

К 130-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ П.Л. КАПИЦЫ

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Магнитный резонанс в низкотемпературных парамагнетиках

В.Н. Глазков

Низкотемпературные парамагнетики — это класс спиновых систем, которые, несмотря на присутствие заметных обменных взаимодействий между спинами, остаются в неупорядоченном парамагнитном состоянии до самых низких температур. Их магнитные свойства при низких температурах связаны с коллективными спиновыми возбуждениями, а в магнитном поле такие спиновые системы могут демонстрировать индуцированное магнитным полем антиферромагнитное упорядочение. Магнитный резонанс позволяет исследовать детали спектра возбуждений в парамагнитной низкополевой и упорядоченной высокополевой фазах низкотемпературных парамагнетиков, обнаруживая тонкую структуру спектра коллективных возбуждений, детали процессов взаимодействия возбуждений друг с другом, изменение спектра возбуждений в магнитном поле, а также возникновение неголдстоуновских мод спиновой динамики в высокополевых упорядоченных фазах.

Ключевые слова: спиновая жидкость, магнитный резонанс, низкотемпературные парамагнетики, квантовые магнетики

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.50.Ee, **76.30.-v**, **76.50.+g**DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2024.07.039756>

Содержание

1. Введение (1320).
 2. Результаты и обсуждение (1321).
 - 2.1. Магнитный резонанс коллективных триплетных возбуждений.
 - 2.2. Синглет-триплетные переходы и магнитный резонанс в индуцированной полем антиферромагнитной фазе.
 3. Выводы (1325).
- Список литературы (1325).

1. Введение

Исследование свойств магнитных диэлектриков, систем обменно-связанных атомных спинов на регулярной кристаллической решётке, имеет долгую историю, включающую предсказание антиферромагнетизма Ландау [1] и Неелем [2], подтверждённое опытами по нейтронной дифракции Шула [3], и обнаружение предсказанных Блохом [4] спиновых волн (коллективных возбуждений таких спиновых систем) в экспериментах Брокхауза [5, 6] по неупругому нейтронному рассеянию. Известно большое количество соединений, в которых при понижении температуры возникает ферро- или антиферромагнитное упорядочение.

В.Н. Глазков

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

Статья поступила 1 августа 2024 г.

"Традиционным" сценарием формирования магнитного порядка является следующий. Система обменно-связанных спинов с гейзенберговским гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i,j} J_{ij} \hat{\mathbf{S}}_i \hat{\mathbf{S}}_j$$

при температурах $k_B T \gg |J|$ (J — характерное значение обменного интеграла) пребывает в парамагнитном состоянии, в котором магнитная энтропия близка к $S_{\max} = R \ln(2S + 1)$, а при температуре $k_B T_c \sim |J|$ происходит переход в магнитно-упорядоченное состояние. При этом в момент перехода магнитная энтропия близка к S_{\max} , и при $T \rightarrow 0$ магнитная энтропия, связанная теперь с коллективными возбуждениями магнетика, обращается в ноль.

Однако в последние десятилетия стали активно изучаться системы, не следующие этой линии поведения. Оказалось, что в некоторых случаях (часто связанных с одномерностью или двумерностью спиновой подсистемы, фрустрацией взаимодействий или другим типом специальной геометрии обменных связей) спиновые системы остаются в парамагнитном состоянии, не демонстрируя традиционного типа упорядочения, вплоть до температур $k_B T \ll |J|$, даже если магнитная энтропия $S_m \ll S_{\max}$. Такого типа системы являются примером *низкотемпературного парамагнетика* — состояния спиновой системы, аналогичного состоянию квантовой жидкости в гелии. Свойства таких систем при низких температурах связаны с коллективными возбуждениями. Спектр этих возбуждений, их взаимодействие друг с другом, влияние магнитного поля на возбуждения низкотемпературного па-

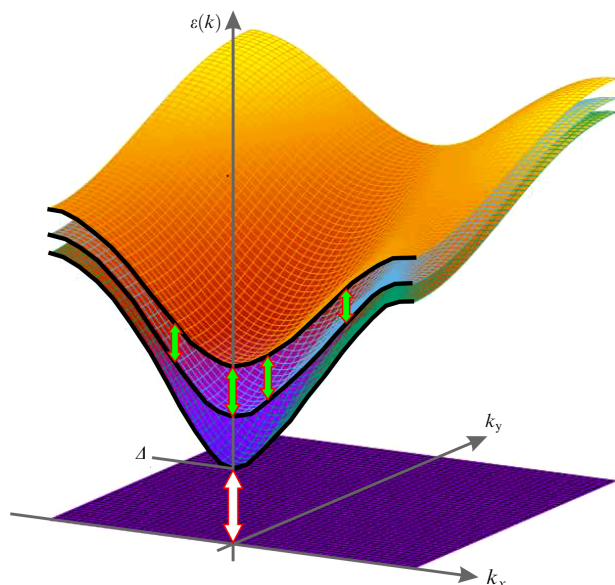


Рис. 1. Схематическое изображение спектра триплетных возбуждений низкотемпературного парамагнетика с щелевым спектром возбуждений в приложенном магнитном поле. Стрелками показаны возможные магнитно-резонансные переходы между триплетными подуровнями и один из синглет-триплетных переходов.

рамагнетика представляет интерес для теоретических и экспериментальных исследований.

В этом кратком обзоре будет рассмотрен более узкий класс низкотемпературных парамагнетиков: спиновые системы, в которых спектр коллективных возбуждений отделён энергетической щелью от синглетного основного состояния. Простейшим примером такой спиновой системы является система связанных антиферромагнитным обменным взаимодействием димеров: в изолированной паре спинов $s = 1/2$ есть основное состояние с $S = 0$ и триплетные возбуждения с $S = 1$. При наличии слабого междимерного обменного взаимодействия основное состояние коллективной системы останется синглетом $S = 0$, а триплетные возбуждения станут делокализованными и приобретут дисперсию $\varepsilon(\mathbf{q})$ с некоторой щелью Δ . Менее тривиальными примерами являются одномерные цепочки целых спинов (халдейновские магнетики [7]) и системы типа "спиновая лестница" [8, 9].

Приложение магнитного поля снимает вырождение по проекции спина, расщепляя подуровни триплетного состояния с $S = 1$ (рис. 1). Переходы между подуровнями могут изучаться методами магнитно-резонансной спектроскопии. Высокое энергетическое разрешение этого метода позволяет изучать свойства коллективных возбуждений, обнаруживать тонкую структуру триплетного спектра, а наблюдение синглет-триплетных переходов (которые могут оказаться слабо разрешены за счёт низкой симметрии кристалла) позволяет проследить зависимость щели от магнитного поля и температуры.

Отдельный интерес представляет поведение низкотемпературных парамагнетиков в сильных магнитных полях. Дисперсия триплетных возбуждений $\varepsilon(\mathbf{q})$ приводит к появлению двух характерных полей: поля закрытия спиновой щели $H_{c1} = \min(\varepsilon(\mathbf{q})) / (g\mu_B)$, в котором при $T = 0$ возникает ненулевая намагниченность, и поля насыщения $H_{c2} \approx \max(\varepsilon(\mathbf{q})) / (g\mu_B)$, в котором происходит полная поляризация спиновой системы (см., например,

[10]). Во многих случаях при достаточно низкой температуре при $H_{c1} < H < H_{c2}$ наблюдается фазовый переход в неожиданное индуцированное полем антиферромагнитно-упорядоченное состояние. Этот переход в чисто гейзенберговском случае может быть описан как бозе-конденсация квазичастиц, при которой магнитное поле играет роль подстраиваемого химического потенциала [11–15]. Магнитный резонанс в упорядоченной фазе измеряет энергию антиферромагнитных магнонов с $q = 0$, являясь очень чувствительным маркером появления негодстоуновских мод.

Описанные в данной работе эксперименты в основном были выполнены в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Магнитный резонанс коллективных триплетных возбуждений

В полях, меньших поля закрытия спиновой щели $H < H_{c1}$, магнитно-резонансный отклик низкотемпературного парамагнетика с щелевым спектром возбуждений связан в основном с разрешёнными переходами между триплетными подуровнями. Наличие щели в спектре возбуждений приводит к экспоненциальному вымерзанию заселённости триплетных подуровней и, соответственно, к вымерзанию интенсивности наблюдаемого спектра резонансного поглощения. Наблюдение такого поведения интенсивности сигнала магнитного резонанса, качественно отличного от ожидаемого для обычного парамагнетика закона Кюри, является одним из характерных признаков низкотемпературного парамагнетика с щелевым спектром возбуждений. Это экспоненциальное вымерзание заселённости триплетных состояний при низких температурах делает достижимым режим идеального газа триплетных возбуждений, когда квазичастичные возбуждения можно считать независимыми друг от друга и не взаимодействующими.

Пример такого поведения, наблюдавшегося в квазидвумерном димерном низкотемпературном парамагнетике ($C_4H_{12}N_2$)Cu₂Cl₆ (в литературе — РНСС), показан на рис. 2: при понижении температуры сигнал магнитного резонанса теряет интенсивность, расщепляется на несколько компонент и практически исчезает при самой низкой температуре 1,7 К (остающийся при этой температуре сигнал магнитного резонанса нерегулярной формы связан с небольшим, менее 1 %, количеством магнитных дефектов) [16].

Наблюдаемое расщепление спектра магнитного резонанса связано с действием на коллективные возбуждения низкотемпературного парамагнетика эффективного кристаллического поля. В случае аксиальной симметрии кристалла эффективный гамильтониан триплетного возбуждения может быть записан в виде

$$\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{q}) = \Delta_{\mathbf{q}} - g\mu_B \mathbf{H} \hat{\mathbf{S}} + D_{\mathbf{q}} \hat{S}_Z^2. \quad (1)$$

Здесь $D_{\mathbf{q}}$ — зависящее от волнового вектора значение эффективной константы анизотропии, которая микроскопически связана с различными анизотропными спин-спиновыми взаимодействиями (некоторые примеры такой связи рассмотрены в [17–19]), направление главной оси анизотропии Z определяется симметрией кри-

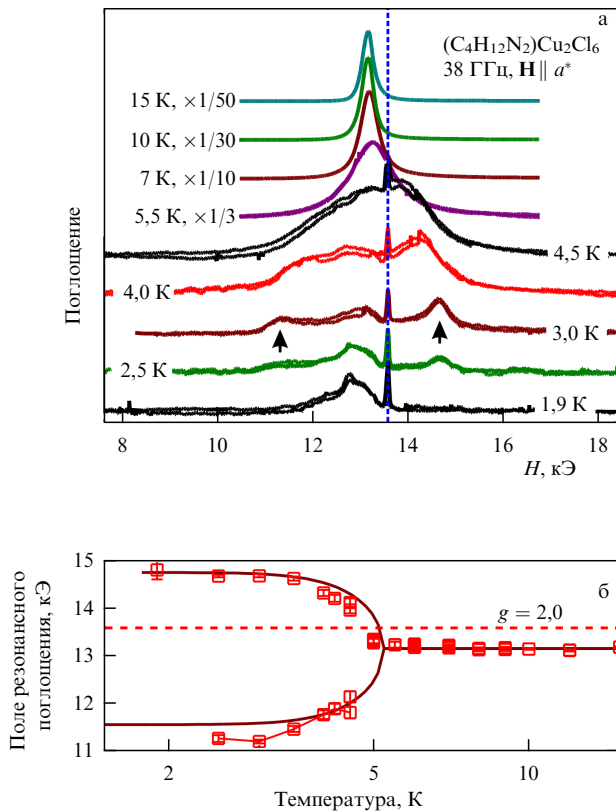


Рис. 2. (а) Спектры резонансного поглощения в квазидвумерном низкотемпературном парамагнетике $(\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_2)\text{Cu}_2\text{Cl}_6$ (в литературе — РНСС) при различных температурах, высокотемпературные данные домножены на указанные на рисунке множители для лучшего представления данных. Узкие пики поглощения вблизи от вертикальной пунктирной линии — маркер ДФПГ ($g = 2,00$). Вертикальные стрелки показывают положение расщепленных компонент тонкой структуры спектра ЭПР при низких температурах. (б) Зависимость поля резонансного поглощения от температуры (символы) и сравнение с моделью обменного сужения (кривые).

сталла. В результате для невзаимодействующих триплетных возбуждений возникает характерная для спинов $S = 1$ тонкая структура спектра: поля магнитного резонанса для переходов с изменением проекции спина на направление магнитного поля $S_H | +1 \rangle \leftrightarrow | 0 \rangle$ и $| 0 \rangle \leftrightarrow | -1 \rangle$ различаются. Такая тонкая структура спектра магнитного резонанса (и, соответственно, тонкая структура энергетических уровней триплетных возбуждений) наблюдалась в низкотемпературных парамагнетиках разного типа [16, 20–24]. Высокая разрешающая способность магнитно-резонансной спектроскопии позволяет надёжно обнаруживать и охарактеризовывать этот эффект, а также определять направление осей анизотропии.

Интересной особенностью таких спектров, качественно отличающих магнитный резонанс делокализованных триплетных возбуждений от "классического" магнитного резонанса локализованных спинов $S = 1$, является усреднение по заселённым состояниям во всей первой зоне Бриллюэна. При длине волны используемого в магнитно-резонансной спектроскопии излучения $\lambda \sim 1$ см волновой вектор фотона практически равен нулю, $k \approx 0$, поэтому закон сохранения квазиимпульса в процессах с поглощением фотона разрешает "вертикальные" переходы между триплетными подуровнями по всей зоне Бриллюэна. Зависимость эффективной константы анизотропии от волнового вектора D_q [17] может приводить

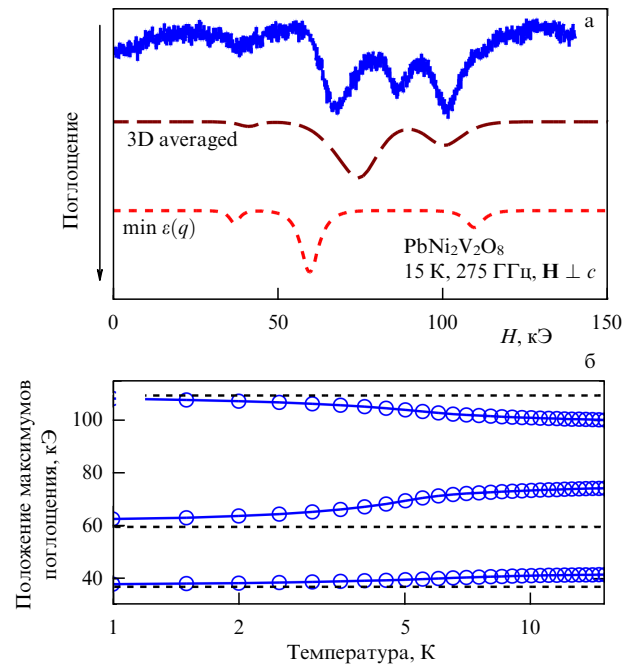


Рис. 3. (а) Сравнение экспериментально измеренного спектра резонансного поглощения в ориентированном образце квазидвумерного халдейновского магнетика $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ с результатами моделирования с учётом зависимости параметров анизотропии от волнового вектора и усреднения по заселённым состояниям в первой зоне Бриллюэна (штриховая кривая с отметкой "3D averaged") и с параметрами анизотропии для минимума спектра (пунктирная кривая с отметкой "min $\epsilon(q)$ "). (б) Модельная зависимость положения максимумов ЭПР-поглощения для невзаимодействующих триплетных возбуждений с учётом усреднения по заселённым состояниям в первой зоне Бриллюэна (символы). Пунктиром показаны ожидаемые положения полей резонансного поглощения для переходов в минимум спектра возбуждений.

к тому, что даже в низкотемпературном режиме идеального газа невзаимодействующих триплетных возбуждений возникнет зависимость наблюдаемого расщепления тонкой структуры спектра магнитного резонанса от температуры, требующая отдельной внимательности при анализе результатов.

Такого типа эффект усреднения сигнала поглощения по заселённой области k -пространства удалось наблюдать в квазидвумерном халдейновском магнетике $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ [20, 23]. В этом соединении ионы Ni^{2+} формируют слабо связанные цепочки спинов $S = 1$ и эффективная анизотропия, действующая на триплетные возбуждения, происходит не из спин-спиновых взаимодействий, а из довольно заметной одноионной анизотропии ионов никеля. Это позволяет определить характерную эффективную константу анизотропии по измераемой при низких температурах анизотропии критического поля закрытия спиновой щели H_{c1} . На рисунке 3 показано сравнение измеренного при 15 К спектра магнитного резонанса с результатами моделирования. Спектр ЭПР-поглощения, рассчитанный по определённому из анизотропии поля H_{c1} значению эффективной константы анизотропии, показывает явно завышенное в сравнении с экспериментом расщепление максимумов поглощения. В то же время учёт трёхмерной дисперсии спиновых подуровней [25], приводящей к зависимости эффективной константы анизотропии от положения в зоне Бриллюэна, даёт заметно лучшее согласие с экспериментом. Моделирование поло-

жения максимума поглощения при разных температурах, учитывающее изменение характерного объёма заселённых состояний (см. рис. 3), показывает, что даже в отсутствие взаимодействия возбуждений друг с другом усреднение спектра поглощения по всем состояниям может приводить к возникновению заметной температурной зависимости наблюдаемой тонкой структуры спектра ЭПР коллективных триплетных возбуждений [20].

С ростом температуры растёт концентрация триплетных возбуждений и газ возбуждений становится неидеальным. Самым наглядным проявлением этого взаимодействия является проявление эффекта обменного сужения [26]: обменное взаимодействие между триплетными возбуждениями приводит к слиянию компонент тонкой структуры спектра магнитного резонанса в одну общую линию резонансного поглощения (см. рис. 2). Такое поведение наблюдалось и в других низкотемпературных парамагнетиках [19, 22]. Наблюдаемая температурная зависимость поля резонансного поглощения и ширины линии магнитного резонанса может быть описана в рамках модели обменного сужения Андерсона [26], в предположении, что характерная обменная частота экспоненциально зависит от температуры [27] (что фактически отражает экспоненциальную зависимость от температуры концентрации триплетных возбуждений), пример результатов такого моделирования [20] показан на рис. 2.

Взаимодействие триплетных возбуждений является одним из каналов релаксации спиновой прецессии и отражается в ширине линии магнитного резонанса. В частности, если доминирует релаксационный процесс с участием N квазичастиц, то в низкотемпературном пределе ожидается связь между шириной линии магнитного резонанса ΔH , равновесной концентрацией возбуждений n и интегральной интенсивностью резонансного поглощения I (или намагничённостью M) $I \propto M \propto n$:

$$\Delta H \propto n^{(N-1)} \propto I^{(N-1)} \propto M^{(N-1)}. \quad (2)$$

Пример такого типа зависимостей показан на рис. 4. В квазидвумерном димерном магнетике $(\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_2)\text{Cu}_2\text{Cl}_6$ в низкотемпературном пределе наблюдается прямая пропорциональность между шириной линии магнитного резонанса и интенсивностью поглощения, соответствующая описанному выше действию механизма обменного сужения, для которого основными являются парные взаимодействия квазичастиц друг с другом. Для другого низкотемпературного парамагнетика, системы типа "спиновая лестница" $(\text{C}_7\text{H}_{10}\text{N}_2)_2\text{CuBr}_4$, наблюдается зависимость $\Delta H \propto (M/H)^3$, что свидетельствует о доминирующем релаксационном канале с участием четырёх квазичастиц. Микроскопическая природа такого многочастичного взаимодействия остаётся неясной.

2.2. Синглет-триплетные переходы и магнитный резонанс

в индуцированном полем антиферромагнитной фазе

При понижении температуры заселённость триплетных возбуждённых состояний обращается в нуль и при $T \rightarrow 0$ связанный с ними магнитно-резонансный отклик исчезает. Однако при низких температурах возникают другие, специфичные именно для низкотемпературных парамагнетиков с щелевым спектром возбуждений, типы магнитного резонанса.

В некоторых случаях присутствующие в кристалле анизотропные спин-спиновые взаимодействия смешивают

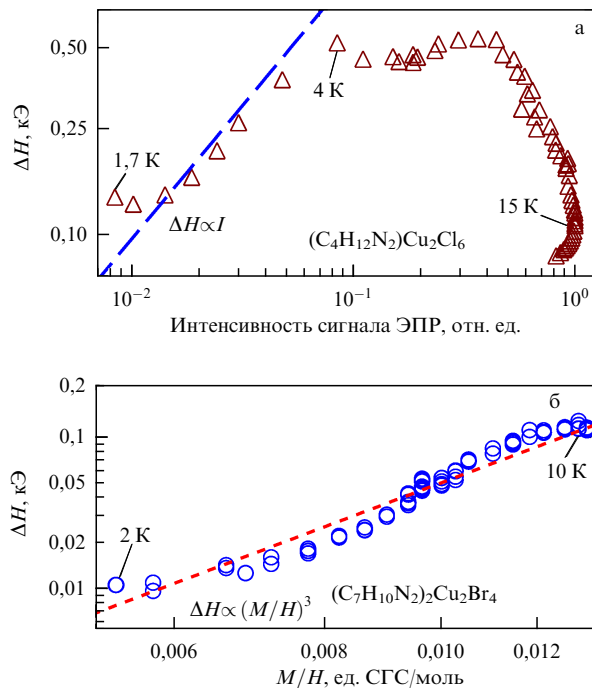


Рис. 4. Связь между шириной линии ЭПР и интенсивностью резонансного поглощения или статической намагничённостью для различных низкотемпературных парамагнетиков. На рисунках дополнительно указаны некоторые характерные температуры, при которых получены соответствующие точки. (а) Квазидвумерный низкотемпературный парамагнетик $(\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_2)\text{Cu}_2\text{Cl}_6$ (в литературе — RHCC). (б) Квазидвумерное соединение типа "спиновая лестница" $(\text{C}_7\text{H}_{10}\text{N}_2)_2\text{CuBr}_4$ (в литературе — DIMPY).

вают синглетное ($S = 0$) основное состояние и триплетные ($S = 1$) коллективные возбуждения, что делает разрешёнными переходы между этими спиновыми мультиплетами (см. рис. 1) [21, 22, 24, 29]. Закон сохранения квазиимпульса при поглощении фотона требует, чтобы такие переходы происходили только на волновых векторах, присутствующих в основном состоянии: это в первую очередь $k = 0$ (центр зоны Бриллюэна), соответствующий пространственно однородному состоянию, а в некоторых случаях, например в присутствии "знакопеременных" (staggered) компонент спин-спиновых взаимодействий, могут присутствовать некоторые дополнительные (дискретные) волновые векторы [24]. Минимум спектра возбуждений $\epsilon(\mathbf{q})$ может находиться не в центре зоны, поэтому синглет-триплетный переход не обязательно происходит в минимум спектра возбуждений.

Магнитно-резонансная спектроскопия позволяет с высокой точностью проследить изменение частоты синглет-триплетного перехода с магнитным полем. В наиболее интересном случае, когда оказывается разрешён синглет-триплетный переход в минимум спектра, это позволяет с высокой точностью (заметно превосходящей точность методики неупругого рассеяния нейтронов) проследить закрытие щели в спектре возбуждений в поле H_{c1} .

Большинство низкотемпературных парамагнетиков с щелевым спектром возбуждений демонстрируют возникновение индуцированного полем антиферромагнитного упорядочения выше поля H_{c1} . Низкая симметрия кристаллов приводит к тому, что в этой индуцированной полем антиферромагнитной фазе энергия антиферромаг-

нитных магнонов ненулевая, что позволяет наблюдать антиферромагнитный резонанс при $H > H_{c1}$. В рамках классической теории антиферромагнитного резонанса [30, 31] наблюдаемая резонансная мода на частоте $\omega \ll \Omega_L = \gamma H$ соответствует не зависящей в традиционной антиферромагнетике от магнитного поля частоте антиферромагнитного резонанса $\omega = \sqrt{2H_A H_E}$ (здесь H_A и H_E — поле анизотропии и обменное поле). Эта частота в рамках теории среднего поля пропорциональна величине антиферромагнитного параметра порядка. В случае низкотемпературного парамагнетика даже при $T = 0$ антиферромагнитный параметр порядка возникает из нуля в поле H_{c1} , что и приводит к изменению этой резонансной частоты с полем. При этом в окрестности поля закрытия спиновой щели реализуется нехарактерная для обычных антиферромагнетиков ситуация: даже при $T \rightarrow 0$ антиферромагнитный параметр порядка в окрестности поля H_{c1} далёк от насыщения, поэтому в динамике антиферромагнитной фазы заметно присутствуют продольные спиновые волны [32].

Пример наблюдения таких сигналов магнитного резонанса показан на рис. 5 на примере соединения TiCuCl_3 , в котором формируется трёхмерная система связанных антиферромагнитных димеров. В этом соединении минимум спектра возбуждений совпадает с центром первой зоны Бриллюэна, поэтому поле, в котором происходит синглет-триплетный переход, растёт с уменьшением частоты (мода "А" на рисунке), обращаясь в нуль в точке перехода в индуцированную полем антиферромагнитную фазу. Выше поля фазового перехода H_{c1} наблюдается мода антиферромагнитного резонанса ("В"), частота которой растёт с полем, отражая рост антиферромагнитного параметра порядка. Для сравнения отметим, что ларморовская частота $\Omega_L = \gamma H$ в поле 70 кЭ составляет около 200 ГГц, т.е. много больше частоты наблюдаемой моды антиферромагнитного резонанса.

Присутствующие в кристалле анизотропные взаимодействия оказывают влияние на все типы наблюдаемого в низкотемпературных парамагнетиках магнитно-резонансного отклика: они приводят к возникновению тонкой структуры спектра триплетных возбуждений, влияют на поведение щели в спектре вблизи поля закрытия спиновой щели H_{c1} , приводят к нарушению ХУ-симметрии и появлению спин-волновой моды с ненулевой частотой в индуцированной полем антиферромагнитной фазе. Все эти эффекты могут быть учтены в рамках предложенной Фарутиным и Марченко гидродинамической модели описания низкочастотной спиновой динамики низкотемпературных парамагнетиков [28]. Данная модель предполагает малость щели в спектре низкотемпературного парамагнетика и близость системы к традиционному упорядочению. Это позволяет описать низкочастотную спиновую динамику и в неупорядоченной низкополевой фазе, и в антиферромагнитно-упорядоченной высокополевой фазе как колебания некоторого векторного поля, имеющего смысл параметра порядка в упорядоченной фазе. Пример расчёта частот собственных колебаний спиновой системы в TiCuCl_3 в рамках этой модели показан на рис. 5. Модель демонстрирует достаточно хорошее полуколичественное согласие с экспериментом для значений параметров анизотропии, описывающих наблюдаемую тонкую структуру спектра триплетных возбуждений (сплошные линии на рис. 5). Это расхождение может быть частично связано с описанным

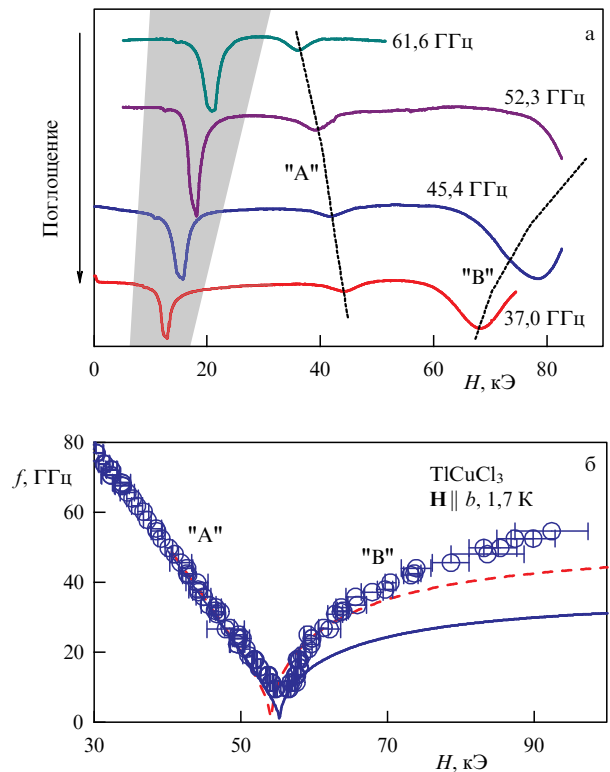


Рис. 5. (а) Спектры магнитного резонанса в трёхмерном димерном магнетике TiCuCl_3 при различных частотах СВЧ-излучения, $\mathbf{H} \parallel b$, $T = 1,7$ К. "А" — поглощение, связанное с синглет-триплетным переходом, "В" — антиферромагнитный резонанс в индуцированной полем упорядоченной фазе. Пунктирные линии соединяют сигналы магнитного резонанса одного типа для наглядности, серой заливкой отмечена область парамагнитного поглощения, связанного с дефектами, образующимися на поверхности кристалла при контакте с атмосферой. (б) Частотно-полевая диаграмма магнитного резонанса в TiCuCl_3 для синглет-триплетного перехода ("А") и антиферромагнитного резонанса ("В"). Кривые построены в рамках гидродинамической модели Фарутина – Марченко [28] с параметрами анизотропии, определёнными по тонкой структуре спектра триплетных возбуждений (сплошные кривые) и для удвоенных значений констант анизотропии (штриховая кривая).

выше эффектом уменьшения видимого расщепления тонкой структуры спектра триплетных возбуждений при усреднении по заселённым состояниям (см. рис. 3): удвоение значений констант анизотропии улучшает согласованность эксперимента и модельного расчёта (штриховые линии на рис. 5) [20].

Отметим также необычный эффект "инверсии осей анизотропии" при переходе в упорядоченную фазу, отличающий низкотемпературные парамагнетики от традиционных спиновых систем. Оказалось, что "лёгкая" ось анизотропии для триплетных возбуждений в низкополевой парамагнитной фазе при переходе в индуцированную полем антиферромагнитную фазу становится "трудной" осью анизотропии для антиферромагнитного параметра порядка. Магнитно-резонансная спектроскопия позволила систематически проследить этот эффект в различных низкотемпературных парамагнетиках [20]. Этот эффект был впервые отмечен Дате и Киндо [18] для халдейновских магнетиков, гидродинамический подход Фарутина – Марченко [28] описывает наблюдаемую инверсию осей анизотропии.

3. Выводы

Низкотемпературные парамагнетики являются классом спиновых систем, необычные свойства которых существенно определяются законами квантовой физики. Фундаментальный интерес к таким системам связан с формированием в них сильно коррелированного, но не упорядоченного в традиционном смысле основного состояния, существованием хорошо определённых квазичастичных возбуждений и существованием необычных фаз в приложенном магнитном поле.

Синглетное основное состояние и щель в спектре магнитных возбуждений обуславливает общность физических свойств изученных соединений: вымерзание магнитной восприимчивости при низких температурах и наступление индуцированного полем антиферромагнитного упорядочения выше критического поля закрытия спиновой щели. Высокое энергетическое разрешение методики спектроскопии магнитного резонанса позволяет изучать тонкие детали спектра возбуждений низкотемпературного парамагнетика как в квантово-неупорядоченной низкополевой фазе, так и в индуцированной полем антиферромагнитно-упорядоченной фазе выше критического поля закрытия спиновой щели.

При изучении низкотемпературных парамагнетиков с щелевым спектром возбуждений удаётся наблюдать и с высокой точностью численно характеризовать тонкую структуру триплетных уровней в низких полях, характеризовать процессы спиновой релаксации, наблюдать и численно характеризовать возникновение неголдстоуновских мод в индуцированной полем антиферромагнитной фазе. В некоторых спин-щелевых системах оказывается возможным наблюдать непосредственные переходы между синглетным основным состоянием и возбуждёнными триплетными состояниями квантовой системы.

Благодарности. Вошедшие в данный обзор результаты были получены на образцах, выращенных в лабораториях проф. Л.Н. Демьянец и А.Я. Шапиро, Институт кристаллографии РАН ($\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$); проф. Х. Танака, Токийский технологический институт (TCuCl_3); проф. А. Жёлудева, Федеральная техническая школа Цюриха ($(\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_2)\text{Cu}_2\text{Cl}_6$ и $(\text{C}_7\text{H}_{10}\text{N}_2)_2\text{CuBr}_4$). Автор выражает всем им благодарность за предоставленные образцы и многочисленные обсуждения.

Эксперименты по измерению спектров ЭПР в халдейновском магнетике $\text{PbNi}_2\text{V}_2\text{O}_8$ в больших магнитных полях и на высоких частотах были выполнены А.И. Смир-

новым (ИФП РАН) и проф. М. Хагивара (Институт физики твёрдого тела Университета Токио).

Автор выражает искреннюю благодарность коллегам по Институту физических проблем им. П.Л. Капицы РАН А.И. Смирнову, Л.Е. Свистову, С.С. Сосину, В.И. Марченко за многочисленные обсуждения в ходе вошедших в этот обзор исследований и помощь в проведении измерений.

Работа по подготовке обзора была поддержана грантом Российского научного фонда № 22-12-00259.

Список литературы

- Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **4** 675 (1933)
- Néel M L *Ann. Physique* **12** (3) 137 (1948) <https://doi.org/10.1051/anphys/194812030137>
- Shull C G, Strauser W A, Wollan E O *Phys. Rev.* **83** 333 (1951)
- Bloch F Z. *Phys.* **61** 206 (1930) <https://doi.org/10.1007/BF01339661>
- Brockhouse B N *Phys. Rev.* **106** 859 (1957)
- Brockhouse B N *Phys. Rev.* **111** 1273 (1958)
- Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **50** 1153 (1983)
- Dagotto E, Rice T M *Science* **271** 618 (1996)
- Dagotto E *Rep. Prog. Phys.* **62** 1525 (1999)
- Stone M B et al. *New J. Phys.* **9** 31 (2007)
- Affleck I *Phys. Rev. B* **41** 6697 (1990)
- Affleck I *Phys. Rev. B* **43** 3215 (1991)
- Zapf V, Jaime M, Batista C D *Rev. Mod. Phys.* **86** 563 (2014)
- Nikuni T et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5868 (2000)
- Giamarchi T, Rüegg C, Tchernyshyov O *Nature Phys.* **4** 198 (2008)
- Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **85** 054415 (2012)
- Blosser D et al. *Phys. Rev. B* **100** 144406 (2019)
- Date M, Kindo K *Phys. Rev. Lett.* **65** 1659 (1990)
- Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **92** 184403 (2015)
- Глазков В Н "Электронный спиновый резонанс в низкотемпературных парамагнетиках," Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (М.: Институт физических проблем им. П.Л. Капицы, 2022); <http://www.kapitza.ras.ru/arhiv/people/glazkov/DZ/dis.pdf>
- Глазков В Н *ЖЭТФ* **158** 57 (2020); Glazkov V N *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 46 (2020)
- Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **69** 184410 (2004)
- Smirnov A I et al. *Phys. Rev. B* **77** 100401 (2008)
- Glazkov V N et al. *Phys. Rev. B* **82** 184406 (2010)
- Zheludev A et al. *Phys. Rev. B* **62** 8921 (2000)
- Anderson P W *J. Phys. Soc. Jpn.* **9** 316 (1954)
- Jones M T, Chesnut D B *J. Chem. Phys.* **38** 1311 (1963)
- Фарутин А М, Марченко В И *ЖЭТФ* **131** 860 (2007); Farutin A M, Marchenko V I *J. Exp. Theor. Phys.* **104** 751 (2007)
- Čizmár E et al. *Phys. Rev. B* **82** 054431 (2010)
- Гуревич А Г, Мелков Г А *Магнитные колебания и волны* (М.: Наука, 1994); Gurevich A G, Melkov G A *Magnetization Oscillations and Waves* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1996) <https://doi.org/10.1201/9780138748487>
- Nagamiya T, Yosida K, Kubo R *Adv. Phys.* **4** (13) 1 (1955) <https://doi.org/10.1080/00018735500101154>
- Glazkov V N et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **310** e454 (2007)

Magnetic resonance in low-temperature paramagnets

V.N. Glazkov

Kapitza Institute of Physical Problems, Russian Academy of Sciences, ul. Kosygina 2, 119334 Moscow, Russian Federation
E-mail: glazkov@kapitza.ras.ru

Low-temperature paramagnets are a class of spin systems that remain in a disordered paramagnetic state down to the lowest temperatures despite the presence of noticeable exchange spin-spin coupling. The magnetic properties of these systems at low temperatures are due to collective spin excitations, and, in a magnetic field, such spin systems can demonstrate magnetic field-induced antiferromagnetic ordering. Magnetic resonance allows studying the details of the excitation spectrum in the paramagnetic low-field and ordered high-field phases of low-temperature paramagnets, revealing the fine structure of the spectrum of collective excitations, details of the interaction between excitations, changes in the excitation spectrum induced by the magnetic field, and the emergence of non-Goldstone modes of spin dynamics in high-field ordered phases.

Keywords: spin liquid, magnetic resonance, low-temperature paramagnets, quantum magnets

PACS numbers: 75.10.Jm, 75.50.Ee, **76.30.-v**, **76.50.+g**

Bibliography — 32 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (12) 1320–1325 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039756>

Received 1 August 2024

Physics – Uspekhi **67** (12) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.07.039756>