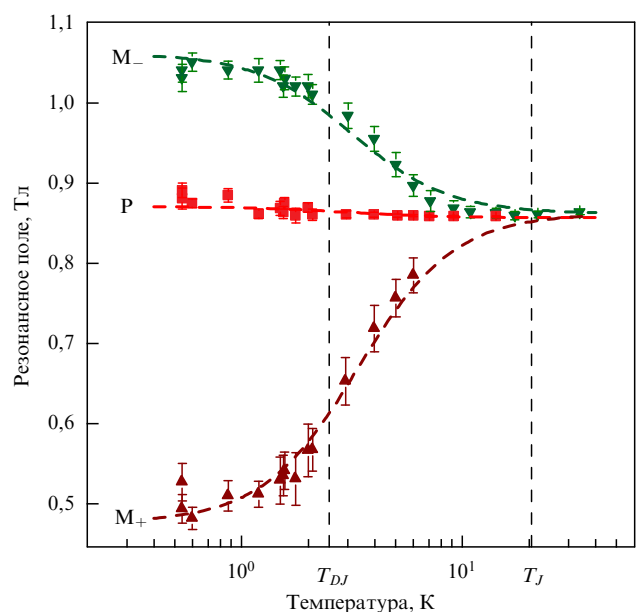


Рис. 6. Температурная зависимость резонансных полей на частоте 27,83 ГГц для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{D}$. (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

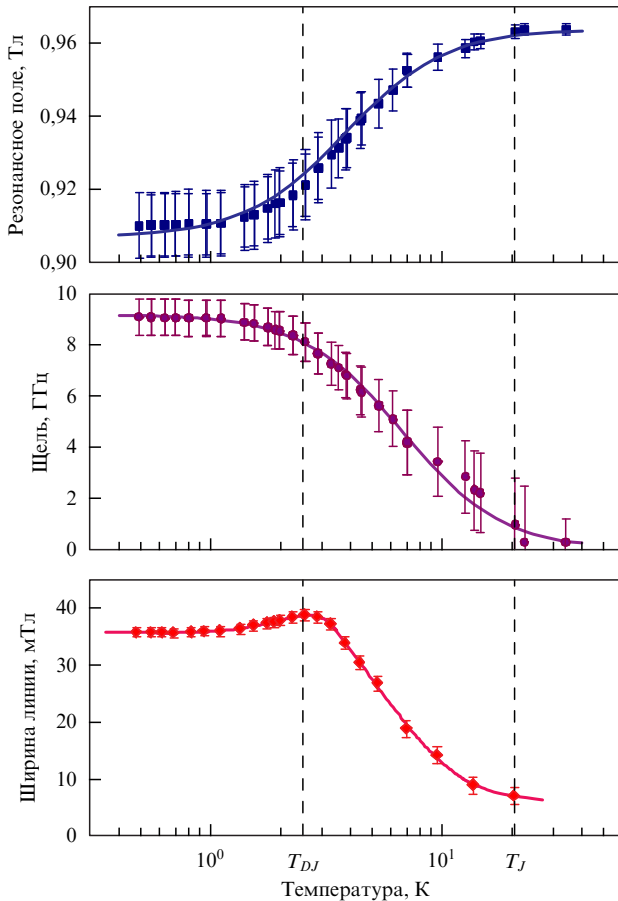


Рис. 7. Температурная зависимость резонансных полей, энергетической щели и ширины линии на частоте 27,83 ГГц для $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$. (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

ние дублета может также оказаться осложнённым. В пользу такого предположения говорит также температурная зависимость энергетической щели — разрушение энергетической щели происходит не при температуре порядка T_J , а при гораздо более низкой температуре, которую эмпирически можно характеризовать как $T_{DJ} = \sqrt{JD}/k_B$.

В целом, описанные результаты показывают, что однородное взаимодействие Дзялошинского–Мории модифицирует двухспиновый континуум в цепочечном, $S = 1/2$, антиферромагнетике. При этом спектр магнитных возбуждений сдвигается в k -пространстве так, что область континуума накрывает начало координат. Этот сдвиг приводит к возникновению тонкой структуры спектра магнитного резонанса в виде дублета, компоненты которого имеют разность частот, равную ширине континуума на волновом векторе q_{DM} , и появляются по обе стороны от частоты парамагнитного резонанса. В поле, соответствующем балансу зеемановской энергии и энергии взаимодействия Дзялошинского–Мории, наблюдается мягкая мода.

4. Магнитный резонанс спинов в квазидвумерном антиферромагнетике на треугольной решётке

Теперь рассмотрим более сложный магнетик, Cs_2CuCl_4 , в котором магнитные ионы Cu^{2+} располагаются в слоях с

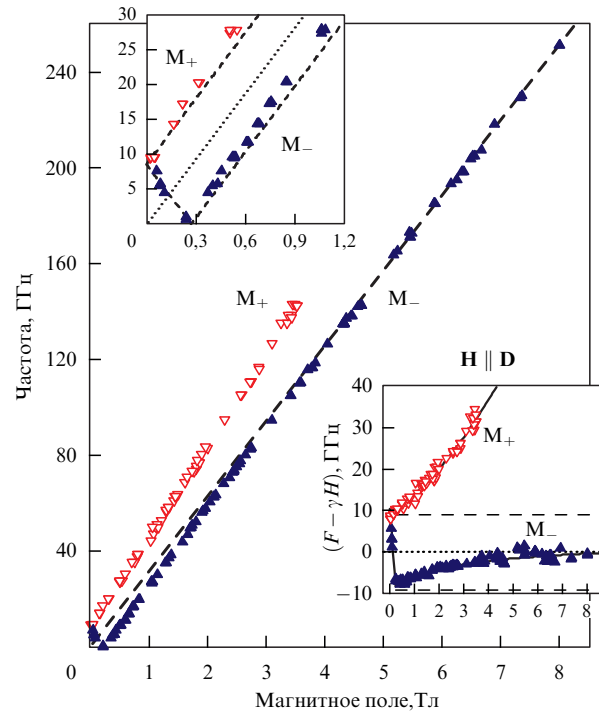


Рис. 8. Частотно-полевая зависимость спиновых резонансов для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$. На верхней вставке — низкочастотный диапазон. Нижняя вставка показывает отклонение резонансных частот от ларморовской частоты в зависимости от магнитного поля. Штриховой линией изображена теоретическая зависимость (3). (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

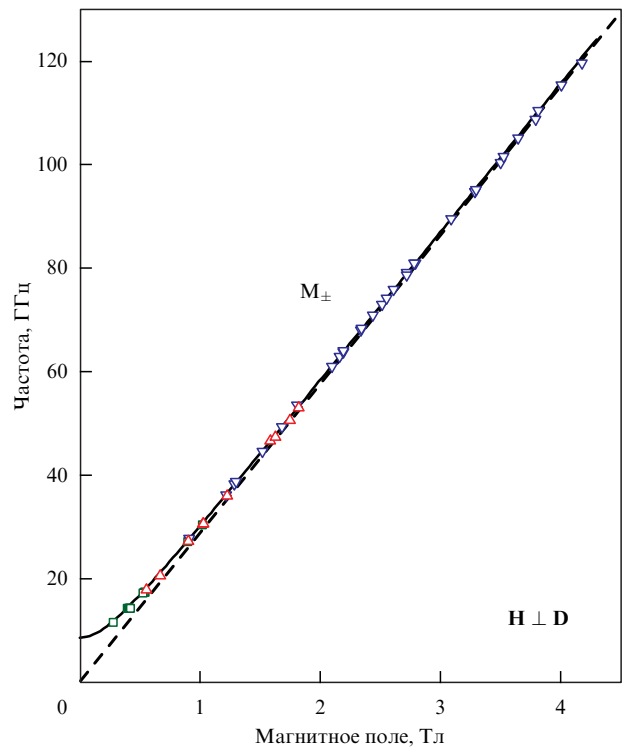


Рис. 9. Частотно-полевая зависимость спиновых резонансов для $\mathbf{H} \perp \mathbf{D}$. Сплошная линия представляет теоретическую зависимость (4), штриховая линия соответствует парамагнитному резонансу при температуре выше 20 К. (Воспроизводится с разрешения авторов [8]. Copyright (2015) by the American Physical Society.)

решёткой из равнобедренных треугольников, а обмен между слоями J^* значительно слабее обмена $J = 4$ К вдоль основания структурного треугольника и косых обменов $J' = 1,3$ К вдоль боковых сторон треугольников. Схема обменных связей представлена на рис. 10. Замечательная особенность этого соединения состоит в том, что, несмотря на его квазидвумерную структуру, нейтронные эксперименты [15] обнаруживают в нём при температурах $1 < T < 4$ К континуум возбуждений, который по своим границам и спектральной плотности хорошо соответствует одномерным цепочкам спинов $S = 1/2$. Это объясняется фрустрацией косых обменных связей J' [22, 23].

Действительно, в рамках теории молекулярного поля в пределе $J \gg J'$ корреляции вдоль оснований треугольников должны быть антиферромагнитными, и тогда молекулярные поля спинов, принадлежащих основанию треугольника, будут компенсировать друг друга при действии на спин в вершине треугольника. Исследование этого вопроса квантовым методом Монте-Карло [22] приводит к выводу о том, что одномерный характер корреляций в такой треугольной системе может сохраняться при увеличении J' вплоть до весьма большого значения отношения обменных интегралов, $J'/J = 0,6$. Спин-жидкостное поведение (наличие спионного континуума при отсутствии упорядочения) наблюдается в этом соединении в области температур $0,6 < T < 4$ К. При температуре ниже $T_N = 0,62$ К происходит упорядочение в спиральную магнитную структуру, а при температуре выше 4 К спин-спиновые корреляции разрушаются и кристаллы демонстрируют магнитные свойства, характерные для обычного парамагнетика.

Упорядочение при температуре $T_N \ll T_J$ в условиях фрустрации обменного взаимодействия связывается с наличием слабых взаимодействий: межслоевого обмена, взаимодействия Дзялошинского–Мории, влияние которых на магнитное упорядочение в Cs_2CuCl_4 рассматривается в работе [17]. Наблюдаемое упорядочение здесь отличается от такового в обычных антиферромагнетиках тем, что даже при абсолютном нуле температуры упорядоченная компонента спина не достигает номинального значения $S_z = 1/2$, квантовые спиновые флуктуации приводят к существенной редукции спина, равной четверти номинального значения [24].

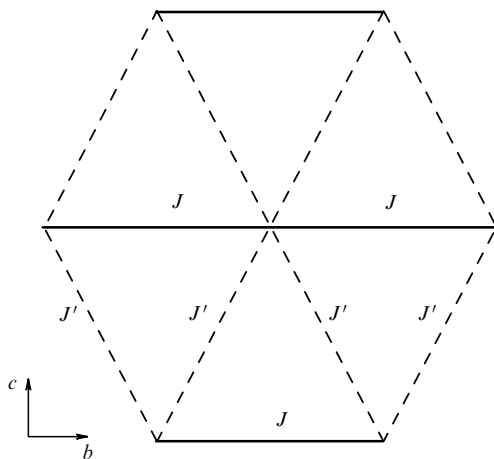


Рис. 10. Структура обменных связей в плоскости bc в кристаллах Cs_2CuCl_4 . (Из работы [19].)

Поскольку в Cs_2CuCl_4 наблюдается двухспионный континуум, а также на обменных связях J симметрия разрешает наличие однородного взаимодействия Дзялошинского–Мории, мы имеем возможность проверить и в этом веществе наличие спионного дублета магнитного резонанса, а также проследить, как будет изменяться магнитный резонанс спионного типа при переходе в упорядоченную фазу с существенной редуцией упорядоченной компоненты спина.

На рисунке 11 изображена температурная эволюция линии магнитного резонанса на частоте 37,38 ГГц, иллюстрирующая возникновение спионного дублета и его превращение в линию антиферромагнитного резонанса при переходе через точку Нееля. Однако на более высоких частотах, например на частоте 78,81 ГГц, как показано на рис. 12, дублет сохраняется при охлаждении

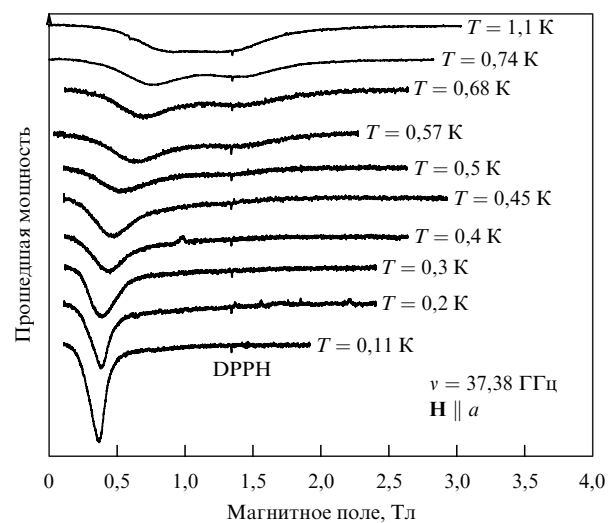


Рис. 11. Температурная эволюция линии магнитного резонанса на частоте 37,38 ГГц при охлаждении до температур ниже точки Нееля в кристалле Cs_2CuCl_4 , $\mathbf{H} \parallel a$. (Воспроизводится с разрешения авторов [19]. Copyright (2012) by the American Physical Society.)

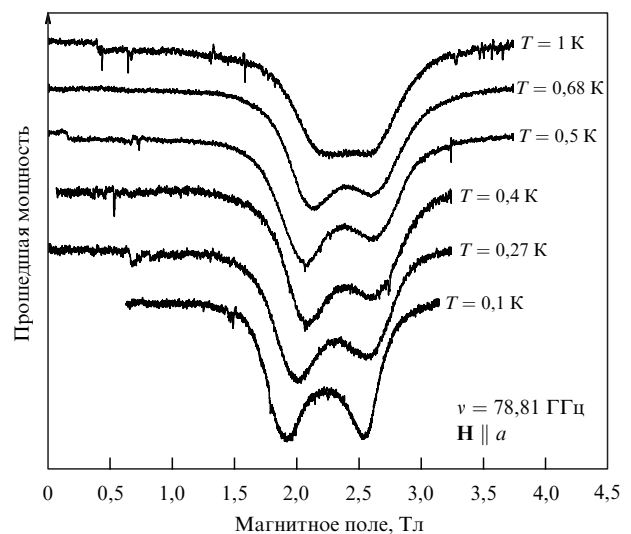


Рис. 12. Температурная эволюция линии магнитного резонанса на частоте 78,81 ГГц при охлаждении до температур ниже T_N в кристалле Cs_2CuCl_4 , $\mathbf{H} \parallel a$. (Воспроизводится с разрешения авторов [19]. Copyright (2012) by the American Physical Society.)

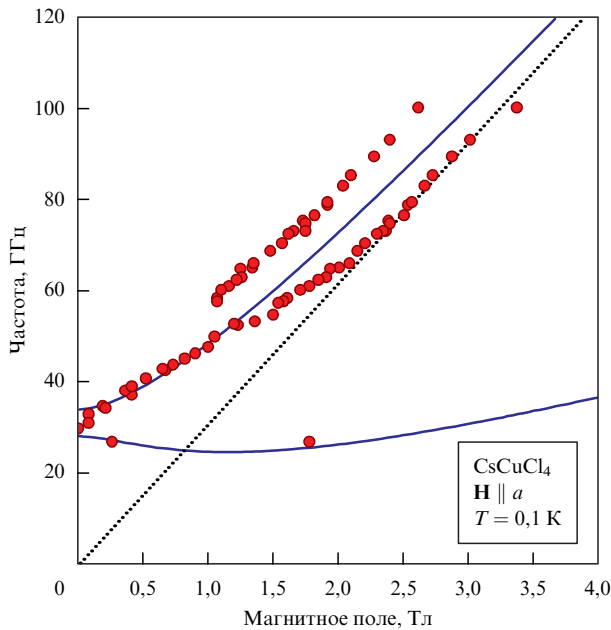


Рис. 13. Частотно-полевая диаграмма для основных сигналов магнитного резонанса при $T = 0,1$ К, $\mathbf{H} \parallel a$, в кристалле Cs_2CuCl_4 . Сплошные линии — теоретический расчёт антиферромагнитного резонанса для планарной магнитной структуры, пунктирная линия — парамагнитный резонанс при $T = 10$ К. (По данным работы [19].)

до весьма низкой температуры. Переход между этими двумя частотными режимами, т.е. переход от антиферромагнитного резонанса на низких частотах к резонансу спионного типа при высоких частотах происходит вблизи частоты 60 ГГц, т.е. на частоте обменного порядка J/\hbar . Этот переход проиллюстрирован экспериментальными данными на рис. 13, из которого видно, как одиночная линия антиферромагнитного резонанса превращается в спионный дублет на высоких частотах.

Такое сосуществование двух типов магнитного резонанса является весьма примечательным и показывает, что в упорядоченной антиферромагнитной структуре с сильной редукцией упорядоченной компоненты спина одновременно имеются спин-волноводные моды колебаний спинов, характерные для упорядоченной системы, и

спионные моды, характерные для квантово-разупорядоченного магнетика.

5. Заключение

Экспериментально изучен магнитный резонанс в квантовых магнетиках с низкоразмерной структурой антиферромагнитных обменных связей. Обнаружена тонкая структура двухспионного континуума возбуждений на малых волновых векторах, обусловленная однородным взаимодействием Дзялошинского – Мории.

Настоящая статья основана на результатах работ [8, 10, 19, 20]. Приношу искреннюю благодарность всем соавторам этих статей: А. Жёлудеву, В.Е.А. Лоренцу, С.В. Петрову (умер в 2012 г.), К.Ю. Поварову, Т.А. Солдатову, О.А. Старыху, М. Хэльгу и А.Я. Шапиро — за тесное многолетнее сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований и программой Президиума РАН "Электронный спиновый резонанс".

Список литературы

1. Bethe H Z. *Phys.* **71** 205 (1931)
2. Faddeev L D, Takhtajan L A *Phys. Lett. A* **85** 375 (1981)
3. Tennant D A et al. *Phys. Rev. B* **52** 13368 (1995)
4. Lake B et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 137205 (2013)
5. Sologubenko A V et al. *Phys. Rev. B* **64** 054412 (2001)
6. Hlubek N et al. *Phys. Rev. B* **81** 020405(R) (2010)
7. Dender D C et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1750 (1997)
8. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **92** 134417 (2015)
9. Gangadharaiah S, Sun J, Starykh O A *Phys. Rev. B* **78** 054436 (2008)
10. Povarov K Yu et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 037204 (2011)
11. Dzyaloshinsky I J. *Phys. Chem. Solids* **4** 241 (1958)
12. Moriya T *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
13. Karimi H, Affleck I *Phys. Rev. B* **84** 174420 (2011)
14. Oshikawa M, Affleck I *Phys. Rev. B* **65** 134410 (2002)
15. Coldea R, Tennant D A, Tylczynski Z *Phys. Rev. B* **68** 134424 (2003)
16. Tokiwa Y et al. *Phys. Rev. B* **73** 134414 (2006)
17. Starykh O A, Katsura H, Balents L *Phys. Rev. B* **82** 014421 (2010)
18. Hälg M et al. *Phys. Rev. B* **90** 174413 (2014)
19. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **85** 184423 (2012)
20. Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **91** 174412 (2015)
21. Kohno M *Phys. Rev. Lett.* **102** 037203 (2009)
22. Heidarian D, Sorella S, Becca F *Phys. Rev. B* **80** 012404 (2009)
23. Kohno M, Starykh O A, Balents L *Nature Phys.* **3** 790 (2007)
24. Coldea R et al. *J. Phys. Condens. Matter* **8** 7473 (1996)

Magnetic resonance of spinons in quantum magnets

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*

A study is made of the spinon continuum fine structure which is observed to occur in the spin-liquid phases of chain- and triangular-lattice magnets at small wave vectors due to the action of a uniform Dzyaloshinskii-Moriya interaction. An ordered phase with a strongly quantum-reduced order parameters is found to exhibit the coexistence of magnon and spin excitations, the former crossing over to the latter when the energy exceeds that of the exchange interaction.

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

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb, **76.30.-v**

Bibliography — 24 references

Received 17 March 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (6) 633–639 (2016)
DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037757

Physics – Uspekhi **59** (6) (2016)
DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037757